

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

**Contribuição para os métodos de
identificação das componentes
eletromagnética e muônica de chuveis
atmosféricos extensos no Observatório Pierre
Auger**

Vanessa Menezes Theodoro

Orientador:

Prof. Dr. José Augusto Chinellato

Co-orientador:

Prof. Dr. Márcio Aparecido Müller

Banca examinadora:

Prof. Dr. Marcelo Augusto Leigui de Oliveira

Prof. Dr. Anderson Campos Fauth

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin para a obtenção do título de Mestre em Física.

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA POR
VALKÍRIA SUCCI VICENTE – CRB8/5398 - BIBLIOTECA DO IFGW
UNICAMP**

T342c Theodoro, Vanessa Menezes, 1985-
 Contribuição para os métodos de identificação das
 componentes eletromagnética e muônica de chuveis
 atmosféricos extensos no Observatório Pierre Auger /
 Vanessa Menezes Theodoro. -- Campinas, SP : [s.n.], 2011.

Orientador: José Augusto Chinellato.
Co-orientador: Márcio Aparecido Müller.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física “Gleb Wataghin”.

1. Observatório Pierre Auger. 2. Raios cósmicos.
3. Tanques Cherenkov. 4. Múons. 5. Componente
eletromagnética. I. Chinellato, José Augusto, 1950-
II. Müller, Márcio Aparecido. III. Universidade Estadual de
Campinas. Instituto de Física “Gleb Wataghin”. IV. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em inglês: Contribution to the methods for the identification of electromagnetic component and muonic component from the extensive atmospheric showers in the Pierre Auger Observatory

Palavras-chave em inglês:

Pierre Auger Observatory

Cosmic rays

Cherenkov tanks

Muons

Eletromagnetic component

Área de Concentração: Física de Partículas Elementares e Campos

Titulação: Mestre em Física

Banca Examinadora:

José Augusto Chinellato [Orientador]

Marcelo Augusto Leigui de Oliveira

Anderson Campos Fauth

Data da Defesa: 03-11-2011

Programa de Pós-Graduação em: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **VANESSA MENEZES THEODORO** – R.A. 098221 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 03/11/2011.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. José Augusto Chinellato - Orientador do Candidato
DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Marcelo Augusto Leigui de Oliveira – CCNH/UFABC

Prof. Dr. Anderson Campos Fauth – DRCC/IFGW/UNICAMP

À minha família e ao meu namorado Marcello.
Amores da minha vida.

Agradecimentos

Embora a dissertação seja, pela sua finalidade acadêmica, um trabalho individual, há contribuições de natureza diversas que não podem e nem devem deixar de ser citadas. Por essa razão, devo expressar meus agradecimentos mais sinceros àqueles que colaboraram para a realização desse projeto. Então agradeço:

Agradeço primeiramente o meu orientador Prof. José Augusto Chinellato pelo acolhimento, orientação e confiança.

Ao meu co-orientador Dr. Márcio Müller por toda ajuda, discussões, correções, confiança e dedicação.

Aos membros da banca pela leitura, correções, críticas e sugestões que contribuirão para a melhoria desse trabalho.

Sou grata aos Profs. Anderson Fauth, Ernesto Kemp e Carola Dobrigkeit pelos ensinamentos.

Agradeço à Profa. Márcia Begalli pelo incentivo a fazer o curso de pós-graduação na Unicamp.

À agência de fomento CNPq pela bolsa de mestrado.

À minha família por todo o apoio ao longo da minha vida para que eu chegasse até aqui.

Ao meu namorado Marcello Antônio por todo incentivo, paciência e amor.

A todos os (as) queridos (as) amigos (as), os (as) colegas de sala de aula – da graduação e pós-graduação, dos cafés do DRCC, brasileiros, estrangeiros, os (as) que estão longe, os que não são tão presentes, os (as) das festas, dos momentos fúnebres. Aos amigos das risadas contagiantes e das conversas insanas. Amigos da família, os do meu coração, aos amigos da minha vida.

A Deus, o que seria de mim sem a fé que eu tenho Nele. A cada vitória o reconhecimento devido a Ele. Senhor, obrigada pelo fim dessa etapa.

“Não há nada como regressar a um lugar que está igual
para descobrir o quanto a gente mudou”.

Nelson Mandela

Resumo

O Observatório Pierre Auger foi construído para detectar raios cósmicos de altas energias. Um dos principais objetivos das pesquisas realizadas pelo Observatório Auger, é o estudo da composição de massa dos raios cósmicos primários. O conteúdo muônico dos chuueiros atmosféricos extensos, produzidos a partir das interações dessas partículas primárias no alto da atmosfera, é um dos parâmetros mais sensíveis para o estudo da composição de massa. Ao nível do solo, as partículas detectadas com os 1600 tanques Cherenkov, que constituem o detector de superfície do Observatório, são essencialmente uma mistura de fótons, elétrons e pósitrons, que formam a componente eletromagnética; e os múons da componente muônica dos chuueiros extensos. A contribuição relativa dessas componentes depende do estágio de desenvolvimento do chuueiro e da distância radial ao eixo do mesmo. Nas regiões mais afastadas do eixo do chuueiro, num determinado estágio de seu desenvolvimento, um chuueiro iniciado por um núcleo de ferro, pode sob as mesmas condições que um chuueiro com primário de próton, induzir até 40% mais múons.

Um dos métodos possíveis para estimar a contribuição muônica é o uso da estrutura temporal do sinal Cherenkov no detector de superfície. Esses sinais digitalizados em FADCs, mostram que múons induzem picos de sinais acima de um contínuo eletromagnético formado de pequenos picos. De forma que essa estrutura de sinal característica das componentes dependem da distância radial ao eixo do chuueiro.

Esse trabalho tem como objetivo contribuir para a identificação e discriminação das componentes muônicas e eletromagnética dos chuueiros, a partir de um desenvolvimento matemático sobre o método de análise “Muon Jump”. O método de *jumps* é baseado nas estruturais temporais dos sinais das componentes registrados pelos tanques Cherenkov do Observatório Auger e digitalizados em unidades FADCs. Usando essa característica estrutura temporal dos sinais, poderemos estimar o sinal de cada componente, definindo filtros de separação nas distribuições temporais dos sinais das frentes dos chuueiros e nas distribuições das derivadas desses sinais.

Partindo dos diferentes sinais depositados por múons e partículas eletromagnéticas nos tanques Cherenkov, fizemos um estudo de contaminação desse sinal muônico pela componente eletromagnética, de forma individual e em frentes de chuueiros atmosféricos. Com isso, definimos o conceito de um filtro a ser aplicado nas distribuições de sinais, que nos permitisse separar de forma eficiente os sinais produzidos pelas partículas.

Abstract

The Pierre Auger Observatory was built to detect high-energy cosmic rays. Studies of the mass composition of the highest energy cosmic rays is a major focus of research developed by the Pierre Auger Observatory. The muon content of the extensive air showers produced from the interactions of these primary particles with the atmosphere, is one of the most sensitive parameters to the mass composition. At the ground level, the detected particles by the Surface Detector of the Auger Observatory consists of 1660 water-Cherenkov detectors, are essentially a mixture of photons, electrons and positrons, the electromagnetic component, and muons, the muonic component. The relative contribution of these components depends on the stage developmental stage and on the radial distance of the showers. Far enough from the shower axis at a given development stage, a shower initiated by a iron primary may induce up to 40% more muons than a proton primary under the same conditions.

The time structure of the Cherenkov signal profile in the surface detectors of particles reaching ground is used to estimate the muonic contribution. The Cherenkov signals are digitized as FADCs traces, and show that muons induce peaks signal above a continuous electromagnetic formed of small peaks. So this characteristic structure of the muonic and eletromagnetic peaks depend on the radial distance from the shower axis.

The goals of my work is to contribute to the identification and discrimination of the eletromagnetic and muonic components, from a mathematical model to apply filters in the signal distributions of the particles. This method is based on the Jump method. Using the detailed time structure of signs, we can estimate the sign of each component, defining a set of separation filters to make an efficient selection of the muonic signal. The different signals deposited by muons and electromagnetic particles in Cherenkov tanks, allowed us to study the electromagnetic contamination in individual muonic signals and in the showers fronts.

Conteúdo

Resumo/Abstract	vii
Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xxiii
1 Introdução	1
2 Raios Cósmicos de Ultra-Altas Energias	3
2.1 Introdução histórica	4
2.2 Espectro de energia	6
2.3 Mecanismos de aceleração e origem	9
2.4 Efeito GZK, propagação e campos magnéticos	12
2.5 Fenomenologia dos CAEs	19
2.5.1 Chuveiros eletromagnéticos e chuveiros hadrônicos	21
2.5.2 Desenvolvimento longitudinal	25
2.5.3 Desenvolvimento lateral	29
2.6 Composição	33
3 Observatório Pierre Auger	35
3.1 Introdução	35
3.2 Detector de superfície	38
3.2.1 Calibração e monitoramento	39
3.2.2 Sistema de seleção de eventos	41
3.2.3 Reconstrução do evento	43
3.2.4 Observáveis	47
3.3 Detectores de Fluorescência	57
3.3.1 Calibração e monitoramento	59
3.3.2 Sistema de seleção de eventos	63

3.3.3	Reconstrução do evento	64
3.3.4	Observáveis	67
3.4	HEAT	68
3.5	AMIGA	71
3.6	AERA	74
3.7	AMBER e MIDAS	78
3.8	EASIER	79
4	Resposta dos detectores de água Cherenkov	81
4.1	Introdução	81
4.2	Radiação Cherenkov	82
4.3	Sinal de resposta do tanque Cherenkov	87
4.4	Simulação do tanque Cherenkov	90
4.4.1	Trabalhos preliminares de simulação de módulos Cherenkov no estudo de interações hadrônicas	93
5	Métodos de simulação e separação de componentes	99
5.1	Thinning	100
5.1.1	<i>Thinning</i> estatístico	101
5.1.2	<i>Thinning</i> no <i>CORSIKA</i>	103
5.2	Unthinning	106
5.3	Método <i>Jump</i>	110
5.3.1	Definição do conceito de <i>Muon Jump</i>	111
5.3.2	Estimador do número de múons	113
5.3.3	Filtros nos perfis dos sinais nos FADCs	115
6	Análises e Resultados	119
6.1	Eficiência do método de separação e contaminação	119
6.1.1	Distribuição de energia cinética das partículas	119
6.1.2	Sinais gerados pelas componentes eletromagnética e muônica	125
6.2	Separação das componentes nas frentes de CAEs	137
7	Conclusão e perspectivas	153
	Bibliografia	155

Lista de Figuras

2.1	Espectro de energia de raios cósmicos com dados de diversos experimentos.	7
2.2	Gráfico de Hillas mostrando os tamanhos das regiões de aceleração e intensidade dos campos magnéticos das possíveis fontes de aceleração de raios cósmicos de altas energias. Figura retirada de [1].	10
2.3	Limite superior com 95% de nível de confiança de fração de fótons para diferentes energias. Foram usados dados obtidos com o detector de superfície (AUGER SD) e de eventos híbridos (HYB) do OPA. A figura também apresenta resultados de experimentos como AGASA (A_1 , A_2), Haverah Park (HP), Yakutsk (Y) e AGASA-Yakutsk (AY). Os limites segundo os modelos <i>top-down</i> (SHDM, Z-Burst, SHDM' e TD) e previsões dos fótons GZK são também podem ser vistos. A linha vermelha indica a sensibilidade para o futuro sítio do OPA no hemisfério Norte após 10 anos de operação. Figura retirada de [2].	11
2.4	Projeção da esfera celestial em coordenadas galácticas com círculos de $3,2^\circ$ centrados nas direções de chegada de 27 eventos com energias $E > 57 \cdot 10^{18}$ eV e ângulos zenitais $< 60^\circ$ detectados pelo Observatório Pierre Auger. Os asterísticos representam as posições de 442 AGNs sendo 292 no campo de visão do OPA (linha sólida que delimita a região), à distâncias $D < 71$ Mpc (redshift $z \leq 0,017$) da 12ª edição do catálogo de quasares e núcleos de galáxias ativas. Centaurus A, a AGN mais próxima da Terra, marcada em branco, possui 2 eventos registrados pelo observatório fortemente correlacionados a ela. Figura retirada de [3].	12
2.5	Energia média de prótons que se propagam na RCF em função das distâncias percorridas por essas partículas. A figura apresenta a energia perdida por 3 prótons inicialmente com energias de 10^{20} eV, 10^{21} eV e 10^{22} eV. Figura retirada de [4].	14

- 2.6 O quadro no top apresenta o fluxo dos eventos em função da energia de dados coletados pelo OPA com suas respectivas incertezas estatísticas. O quadro inferior mostra a comparação dos fluxos obtidos com dados do HiRes I e do OPA segundo um índice espectral de 2,69. Figura retirada de [5]. 15
- 2.7 Comprimento de perda de energia para prótons, fótons e núcleos de ferro com diferentes energias. O comprimento de perda é a distância para os quais o próton, o fóton ou o núcleo de ferro perde uma fração de energia de $1/e$. A curva de $n \rightarrow p e \nu$ é para o comprimento médio de decaimento de um nêutron. Figura retirada de [6]. 16
- 2.8 Projeção de 20 trajetórias para prótons de energias de 1 EeV, 3 EeV, 10 EeV e 100 EeV, proveniente de uma fonte pontual. O campo magnético é descrito por células de tamanho 1 Mpc, com valor médio de 1 nG orientado aleatoriamente em cada célula. A trajetória de cada próton é controlada até atingir uma distância a partir da fonte de 40 Mpc. Figura retirada de [6]. 17
- 2.9 Mapa do céu das deflexões angulares (em graus) para prótons com energia $E > 6 \cdot 10^{19}$ eV, calculados segundo o método desenvolvido por Kotera e Lemoine ([7]). As partículas são desviadas em centros espalhadores magnetizados, que são distribuídos de acordo com a densidade de galáxias estimadas usando o catálogo PSCz de galáxias IRAS que cobre 84% do céu ([8]). O rastro cinza indica as regiões do céu que não são abrangidas por esse catálogo. Cada próton encontra, em média, cerca de 3 centros espalhadores a uma distância de propagação de ~ 100 Mpc e experimentam uma deflexão de trajetória da ordem de $1,7^\circ$ após cada encontro. Pontos brancos indicam a direção de chegada eventos energia com energias $E > 6 \cdot 10^{19}$ eV detectados pelo OPA, que foram usados para o estudo de anisotropia ([3]). Figura retirada de [9]. 18
- 2.10 Diagrama das principais componentes e interações que ocorrem no CAE 20
- 2.11 (a) Esquema de um chuva eletromagnético segundo o modelo de Heitler CAE.
(b) Modelo de Heitler estendido para interações hadrônicas. Figura retirada de [10]. 23
- 2.12 CAE simulado com perfil longitudinal. A curva é dada em função do número de elétrons (pósitrons e fótons) por profundidade atmosférica. 26

2.13	Fator de correção para a energia calorimétrica detectada pela técnica de fluorescência para energia total de primários de ferro, fóton e próton. A energia que falta está relacionada principalmente a energia não contabilizada de múons e neutrinos secundários do CAE. Os fatores são mostrados pelos símbolos segundo o modelo de interação usado na simulação. As simulações dos chuveiros foram feitas com o pacote de simulação CONEX [11]. Figura retirada de [12].	27
2.14	Variação do X_{max} com a energia (sistema laboratório) usando dados adquiridos por diversos experimentos e previsões simuladas segundo diferentes tipos de interações hadrônicas. Figura retirada de [13].	29
2.15	Simulação da distribuição lateral de partículas do chuveiro [13]. Curvas obtidas da média de chuveiros inclinados a 30°. São mostradas as densidades de fótons, múons e elétrons de chuveiros induzidos por primários de prótons (linha vermelha), núcleos de ferro (linha azul) e fótons (linha pontilhada) com energias de 10^{19} eV.	31
2.16	Abundância dos elementos nos raios cósmicos medidos na Terra se comparados às abundâncias do sistema solar. Medidas relativas ao carbono para raios cósmicos com energias até 1TeV/nucleon [14].	34
3.1	À esquerda, esquema do complexo de detecção do OPA. Os pontos roxos representam os detectores de superfície. A zonal azul delimita a área de ocupação do sítio em junho de 2008. As áreas brancas correspondem as áreas que futuramente serão ocupadas. A figura também mostra a disposição dos complexos de detectores de fluorescência (Los Morados, Los Leones, Loma Amarilla, Coihueco e HEAT). Os projetos AMIGA e AERA estão localizados próximos aos prédios do Coihueco e do HEAT. Um conjunto de protótipos de radio antenas foi instalados próximo ao BLS (<i>Auger Ballon Launching Station</i>) e ao CLF (<i>Central Laser Facility</i>) para estudos (ver secção 2.3.1). O desenho a direita mostra um esquema futuro do arranjo de detecção do OPA.	37
3.2	Estação do detector de superfície do OPA. Figura retirada de [15].	40
3.3	Histogramas de carga e amplitude de pulso de uma estação de detecção do OPA com o sinal somado das 3 fotomultiplicadoras. O histograma vermelho é produzido por um telescópio de múons externo ao tanque fornecendo o gatilho para selecionar apenas múons verticais e centrais. O primeiro pico no histograma preto é causado por partículas de baixa energia. Já o segundo pico é devido aos múons atmosféricos verticais. Figura retirada de [16]	41
3.4	Aproximações de frentes plana e esférica dos CAEs com parâmetros usados na reconstrução geométrica.	44

3.5	<p>Sinais registrados de um evento detectado pelo conjunto de tanques do OPA em função da distância r do eixo do chuveiro. Os diversos ajustes das curvas, mostram o resultado da reconstrução para diversos valores de β. Os pontos vermelhos são estações que não detectaram sinais. O gráfico na parte superior, mostra o valor r_{opt} em função do espaçamento entre os detectores, que no caso do OPA em que esse vale 1500 m, o r_{opt} corresponde à 1000 m. Figuras retiradas de [17].</p>	45
3.6	<p>Curva de calibração mostrando a correlação entre $\log E_{FD}$ e o $\log S_{38}$ de eventos híbridos detectados pelo OPA. Figura retirada de [5].</p>	47
3.7	<p>(a)Espectro de energia dos raios cósmicos de altas energias determinado a partir de medições híbridas do OPA com suas respectivas incertezas estatísticas. Os números que podem ser vistos abaixo de cada ponto correspondem ao número de eventos com energia estimada nessa faixa. Uma lei de potência simples ajustada para certas regiões é mostrada pelas linhas vermelhas, porém pode ser visto que não há ajuste segundo essa lei para energias acima da região do tornozelo. (b)Espectro de energia derivado de dados do SD calibrados com medidas de fluorescência. Somente as incertezas estatísticas são mostradas. (c) Espectro de energia dos dados do OPA de detecção híbrida com ajustes de lei de potência simples combinada com uma função mais suave. Para comparação os dados do experimento HiRes são mostrados. As incertezas sistemáticas do fluxo multiplicado por E^3, devido à incertezas na escala de energia de 22% é indicado pelas setas. Figuras retiradas de [18].</p>	48
3.8	<p><i>Rise Time</i> $t_{1/2}$ de um evento simulado e esquema das trajetórias das partículas. Figuras retiradas de [19] [20].</p>	50
3.9	<p>$t_{1/2}(1000\text{ m})$ segundo modelos de previsões MC (linhas) e dados reais obtidos por tanques Cherenkov do OPA (pontos pretos) para ângulos fixos de 38°. As linhas azuis indicam primários de próton e as vermelhas de ferro. As linhas sólidas são simulações segundo o modelo QGSJET01 e as tracejadas segundo o Sibyll 2.1. Figura retirada de [21].</p>	51
3.10	<p>Parâmetros <i>AsymHeight</i>, <i>XAsymMax</i> e <i>XAsymWidth</i> que descrevem o desenvolvimento longitudinal de assimetria do $t_{1/2}$. Figura retirada de [22].</p>	52
3.11	<p>(a)O parâmetro <i>XAsymMax</i> em função do $\log E$. (b) X_{max} em função de $\log E$ inferido do <i>XAsymMax</i> e de previsões segundo os modelos QGSJETII-03 (linhas sólidas) e Sibyll 2.1 (linhas tracejadas). As linhas vermelhas indicam primários prótons e as azuis núcleos de ferro. Os pontos pretos indicam dados obtidos com os detectores de superfície do OPA. Figuras retiradas de [23].</p>	53

3.12 Resultados da relação entre o valor médio de $\langle \Delta_i \rangle$ em função do X_{max} para os eventos híbridos selecionados das detecções do OPA. Os resultados de ambos os métodos mostram-se consistentes. Figura retirada de [24]. 54

3.13 $\langle X_{max} \rangle$ em função do $\log E$ inferidos a partir do parâmetro $X_{AsymMax}$ medidos com os detectores de superfície do OPA (pontos pretos). A figura também mostra os resultados de medições diretas do X_{max} usando os detectores de fluorescência do observatório (pontos rosas), assim como previsões segundo vários modelos para primários puro de ferro (linhas azuis) ou de próton (linhas vermelhas). Figura retirada de [23]. 55

3.14 Esquema do raio de curvatura. O diagrama à esquerda mostra um chuva que se desenvolve em uma profundidade maior na atmosfera, como é esperado para partículas de pequena massa primária. Nesse caso, o raio de curvatura da esfera associada com as partículas da primeira interação é pequeno. O diagrama à direita é usado para mostrar um chuva que começa a se desenvolver em um ponto mais acima na atmosfera, típico para os primários mais pesados, apresentando um raio de curvatura muito maior do que o diagrama anterior. Portanto, seria de se esperar maiores raios de curvatura indicam crescentes mudanças na composição da massa média de raios cósmicos de altíssimas energias. 56

3.15 (a) Configuração do OPA em 2009 com os 4 sítios de observação de fluorescência. Os pontos cinzas representam as disposições dos tanques de água Cherenkov do SD. As linhas cinzas indicam os campos FOVs dos 24 telescópios de fluorescência localizados nos 4 sítios cobrindo o perímetro do SD. Parte do conjunto de detecção *infill* AMIGA pode ser visto próximo a estação de fluorescência Coihuenco, e no centro, o CLF (*Central Laser Facility*). Na foto, a estação Los Leones. (b) Esquema da estação de fluorescência com 6 telescópios. Figuras retiradas de [25]. 58

3.16 Desenho esquemático de um telescópio de fluorescência do OPA acompanhado por uma foto que evidencia seus principais componentes. Figuras retiradas de [25]. 59

- 3.17 Rastro de luz de um evento híbrido, como visto por dois telescópios de fluorescência de uma estação. As cores diferentes indicam a seqüência temporal dos pixels disparado. A linha representa o plano SPD. Os quadrados vermelhos no canto inferior esquerdo representam as estações de superfície, que foram ativadas e resgistraram esse evento. As cruces mostram pixels da câmera selecionadas pelo sistema de gatilhos, porém foram marcados pelo algoritmo de reconstrução como muito afastados tanto em distância com o plano SPD do eixo do chuveiro ou em tempo. Figura retirada de [25]. 64
- 3.18 Ilustração dos parâmetros para a reconstrução geométrica do chuveiro de um detector de fluorescência. Figura retirada de [26]. 65
- 3.19 Ajuste da função 3.11 que relaciona o tempo t_i com o ângulo χ_i . Os pontos coloridos representam os dados do detector de fluorescência e os quadrados os dados do SD que estão sobrepostos com ajustes da reconstrução monocular (linha vermelha) e a reconstrução híbrida (linha azul). O quadrado preenchido indica a estação de superfície com o maior sinal. Este é um típico evento em que a reconstrução monocular não funciona bem. Figura retirada de [25]. . . 67
- 3.20 $\langle X_{max} \rangle$ e largura de distribuição $RMS(X_{max})$ em função da energia. Os dados são de eventos híbridos observados pelo OPA. A figura também apresenta conforme a legenda, previsões de chuveiro simulados para primários de ferro e próton segundo modelos de interações hadrônicas. Figuras retiradas de [27]. . . 68
- 3.21 Foto dos três telescópios HEAT. Figura retirada de [28]. 69
- 3.22 Ilustração esquemática do método de detecção do chuveiro por um telescópio padrão de fluorescência em combinação com dois telescópios HEAT. Os campos de visão (FOV) de um telescópio de fluorescência padrão (Coihueco 5) e dois telescópios HEAT (HEAT 2 e HEAT 1) podem ser vistos. Figura retirada de [28]. 70
- 3.23 Reconstrução combinada de um chuveiro com o HEAT e Coihueco. À esquerda uma visão da câmera, o chuveiro começa no canto superior direito e é visto por dois HEAT e um telescópio Coihueco. À direita, o perfil longitudinal de chuveiro com energia reconstruída de $(2,0 \pm 0,2) \cdot 10^{17}$ eV. O HEAT observa o máximo do chuveiro e se torna crucial para que seja realizada uma boa reconstrução. Figura à direita retirada de [28], e figura à esquerda retirada de [29]. 70

3.24 Arranjo geométrico do conjunto do detector AMIGA. Os círculos pretos na figura do topo, mostram as estações Cherenkov padrão em uma rede de 1,5 km. Os círculos cinzas são as novas estações *infill* das duas matrizes AMIGA. Todas as estações dentro do hexágono maior têm um contador de múon aterrado próximo a elas. As linhas brancas e pretas indicam os limites dos campos de visão FOV dos telescópios Coihueco e HEAT. A figura abaixo mostra as duas matrizes separadas, onde os círculos azuis representam tanques do conjunto padrão, os círculos verdes as novas estações Cherenkov que compõe a primeira matriz de 750 m, enquanto os círculos vermelhos os detectores da segunda matriz espaçados 433 m. Figura retirada de [30]. 72

3.25 No topo a esquerda, o esquema de detecção da combinação tanque Cherenkov-contador de múons. Já a direita, a imagem de um módulo cintilador de 5 m² com 32 varas de cada lado da fotomultiplicadora central. As varas são conectados à fotomultiplicadora de 64 canais através de uma fibra óptica anexadas em uma ranhura da vara. A figura central inferior mostra o posicionamento do contador de múon subterrâneo em relação ao tanque de água Cherenkov do conjunto de detecção AMIGA do OPA. Figura retirada de [29]. 73

3.26 À esquerda, o esquema mecanismo de rádio emissão geomagnética. À direita, a medida do espectro de raios cósmicos. A cor do fundo indica a faixa de energia de vários experimentos: menor energia(LOFAR), em energias acima do joelho (LOPES, CODALEMA), e em altas energias (AERA no OPA). LOFAR HECCR indica sistema de detecção com antenas LOFAR para raios cósmicos de altas energias (*high energy cosmic rays*), enquanto LOFAR VHECCR indica um sistema com antenas LOFAR para detecção de raios cósmico de altíssimas energias (*very energy cosmic rays*). Figura retirada de [31]. 75

3.27 À esquerda, uma estação rádio detectora do projeto AERA instalada. A figura mostra a rádio antena do tipo LPDA, a antena GPS, e o painel solar sobre a caixa de eletrônica. À direita, esquema da matriz AERA, mostrando as 3 fases previstas. As fases I(vermelha), II(azul) e III(verde), terão redes com espaçamento entre as rádios estações de 150 m, 250 m e 350 m, respectivamente. Figuras retiradas de [31] e [32]. 76

3.28 (a) Detector AMBER formado por seu disco refletor e uma câmera de *pixel* na faixa de GHz. (b) Detector MIDAS com disco parabólico refletor e uma câmera de 53 canais montada sob o foco principal. Figuras retiradas de [32] [33]. 79

3.29 Configuração da antena do projeto EASIER implantada em cada tanque Cherenkov do OPA. Figura retirada de [34]. 80

4.1	Polarização de um meio dielétrico pela passagem de uma partícula carregada de velocidade relativa baixa (a) e com velocidade relativa alta (b) em relação a velocidade da luz no meio.	84
4.2	Frente de onda Cherenkov (frente coerente) formada usando o princípio de <i>Huygens</i> , da soma das frentes de ondas eletromagnéticas emitidas ao longo da trajetória da partícula. O resultado desse efeito, é um cone de luz emitido em torno da partícula.	85
4.3	Elétron incidindo no topo do tanque de água e gerando luz Cherenkov (traços rosa). Na figura é possível visualizar a disposição das três fotomultiplicadoras no topo do tanque.	91
4.4	Espectro de eficiência do fotocátodo.	92
4.5	Simulação do tanque “ <i>tank0Mod</i> ” de um nêutron de 10 GeV interagindo com o solo e gerando partículas secundárias, que ao interagirem com a água do tanque podem gerar fótons Cherenkov.	94
4.6	Histogramas do número de fotoelétrons detectados pelas três fotomultiplicadoras do tanque com suas <i>curvas resposta</i> devidamente ajustadas a eles. As duas curvas pretas são as funções exponenciais e guassianas e as curvas vermelhas são as <i>curvas resposta</i> das somas das duas anteriores. São distribuições de fotoelétrons para: (a)elétron de 50 MeV, (b)pósitron de 5 GeV, (c)múon positivo de 3 GeV, (d)múon negativo de 500 MeV e (e)nêutron de 1 GeV. . . .	97
4.7	Gráficos dos números de fotoelétrons coletados pelas três fotomultiplicadoras em função da energia para: (a)elétrons, (b)pósitrons, (c)múons positivos, (d)múons negativos e (e)nêutrons. A figura apresenta os valores médios de número de fotoelétrons e desvios das distribuições dos números de fotoelétrons coletados, como mostra a figura 4.6, para cada tipo de partícula a determinada energia. .	98
5.1	(a)Medidas de tempos computacionais de simulações CAE completo de ferro com <i>CORSIKA</i> (em um PC Linux de 2 GHz) em função da energia do núcleo de ferro primário. Um ajuste linear extrapolado até 10^{20} eV também é mostrado, gerando um tempo de CPU de cerca de 21 anos para simular totalmente um chuva a 10^{20} eV. (b)Tamanho do arquivo de saída do <i>CORSIKA</i> para chuvas de ferro sem <i>thinning</i> com diferentes energias de primários. O tamanho do arquivo depende fortemente dos cortes de energia para as partículas que prosseguiram no desenvolvimento do CAE, entre outros fatores, e, portanto, só deve ser tomado como uma estimativa aproximada. Um ajuste em lei de potência, resultando em um índice maior que 1, também é mostrada. Esses gráficos foram retirados do trabalho apresentado em [35].	100

- 5.2 Esquema do método de *thinning*. Pesos são atribuídos às partículas selecionadas (partículas rastreadas representadas pelas linhas em negrito) para contabilizar as partículas não monitoradas [36]. 102
- 5.3 Visualização da simulação de um chuva de próton vertical de 10^{18} eV com *CORSIKA* com diversos níveis de *thinning*. Os traços vermelhos correspondem aos elétrons, pósitrons e gamas; traços verdes correspondem aos múons; e as faixas azuis denotam hádrons. As cores são mistas (compostas), e não simplesmente pintados os traços em cima uns dos outros. A escala de cores é logarítmica, cores mais escuras correspondentes à densidade de partículas mais alta. As escalas de eixos são de 10 km na horizontal e 30 km na direção vertical. Em (a) o nível de *thinning* para componente eletromagnética $\epsilon_{thin}^{el} = 10^{-1}$; em (b) $\epsilon_{thin}^{el} = 10^{-3}$; em (c) $\epsilon_{thin}^{el} = 10^{-5}$; e em (d) $\epsilon_{thin}^{el} = 10^{-6}$. Figuras retiradas de [35]. 104
- 5.4 Os vários estágios de desenvolvimento da seleção de amostragem de *thinning* no *CORSIKA*. A linha horizontal abaixo do vértice simboliza o algoritmo de amostragem de seleção, que permite apenas as partículas selecionadas sigam no desenvolvimento do CAE e descarta as outras. O somatório, nos casos a) e b) é executado sempre sobre todas as “*i*” partículas secundária com $E_i < E_{thin}$. Partículas com $E > E_{thin}$ são representados pelas linhas sólidas mais grossas, e as partículas selecionadas pelo procedimento de *thinning* são dadas por linhas tracejadas-pontilhadas e pontilhada. Figura retirada de [37]. 105
- 5.5 Zona de reamostragem associada ao módulo detector de superfície. A figura mostra as coordenadas usadas na seleção da zona. Figura retirada de [38] . . . 108
- 5.6 Esquema do unthinning. Os números identificam os pesos das partículas. . . . 109
- 5.7 Distribuição dos sinais médios totais e das componentes dos chuviscos de próton (a) e ferro (b), detectados em tanques Cherenkov espalhados a distâncias radiais entre 800 m e 1600 m dos eixos dos CAES. Esses sinais estão registrados em bins de 25 ns, conforme a amostragem dos FADC. 112
- 5.8 Distribuições das derivadas dos sinais das componentes de 70 chuviscos simulados de ferro, com energia de 10^{19} eV à 45° , medidos sobre 2400 estações distribuídas entre 800 m e 1600 m dos eixos dos chuviscos. 112

- 5.9 (a) Distribuição das derivadas dos sinais das componentes de um chuveiro simulado de primário próton, com energia de 10^{19} eV e ângulo de incidência zenital de 45° , medidos sobre 718 estações distribuídas entre 1200 m e 1600 m. A assimetria da distribuição é induzida pela componente muônica. (b) Distribuição total das derivadas dos sinais de dados de eventos do OPA, com energias entre 8 EeV e 12 EeV, ângulos de incidências zenitais entre 40° e 50° , medidos sobre 521 estações distribuídas entre 1200 m e 1600 m. Figuras retiradas de [39]. 116
- 5.10 Esquema de seleção dos sinais correspondentes a múons nos perfis de distribuição temporal de sinais em FADCs. 118
- 6.1 Distribuições de energias cinéticas de múons positivos (a), múons negativos (b), elétrons (c), pósitrons (d) e gamas (e) de CAEs de primários de núcleos de ferro com energias de 10^{19} eV e ângulos zenitais de 30° 121
- 6.2 Distribuições de energias de múons positivos (a), múons negativos (b), elétrons (c), pósitrons (d) e gamas (e) de CAEs de primários de núcleos de ferro com energias de 10^{19} eV e ângulos zenitais de 30° na região $S[800,1600]$ de distribuição lateral de partículas do chuveiro. 124
- 6.3 Distribuições de sinais gerados por partículas no tanque simulado usando o aplicativo *tank0Mod*. (a) Corresponde a distribuição dos sinais gerados por prótons com energias de 500 MeV e ângulos de incidência de 0° , (b) corresponde a distribuição dos sinais píons positivos que incidem no tanque com energias de 3 GeV e ângulos de incidência de 30° , e (c) correspondem aos sinais gerados por nêutrons com energias de 1 TeV e ângulos de incidência de 45° que atingem o tanque. As linhas vermelhas e pretas são curvas de ajustes das distribuições de sinais. 126
- 6.4 Comparação entre os sinais gerados por múons positivos com energias de 500 MeV e elétrons com energias de 50 MeV (a), 100 MeV (b), 300 MeV (c) e 500 MeV (d). Nas legendas podem ser observados os fatores de coincidência F_c de cada caso dos sinais totais e a partir de valores de cortes (caso (d)). 128
- 6.5 Sinal gerado por múons a 30° em função da energia dos mesmos. Múons a partir de 1 GeV geram sinais em torno de 0,9 VEM. Estudo realizado no trabalho [40]. As pequenas variações dos valores das médias na ordem de GeV deve-se ao pequeno número de eventos simulados para cada valor de energia (de 1000 a 1500 eventos). Os grandes valores de desvios para energias na ordem de TeV é em resposta a baixa estatística para partículas com esses valores de energia (cerca de 500 eventos). 129

- 6.6 Comparações entre os sinais gerados por múons positivos com energias de 100 MeV e elétrons de energias de 5 MeV (a), 10 MeV (b) e 50 MeV (c). Os fatores de coincidência entre os sinais gerados por múons e os sinais gerados por elétrons obtidos através dos ajustes as curvas de distribuições de sinais foram menores de que 0,13 (a), 0,50 (b) e 0,16 (c). 130
- 6.7 Comparações entre os sinais gerados por múons positivos com energias de 300 MeV e elétrons de energias de 5 MeV (a), 10 MeV (b) e 50 MeV (c). As legendas apresentam valores dos fatores de coincidência dos sinais totais. . . . 131
- 6.8 Comparações entre os sinais gerados por múons positivos com energia de 300 MeV e gamas de energias de 5 MeV (a), 10 MeV (b) e 50 MeV (c). Os fatores de coincidência obtidos através dos ajustes as curvas de distribuições de sinais foram menores que de 0,001%, 0,001% e 0,013%, respectivamente. . . . 132
- 6.9 Comparações entre os sinais gerados por múons negativos com energia de 1 GeV e pósitrons de energias de 5 MeV (a), 10 MeV (b) e 50 MeV (c). Os fatores de coincidência obtidos através dos ajustes das curvas de distribuições de sinais foram menores que 0,001, 0,002 e 0,008, respectivamente. 133
- 6.10 Comparações entre os sinais gerados por múons negativos com energia de 1 GeV e gamas de energias de 5 MeV (a), 10 MeV (b) e 50 MeV (c). Os fatores de coincidência obtidos através dos ajustes as curvas de distribuições de sinais foram menores que 0,01 para todos os casos. 134
- 6.11 Comparações entre os sinais gerados por um múon negativo de 300 MeV e um elétron de 50 MeV ambos a 30° (a), e os sinais gerados por um múon negativo de 300 MeV e um elétron de 50 MeV ambos a 45° (b). Nessa figura é possível perceber um aumento significativo na contaminação dos sinais das partículas eletromagnéticas nos sinais dos múons em relação a coincidência dos sinais dessas partículas injetadas a 0° ($F_c < 0,2$). 135
- 6.12 Esquema das áreas selecionadas no processo de *unthinning*. 137
- 6.13 Distribuições de regenerações, processo de *unthinning* para múons (a) e partículas eletromagnéticas a 1200 m do eixo do chuveiro. O valor de n indica o número de vezes que essa partícula foi reamostrada durante processo. 138
- 6.14 Curvas de sinais obtidas a partir das distribuições de energias cinéticas da região cerca de $r_{est} = 1400$ m do eixo do chuveiro. A distribuição (a) corresponde a múons e (b) a gamas, elétrons e pósitrons. Cada distribuição conta com a estatística de 7 chuveiros. 139
- 6.15 Distribuições dos ângulos zenitais de múons (a) e partículas eletromagnéticas (b) de um chuveiro reamostrados para uma estação a 1400 m. 139

6.16	Distribuições de sinais em bins temporais de 25 ns das componentes eletromagnética e muônica (subfiguras do topo) e dos sinais totais conforme registrados nos FADCs (subfiguras abaixo). Os sinais são de apenas 1 estação a distâncias de 1000 m (a), 1600 m (b) e 2000 m . As linhas tracejadas indicam os cortes em sinais (V_{filter}) selecionados para otimizar o método de separação das componentes.	140
6.17	(a) Distribuições de sinais em bins temporais de 25 ns das componentes eletromagnética e muônica (subfiguras do topo) e dos sinais totais conforme registrados nos FADCs (subfiguras abaixo). Os sinais são de apenas 1 estação a distâncias de 1000 m . A figura (b) mostra a distribuição das derivadas desses sinais.	142
6.18	Distribuições das derivadas dos sinais registrados em bins temporais de 25 ns da componente eletromagnética, da componente muônica, e o sinal total. . . .	144
6.19	Valores dos filtros ΔV_l^\pm (a) e V_{filter} (b) em função das distâncias radiais r_{est}	150
6.20	Valores dos parâmetros de correção α em função das distâncias radiais r_{est} . Os valores médios dos parâmetros, apresentam desvios menores que 20,0%. . . .	151
6.21	(a) Comparação da distribuição lateral do número de múons calculados com o método de filtros e o número de múons das simulações. (b) Distribuição lateral da densidade de múons. Valores estimados usando o método dos filtros a partir dos sinais em 14 estações para cada distância radial.	152

Lista de Tabelas

4.1	Limiar de energia Cherenkov para partículas na água e no ar.	86
-----	--	----

1

Introdução

A relação entre os sinais das componentes eletromagnética e muônica dos chuviros atmosféricos extensos registrados no Detector de Superfície do Observatório Pierre Auger são de grande importância para estudar a composição de massa dos raios cósmicos primários de altas energias, além de fundamentais para testar os modelos de interações hadrônicas empregados em simulações de desenvolvimento de chuviros na atmosfera.

O presente trabalho de dissertação é dedicado ao desenvolvimento de uma metodologia que possa identificar e separar os sinais das componentes eletromagnética e muônica dos chuviros. Com base na estrutura temporal dos chuviros, desenvolvemos um conjunto aplicável de filtros nas distribuições dos sinais registrados em tanques Cherenkov. Com esse trabalho, pretendemos contribuir com o estudo da composição de massa dos raios cósmicos primários, área de grande interesse no estudo de raios cósmicos de altas energias, e um dos objetivos principais do Observatório Auger.

No capítulo 2 desse trabalho, será apresentado um estudo geral de raios cósmicos de altas energias. Entre os temas abordados estão espectro de energia, os mecanismos de aceleração dos raios cósmicos e a influência de campos magnéticos nas trajetórias desses raios. Ainda nesse capítulo, será apresentada uma revisão sobre a fenomenologia dos chuviros atmosféricos extensos e composição dos raios cósmicos.

O capítulo 3 descreve o Observatório Pierre Auger. Serão apresentados os detectores de partículas empregados pelo observatório para a detecção de raios cósmicos e suas principais

características. Abordaremos também, os parâmetros observáveis de cada tipo de detecção e como é possível empregar várias técnicas na melhoria da qualidade de detectar e reconstruir um evento. Citaremos de forma breve as técnicas atuais empregadas no observatório dedicado a energias em faixas intermediárias do espectro.

A resposta dos tanques Cherenkov será mostrada no capítulo 4. Começamos o capítulo descrevendo os principais processos de perda de energia das partículas. Nesse capítulo será apresentado os estudos prévios de depósitos de sinais de partículas das componentes dos chuveiros registrados nos tanques, sendo os resultados são utilizados nessa dissertação.

O capítulo 5 apresenta técnicas de amostragem e reamostragem de partículas de chuveiros atmosféricos extensos. Empregamos também esse capítulo para descrever a técnica do *Muon Jump*, que utilizamos como base para desenvolvermos nosso estudo em criar uma metodologia de filtragem dos sinais das frentes dos chuveiros para estimar o conteúdo muônico do mesmo. Essa metodologia será apresentada nesse capítulo.

A partir dos conceitos de filtros que determinamos, aplicamos esse método em frentes de chuveiros. Os resultados referentes a eficiência do método estão presentes no capítulo 6. Nesse capítulo apresentamos resultados preliminares e com baixa estatística com o objetivo de analisar a validade do método.

O capítulo 7 desse trabalho apresenta as conclusões e perspectivas do nosso trabalho para a contribuição no estudo da composição de massa dos raios cósmicos primários.

2

Raios C3smicos de Ultra-Altas Energias

Os raios c3smicos s3o part3culas energ3ticas, a maior parte carregadas, relativ3sticas e altamente penetrantes. A taxa incid3ncia dessas part3culas na atmosfera terrestre depende da energia das mesmas. Os raios c3smicos de ultra-alta energia (RCUAEs), part3culas com energias cin3ticas superiores a 10^{18} eV podem ser evid4ncias de processos f3sicos desconhecidos e de part3culas remanescentes do per3odo de forma3o do Universo. Propriedades dos raios c3smicos de ultra-altas energias tais como fonte, mecanismos de acelera3o, processos de intera3o3es nos meios gal3ctico e extragal3ctico, propaga3o em campos magn3ticos que permeiam o universo, composi3o qu3mica, assim como o fluxo e distribui3o dos raios s3o estudados atrav3s das cascatas de part3culas geradas na atmosfera, j3 que o fluxo dos RCUAEs 3 extremamente baixo (part3culas com energia acima de 10^{19} eV t4m fluxos ~ 1 part3cula por 1 km^2 a cada ano.

Este cap3tulo 3 dedicado 3s propriedades e 3 f3sica dos raios c3smicos, abordando desde aspectos hist3ricos da radia3o c3smica at3 a fenomenologia dos chuveis atmosf3ricos produzidos nas intera3o3es dos raios c3smicos na atmosfera.

2.1 Introdução histórica

Experiências para medir a radioatividade de supostas fontes radioativas eram comuns no início do século XX com a utilização de eletroscópios, instrumentos que descarregavam próximo a essa fonte, devido à ionização pela passagem de partículas α , β e γ . Entretanto, um fenômeno muito curioso na época era que mesmo quando não havia uma fonte radioativa presente, o eletroscópio descarregava. E o fenômeno acontecia gradativamente mesmo quando esses instrumentos eram isolados com espessas placas de chumbo. Rutherford surgiu com a suspeita que esses raios emanavam da crosta terrestre [41]. Em 1909, Kürz resumiu todas as suspeitas sobre a origem dos efeitos de descargas dos eletroscópios em três possibilidades: os raios eram provenientes da crosta terrestre, da atmosfera ou de regiões fora da atmosfera terrestre [42].

Para conhecer a origem dessa radiação, em 1910, Theodor Wulf mediu a ionização nos pés e no topo da Torre Eiffel, com cerca de 300 m de altura. Apoiando a hipótese da origem terrestre de grande parte da radiação, Wulf observou que a taxa de ionização, no entanto, apresentava um decréscimo muito pequeno para confirmar essa hipótese [43]. Foi então que no mesmo ano Albert Gockel colocou um eletroscópio em um balão e o lançou a 4500 m de altitude e notou que o mesmo descarregava mais rapidamente do que a nível do mar [44]. Outros experimentos mostraram que acima de certa altitude, a taxa de descarga realmente aumentava [45] [46]. Então, Victor Francis Hess, em uma série de experimentos com voos de balões lançados a altitudes superiores a 5000 m, mostrou que essas partículas teriam origem extraterrestre [47]. Posteriormente, em 1922, Ottis, Cameron e R. A. Millikan confirmam os resultados de Hess em experimentos que mediam o poder de penetração desses raios submergindo eletroscópios em lagos [48]. A radiação desconhecida recebeu o nome de raios cósmicos por Millikan em 1926.

No estudo da natureza da radiação cósmica, J. Clay descobriu em 1928 que a taxa de ionização atmosférica aumentava com a latitude, sugerindo que as fontes de ionização eram partículas eletricamente carregadas [49] [50]. Neste mesmo período, Walther Bothe e Werner Kolhoörster mostraram que as trajetórias dessas partículas eram curvadas quando submetidas a ação de um campo magnético, demonstrando assim definitivamente que os raios cósmicos eram, em sua grande maioria formado de partículas carregadas [51]. Com a finalidade de determinar a natureza da carga dessas partículas, Bruno Rossi sugeriu o estudo do efeito Leste-Oeste a baixas latitudes. Durante suas observações sobre esse efeito, Rossi declarou em 1934 ter observado descargas quase simultâneas em dois contadores Geiger-Müller, separados por uma grande distância em um plano horizontal [52].

Através da Câmara de Nuvens criada em 1911 por Charles Thomson Rees Wilson foi

possível tornar visível as trajetórias de partículas atômicas e nucleares. As observações dos traços dos raios cósmicos nesses instrumentos levou à descoberta de partículas até o momento desconhecidas. Carl Anderson e S. H. Neddermeyer, enquanto investigavam as trajetórias de raios cósmicos em fotografias obtidas na câmara de Wilson em 1932, confirmaram a descoberta do pósitron, a antipartícula do elétron, e a primeira evidência da antimatéria [53] [54]. Nessas trajetórias obtidas por eles, apareciam rastros de partículas com massa intermediária à massa do próton e do elétron (inicialmente chamada de méson). Apesar de possuir a massa muito próxima a massa da partícula transportadora da força nuclear prevista por Hideki Yukawa em 1935 [55], essa partícula observada por Anderson e Neddermeyer, diferente da partícula proposta por Yukawa não interagia fortemente, e que na verdade era um lépton e não um méson. Então, em 1936, Anderson e Neddermeyer descobrem o múon. Apenas em 1947, Lattes, Powell e Occhialini descobriram usando a técnica de emulsão o méson previsto por Yukawa, o chamado méson-pi, ou pión [56].

Em 1938, Pierre Auger juntamente com Louis-Leprince Ringuet observaram que dois detectores localizados a muitos metros um do outro, marcavam a chegada de partículas em coincidência temporal, conforme havia sido relatado por Bruno Rossi anteriormente. Auger havia descoberto os chuviscos atmosféricos extensos (CAE), chuviscos de partículas subatômicas secundárias, produto das colisões de raios cósmicos primários de altas energias com moléculas do ar [57].

Grandes experimentos para verificar a natureza e identificar possíveis fontes da radiação cósmica tornaram-se comuns a partir da metade do século XX, desde o surgimento do primeiro telescópio de raios cósmicos em 1953 até os mais modernos experimentos de raios cósmicos da atualidade. Em 1953, Pietro Bassi, George Clark e Bruno Rossi, no Instituto de Tecnologia de Massachussetts (MIT), exploraram a possibilidade de determinar as direções de chegada dos CAEs, medindo os tempos de chegada relativos em sincronismo (“*timing*”) de partículas dos chuviscos sobre uma disposição de detectores de cintilação [58]. O primeiro raio cósmico de altíssima energia ($E \sim 10^{20}$ eV) foi registrado pela equipe do físico John Linsley no experimento Volcano Ranch, em 1963, o primeiro grande arranjo de detectores para chuviscos atmosféricos [59]. Cinco anos mais tarde, ocorreram as primeiras tentativas de observar os chuviscos atmosféricos extensos utilizando as técnicas de fluorescência por um grupo liderado por Kenneth Greisen na Universidade de Cornell. Essa técnica teve origem no início da década de 60 como um método de detecção de explosões nucleares em testes atmosféricos. Somente em 1976, físicos da Universidade de Utah foram os primeiros a detectar a luz de fluorescência de raios cósmicos em 3 protótipos testados em Volcano Ranch, esse foi o primeiro experimento a combinar técnicas de detecção de fluorescência e de detectores de cintilação de superfície (técnica híbrida) [60]. E foi o projeto Fly’s Eye desenvolvido pela Universidade de Utah, o

projeto precursor no estudo da radiação cósmica utilizando telescópios de fluorescência [61].

O Haverah Park foi um dos experimentos pioneiros (1967) a usar uma rede de detecção formada por tanques de água Cherenkov para o estudo de CAEs. O projeto esteve em operação por 20 anos para medir raios cósmicos com energias na faixa de 10^{17} eV a 10^{20} eV [62].

Essas técnicas pioneiras destinadas ao estudo dos chuveis atmosféricos de raios cósmicos vêm sendo empregadas sucessivamente por diversos experimentos. Atualmente, o Observatório Pierre Auger utiliza a técnica híbrida de detecção, combinando as técnicas de fluorescência e detecção de superfície com tanques de água Cherenkov para estudar raios cósmicos de ultra-altas energias, partículas com energias acima de 10^{18} eV [15].

2.2 Espectro de energia

Os raios cósmicos originados de diversas fontes astrofísicas possuem um espectro que se estende sob diversas ordens de energia e fluxo. O espectro de energia dos raios cósmicos (figura 2.1) representa o fluxo de partículas (número de partículas que incide em uma área por unidade de tempo por ângulo sólido) em função da energia cinética. Esse cobre mais de 11 ordens em energia, desde 1 GeV até acima de 100 EeV, e 32 ordens em fluxo. Partículas com energias $E < 10^{14}$ eV são detectadas diretamente antes de interagirem com núcleos da atmosfera. Para energias superiores a 10^{14} eV, as medidas de fluxo são inferidas usando os conjuntos de detecção de CAEs. Segundo o modelo de fontes de aceleração de partículas por frentes de choques estocásticos (ver próxima seção), o fluxo segue uma lei de potência

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\alpha}, \quad (2.1)$$

onde o α é constante e representa o índice espectral, diferente para cada região do espectro. De acordo com suas faixas de energias e possíveis origens, o espectro é dividido em certas regiões.

- **Energias $E \leq 10^{14}$ eV.** A essa faixa cerca de 1000 partículas por metro quadrado por segundo são lançadas constantemente na atmosfera terrestre e o índice espectral $\alpha \sim 2,7$. Os estudos com medidas diretas mostram que prótons são a parte dominante da composição desses raios. O Sol é a principal fonte de partículas de $E \leq 10^{10}$ eV onde o fluxo é fortemente modulado pela atividade solar. Acima dessa faixa, quando a componente solar se enfraquece, há uma segunda componente dominante de fontes localizadas na nossa galáxia. À essa segunda componente é atribuído que os processos de aceleração sejam devidos a choques difusos em remanescentes de supernovas.

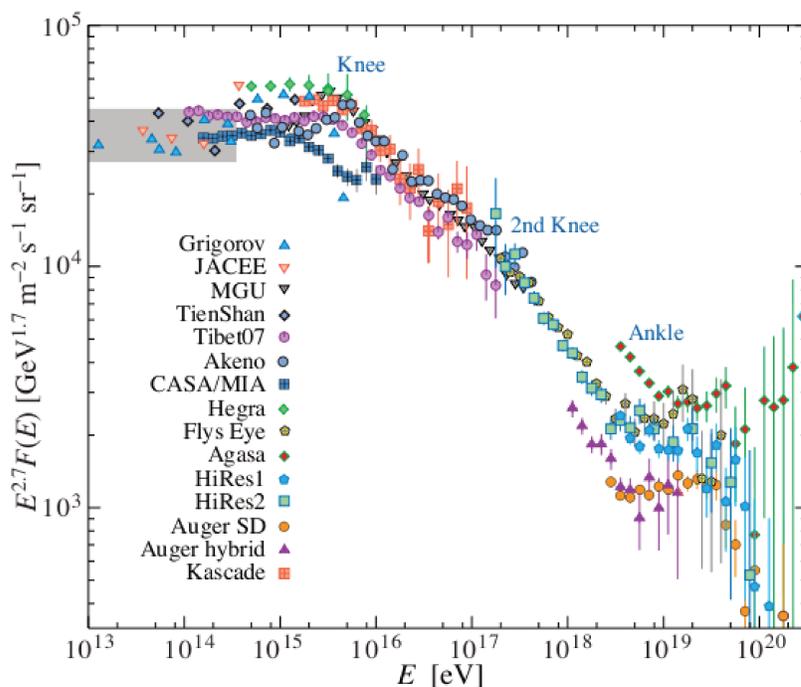


Figura 2.1: Espectro de energia de raios cósmicos com dados de diversos experimentos. O eixo vertical está multiplicado por $E^{2.7}$ para tornar visível as discontinuidades no espectro. Figura retirada de [63].

- Região de energia intermediária, $10^{14} \text{ eV} \leq E \leq 10^{18} \text{ eV}$.** Essa é uma região ainda bastante controversa. Considera-se que para energias $E \leq z \cdot 10^{15} \text{ eV}$, (sendo z o número atômico do primário) os raios cósmicos sejam, principalmente, proveniente de regiões de remanescente de supernovas na galáxia. Alguns estudos mais otimistas prevêm que essas regiões seriam capazes de produzir raios cósmicos com $E \sim 10^{18} \text{ eV}$, porém não há evidências experimentais [64]. Há uma descontinuidade do espectro de energia em torno de $4 \cdot 10^{15} \text{ eV}$, onde o índice espectral muda de $\alpha \sim 2,7$ para $\alpha \sim 3,0$. Essa região é conhecida como *joelho*. Estudos mostram que a posição do joelho coincide com um aumento da massa média do primário, com isso as fontes aceleradoras de raios cósmicos dentro da galáxia alcançariam a energia máxima, o que ocasionaria a quebra do índice espectral. Há também o fator limitador dos campos magnéticos galácticos em confinar os núcleos na galáxia quando alcançam uma certa energia. O experimento KASCADE tem investigando o espectro de energia na região do joelho para primários de massa diferentes, e seus resultados mostrando que a posição do joelho é deslocado para altas energias com o aumento do número atômico, onde para $E(z_{joelho}^p) \simeq 3 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ e $E(z_{joelho}^{Fe}) \simeq 10^{17} \text{ eV}$ [65]. Uma segunda descontinuidade pode ser observada em $E \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ eV}$, o chamado segundo joelho, onde ocorre a mudança do índice para $\alpha \sim 3,3$. Alguns experimentos como Akeno [66], Haverah Park [67] e Fly's

Eye [68] observaram essa segunda descontinuidade, e mais recentemente o experimento KASCADE-Grande [69]. Uma das possíveis explicações para esse cenário seria a mudança da componente galáctica, antes predominante, para uma componente extragaláctica na região $10^{17} \text{ eV} \leq E \leq 10^{18} \text{ eV}$. Com isso, se o joelho for causado por elementos leves, uma outra descontinuidade seria observada para elementos mais pesados em maiores energias, compatível com o segundo joelho. Outro modelo sugere que além dessa região ser a região de transição, a componente extragaláctica teria composição mista [70]. Uma alternativa recente, é o chamado *dip model* [71]. Esse modelo levanta a hipótese que a componente extragaláctica, com composição majoritariamente de prótons, começa a dominar para energias mais baixas e a transição da componente galáctica para a extragaláctica aconteceria em torno do segundo joelho, tal que para $E \sim 3 \cdot 10^{18} \text{ eV}$, a componente galáctica desaparece.

- **Região $E \geq 10^{18} \text{ eV}$.** Nessa faixa há uma descontinuidade no espectro próximo a energia de $\sim 3 \cdot 10^{18} \text{ eV}$ (segundo Fly's Eye, Haverah Park, HiRes e Auger) ou em $\sim 3 \cdot 10^{19} \text{ eV}$ (segundo AGASA e Yakutsk) é o chamado tornozelo. Nessa região o índice espectral retorna ao valor $\alpha \sim 2,7$. Algumas teorias têm sido criadas para explicar essa mudança no índice. O modelo padrão, o chamado *ankle model*, uma componente galáctica se estenderia até o tornozelo e uma componente extragaláctica pura de próton domina na região com energia acima de 10^{19} eV . O tornozelo pode ser definido como o ponto de igual contribuição de ambas as componentes [72]. Outro modelo aposta que o segundo joelho seria o começo da transição entre as componentes galáctica e extragaláctica, e que o tornozelo seria o fim dessa transição. Resultados recentes dos experimentos HiRes e do Observatório Pierre Auger favorecerem o modelo de composição mista tanto para a componente galáctica quanto para a componente extragaláctica, *mixed composition model* [73]. Consequentemente, na região do tornozelo a composição química é mista, enquanto para energias mais baixas domina a componente galáctica pesada. Este modelo prevê uma pequena diminuição da componente de ferro e um pequeno aumento da fração de prótons na faixa de energia de transição. Nas energias mais altas, devido à foto-desintegração dos núcleos, a composição se torna mais leve para $E > 3 \cdot 10^{19} \text{ eV}$ com o próton dominando fortemente.

2.3 Mecanismos de aceleração e origem

As fontes de origem e os mecanismos de aceleração de raios cósmicos de altas energias são ainda enigmas que vêm sendo investigados desde sua descoberta. Raios cósmicos com energias abaixo de 10^{10} eV têm origem solar, pois o fluxo apresenta variações dia-noite.

As abordagens mais adotadas para explicar a aceleração de raios cósmicos a altas energias segundo modelos teórico são: *Top-Down* e *Bottom-Up*. Segundo os modelos bottom-up, os raios cósmicos seriam acelerados por objetos astrofísicos cujos mecanismos de aceleração seriam choques difusos, os chamados mecanismos de aceleração de Fermi [74]. A teoria original de Fermi, propõe que as partículas ganham energia em média devido a interação com nuvens magnéticas em movimento. Os raios cósmicos ganhariam energia em encontros individuais com essas nuvens de plasma, de forma que a eficiência seria proporcional a β^2 , com $\beta = \frac{u}{c}$ onde u é a velocidade da nuvem magnetizada e c a velocidade da luz no vácuo. No entanto, de acordo com esses processos, as partículas não alcançariam as altíssimas energias observadas no espectro de energia dos raios cósmicos.

A primeira ordem do modelo de aceleração de Fermi é uma versão mais eficiente para acelerar raios cósmicos a altas energias. Segundo ela, as partículas carregadas seriam aceleradas com uma eficiência proporcional a β em frentes de choque difusas (anomalias magnéticas). Esse mecanismo aceleraria os raios cósmicos até uma energia máxima E_{max} dependente do tamanho R da região de aceleração e da intensidade B do campo magnético do objeto astrofísico acelerador, de forma que

$$\frac{E_{max}}{EeV} \simeq \beta z \frac{B}{\mu G} \frac{R}{kpc}, \quad (2.2)$$

onde z é o número atômico do raio cósmico. M.Hillas (1984) [75] propõe segundo essa relação que alguns objetos astrofísicos seriam capazes de acelerar núcleos pesados e prótons a energias de até 10^{20} eV.

A figura 2.2 apresenta os possíveis sítios de aceleração segundo o modelo de Hillas. Observando o gráfico de Hillas, apenas núcleos de galáxias ativas (AGNs), rádio-galáxias, explosões de raios gamma (GRBs) e objetos compactos como estrelas de nêutron satisfazem as condições necessárias para acelerar prótons a energias superiores a 10^{20} eV. A referência [76] apresenta um estudo das principais condições para potências fontes de raios cósmicos de altas energias segundo o modelo de Hillas.

Os modelos *top-down* seguem aspectos bem especulativos. Postulando a existência de uma partícula “X” com massa $m_x \geq 10^{12}$ GeV e tempo de vida $\tau \geq 10^{10}$ anos, aproximadamente o tempo de vida do Universo. Alguns desses modelos sugerem que raios cósmicos de altas energias são produtos dos decaimentos dessas partículas. Diversos mecanismos para a produção abundante dessas partículas no início do Universo têm sido propostos, como partículas

supermassivas que constituem hoje uma fração da matéria escura (SHDM) [77]. Outro modelo sugere que essas partículas têm um longo tempo de vida por se incorporarem aos defeitos topológicos (TD) [78]. O modelo *Z-Burst* [79] apresenta uma vantagem sobre outros que exigem a existência de uma nova partículas. Nesse caso, neutrinos cósmicos de altas energias interagiriam com o fundo cósmico de neutrinos (*CMB neutrino*), gerando bósons Z_0 que imediatamente decaem em fótons de altíssimas energias.

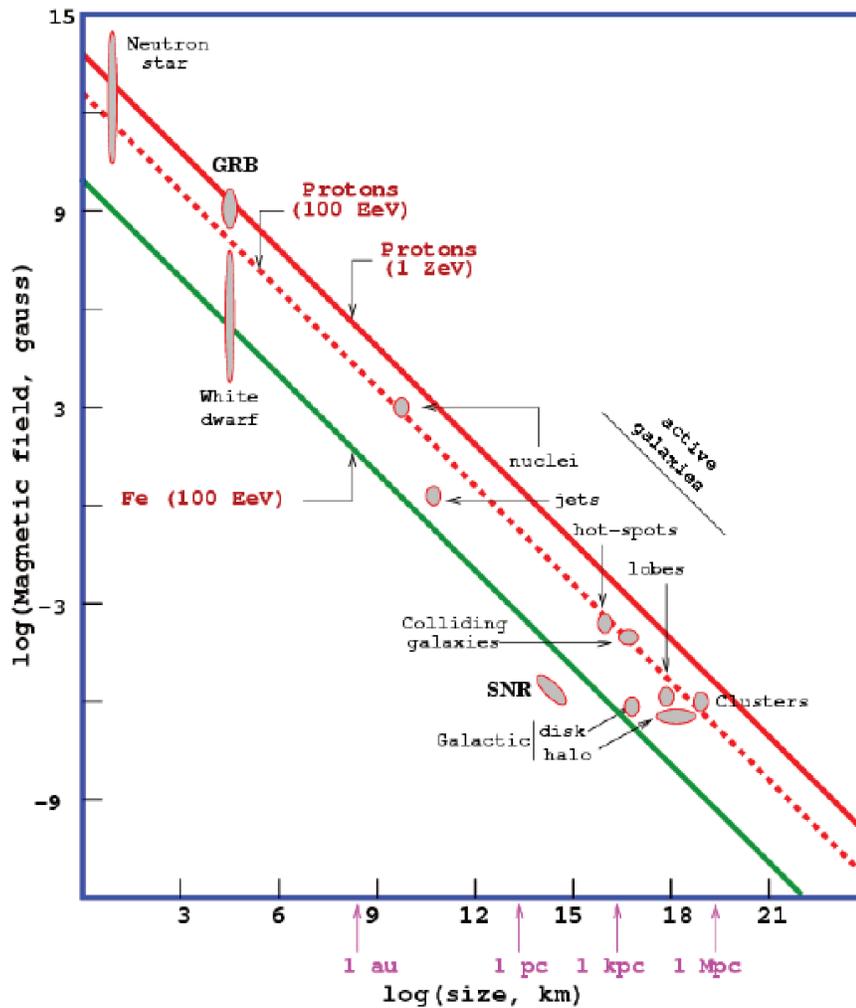


Figura 2.2: Gráfico de Hillas mostrando os tamanhos das regiões de aceleração e intensidade dos campos magnéticos das possíveis fontes de aceleração de raios cósmicos de altas energias. Figura retirada de [1].

O ponto comum dos modelos *top-down* é que todos apresentariam uma grande fração de fótons no fluxo dos raios cósmicos de altas energias. Recentemente, os resultados do Observatório Pierre Auger (OPA) dos limites superiores dessa fração de fótons desfavorecem

esses modelos. A figura 2.3 apresenta a previsão de limites superiores na fração de fótons de diversos experimentos, previsões dos modelos *top-down* e previsões do fluxo de fótons produzidos através da fotoprodução de píons na interação dos raios cósmicos com a radiação cósmica de fundo.

Esse resultado juntamente com os resultados dos estudos sobre origem dos raios cósmicos de ultra-altas energias do OPA realizado com dados coletados de 1 de Janeiro de 2004 a 31 de Agosto de 2007, confirmam a anisotropia da direção de chegada dessas partículas com energias superiores a $6 \cdot 10^{19}$ eV que possuem uma forte correlação com as posições de AGNs próximos em distâncias menores de 75 Mpc (figura 2.4) [3]. Posteriormente, usando dados coletados pelo Observatório Auger até 31 de Março de 2009, a anisotropia se mantém confirmada, assim como a correlação das direções de chegada de raios cósmicos de altas energias e posições de AGNs próximos [80].

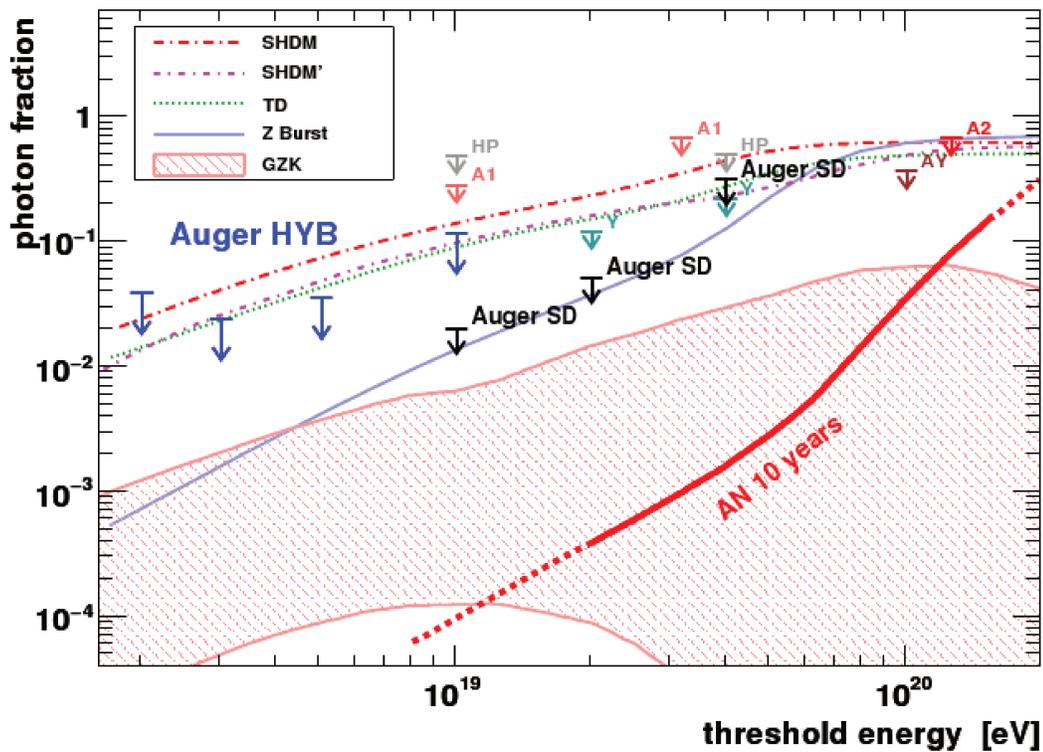


Figura 2.3: Limite superior com 95% de nível de confiança de fração de fótons para diferentes energias. Foram usados dados obtidos com o detector de superfície (AUGER SD) e de eventos híbridos (HYB) do OPA. A figura também apresenta resultados de experimentos como AGASA (A_1 , A_2), Haverah Park (HP), Yakutsk (Y) e AGASA-Yakutsk (AY). Os limites segundo os modelos *top-down* (SHDM, Z-Burst, SHDM' e TD) e previsões dos fótons GZK são também podem ser vistos. A linha vermelha indica a sensibilidade para o futuro sítio do OPA no hemisfério Norte após 10 anos de operação. Figura retirada de [2].

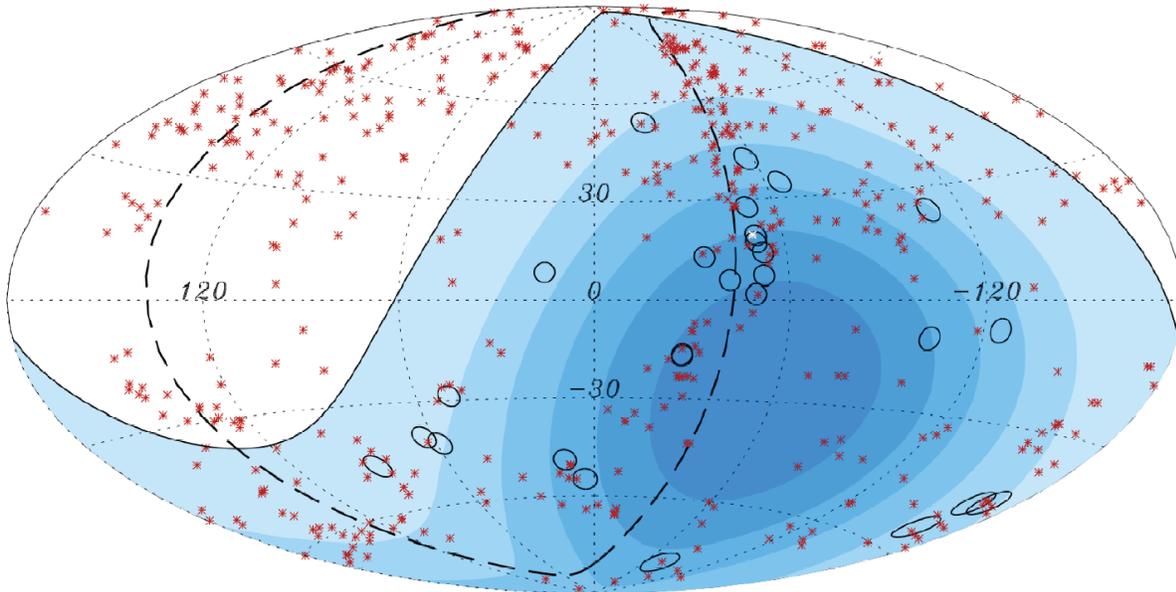


Figura 2.4: Projeção da esfera celestrial em coordenadas galácticas com círculos de $3,2^\circ$ centrados nas direções de chegada de 27 eventos com energias $E > 57 \cdot 10^{18}$ eV e ângulos zenitais $< 60^\circ$ detectados pelo Observatório Pierre Auger. Os asterísticos representam as posições de 442 AGNs sendo 292 no campo de visão do OPA (linha sólida que delimita a região), à distâncias $D < 71$ Mpc (redshift $z \leq 0,017$) da 12ª edição do catálogo de quasares e núcleos de galáxias ativas. Centaurus A, a AGN mais próxima da Terra, marcada em branco, possui 2 eventos registrados pelo observatório fortemente correlacionados a ela. Figura retirada de [3].

2.4 Efeito GZK, propagação e campos magnéticos

Segundo o modelo teórico proposto em 1966 por Greisen, Zatsepin, e Kuz'min [81], logo após a descoberta da Radiação Cósmica de Fundo em microondas (RCF) em 1965 por Penzias e Wilson [82], prótons com energias superiores a $5 \cdot 10^{19}$ eV interagiriam com fótons da RCF, perdendo assim energia através processo de fotoprodução de píons via ressonância Δ^+ , tal que



Os fótons da radiação cósmica de fundo possui uma distribuição de energia que segue um espectro de corpo negro à temperatura 2,7 K, uma energia média de $\sim 6,34 \cdot 10^{-4}$ eV [83]. Com isso, é possível calcular a energia limiar para que ocorra a interação desses fótons com prótons altamente energéticos. No referencial do centro de massa, com um fóton da RCF de quadrimomento $p_{\gamma_{RCF}} = \bar{E}_{RCF}$, e sendo o quadrimomento do próton $p_p = \beta_p E_p$ (onde $\beta_p = \frac{v_p}{c} = v_p$ em unidades de c), temos o quadrimomento total do sistema $p = p_{\gamma_{RCF}} + p_p$, tal

que

$$\begin{aligned} p^\mu p_\mu &= (\bar{E}_{RCF} + E_p)^2 - (\vec{p}_p + \vec{p}_{\gamma RCF})^2, \\ p^\mu p_\mu &= m_p^2 + 2\bar{E}_{\gamma RCF} E_p (1 - \beta_p \cos\theta), \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde θ é o ângulo entre as direções iniciais do próton e do fóton. Como $p^\mu p_\mu = (m_p + m_{\pi_0})^2$, temos o limiar de energia do próton para a ocorrência do efeito GZK

$$E_{GZK}^p = \frac{m_{\pi_0}^2 + 2m_p m_{\pi_0}}{2\bar{E}_{\gamma RCF} \cdot (1 - \beta_p \cos\theta)}. \quad (2.5)$$

Para o caso de um choque frontal $\theta = \pi$, $\beta_p \sim 1$, tem-se $E_{GZK}^p \simeq 1,07 \cdot 10^{20}$ eV. Com a seção de choque $\sigma(p + \gamma \rightarrow p + \pi_0) \simeq 2\mu b = 2 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$ e a densidade de fótons da RCF $\eta_{\gamma RCF} \simeq 411 \text{ cm}^{-3}$, o livre caminho médio do próton é de $l_p \sim 4$ Mpc. Isso significa que a cada 4 Mpc, os prótons perdem cerca de 13% de sua energia [83].

Esse fenômeno causaria uma supressão no espectro de energia para energias superiores a $5 \cdot 10^{19}$ eV e a imposição de um limite superior na distância das possíveis fontes de raios cósmicos com energia superiores a 10^{20} eV, o chamado horizonte GZK. Por exemplo, fontes de prótons observados na Terra com energias $E \leq 10^{20}$ eV não poderiam estar localizadas a distâncias maiores de 100 Mpc. A figura 2.5 mostra como a energia do próton decai devido a interação com a radiação cósmica de fundo.

Os resultados de observações de alguns experimentos a respeito da existência do efeito GZK são controversos. Enquanto o AGASA reportou a continuidade no espectro de energia, sem evidências do limite GZK, o HiRes observou uma supressão no fluxo de raios cósmicos na região acima de $6 \cdot 10^{19}$ eV. A figura 2.1 mostra o espectro de energia determinado com dados de diversos experimentos como HiRes, Auger e AGASA. Nessa figura é possível observar a continuidade do espectro segundo dados do AGASA na região GZK e características de supressão do fluxo devido ao corte GZK segundo dados do HiRes e OPA.

A Colaboração Pierre Auger apresentou resultados [5] das observações realizadas de 1 de Janeiro de 2004 a 31 de Agosto de 2007 do espectro de energia de raios cósmicos na região de energias superiores $2,5 \cdot 10^{18}$ eV, onde há evidências da existência da supressão GZK (figura 2.6). O índice espectral da lei de potência do fluxo (eq.2.1) ajustada aos dados coletados para o intervalo de energia de $4 \cdot 10^{18}$ eV a $4 \cdot 10^{19}$ eV é de $\alpha = 2,69$ (com 0,02 de erros estatísticos(*stat*) e 0,06 de erros sistemáticos(*syst*)), enquanto que para a região de energias superiores, o índice corresponde a $\alpha = 4,2$ (com 0,4 de erros estatísticos(*stat*) e 0,06 de erros sistemáticos(*syst*)), rejeitando com 6σ a hipótese de uma única lei de potência abrangente nessa região. Os resultados dos estudos de anisotropia e correlação das direções de chegada dos raios cósmicos de ultra-altas energias (figura 2.4) do OPA são compatíveis com as observações da existência da supressão GZK, já que os AGNs correlacionados estão localizadas a distâncias

menores de 75 Mpc.

Prótons com energias em torno de 10^{18} eV também perdem energia ao interagirem com os fótons da RCF produzindo pares elétron-pósitron



Porém no processo de produção de pares, os prótons perdem uma fração não tão significativa de sua energia, em comparação com o processo de fotoprodução de píons. O mecanismo de produção de pares apenas determina a forma do espectro de energia na região entre o segundo joelho e o tornozelo. Seguindo o cálculo do limiar de energia para o processo de fotoprodução de píons usando as relações 2.4 e 2.5, o limiar de energia para a ocorrência do processo de produção de pares na interação de prótons com a RCF corresponde a $E_{GZK}^p \simeq 4,8 \cdot 10^{17} \text{ eV}$. Para energias mais baixas, o comprimento de atenuação começa constante e igual à perda de energia devido à expansão do Universo.

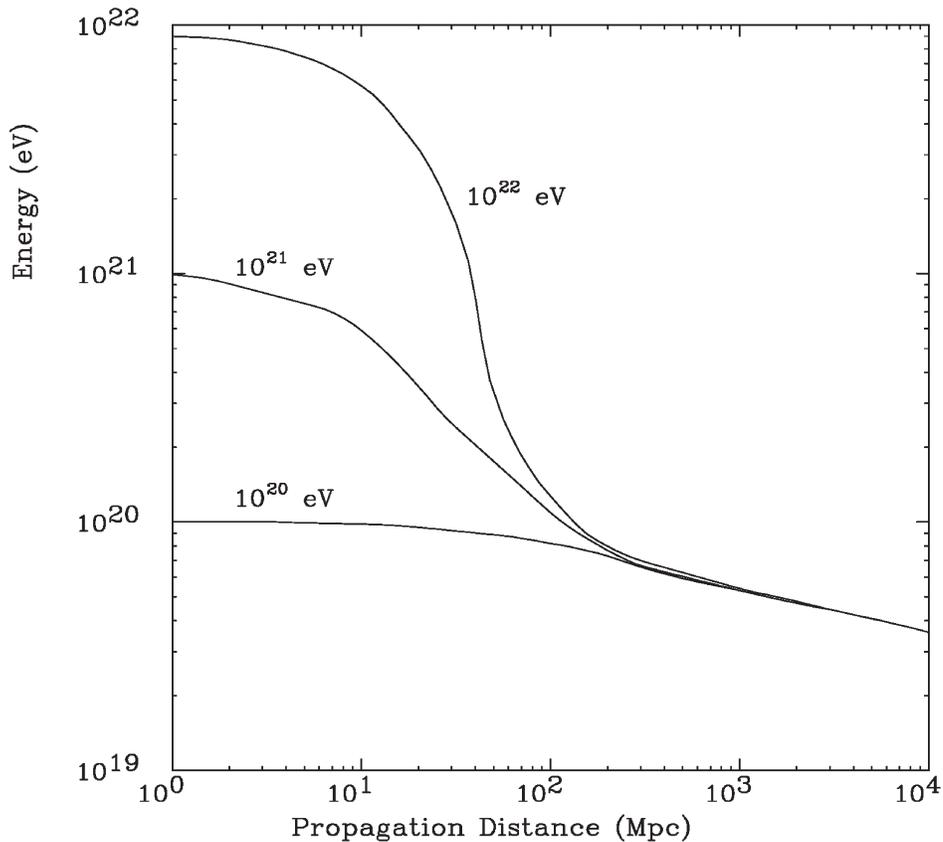


Figura 2.5: Energia média de prótons que se propagam na RCF em função das distâncias percorridas por essas partículas. A figura apresenta a energia perdida por 3 prótons inicialmente com energias de 10^{20} eV , 10^{21} eV e 10^{22} eV . Figura retirada de [4].

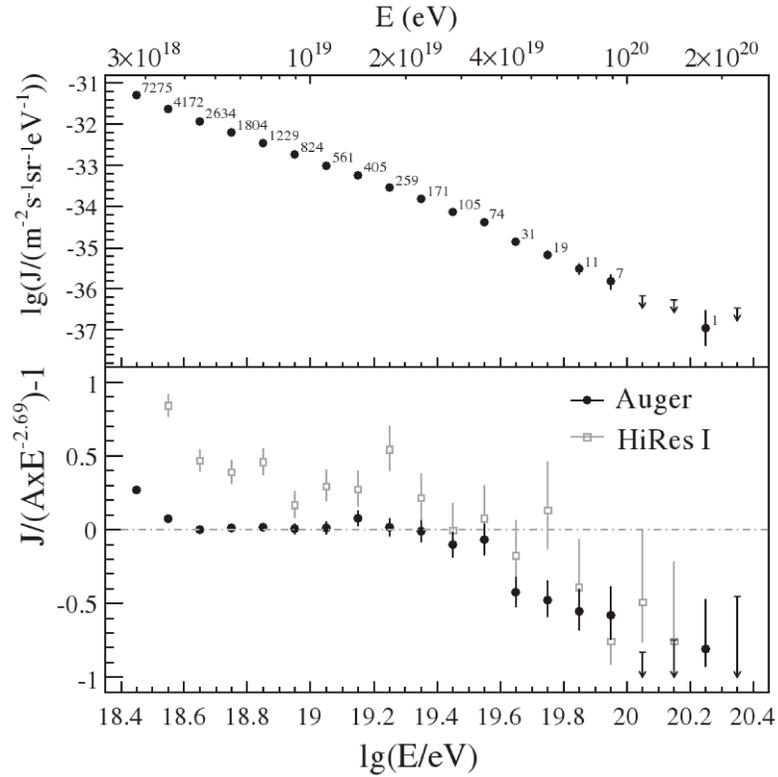


Figura 2.6: O quadro no top apresenta o fluxo dos eventos em função da energia de dados coletados pelo OPA com suas respectivas incertezas estatísticas. O quadro inferior mostra a comparação dos fluxos obtidos com dados do HiRes I e do OPA segundo um índice espectral de 2,69. Figura retirada de [5].

Para raios- γ produzirem pares E^+e^- ao interagirem com fótons da RCF, o limiar de energia é muito baixo, cerca de $E_{RCF}^\gamma \simeq 2,6 \cdot 10^{14}$ eV, enquanto a atenuação via criação de par com a radiação de fundo na região de rádio domina a perda de energia acima de $E_{radio}^\gamma \simeq 2,0 \cdot 10^{19}$ eV. Às energias superiores a 10^{22} eV, o comprimento de atenuação aumenta para valores na ordem de 100 Mpc, tornando possível a hipótese que raios- γ com energias extremamente elevadas possam ser raios cósmicos primários.

No caso dos raios cósmicos serem núcleos pesados (A) ao interagirem com os fótons da RCF em microondas ou na interação com a radiação de fundo no infravermelho, poderá ocorrer tanto a fotodesintegração do núcleo quanto a produção de pares E^+e^- via processos

$$\begin{aligned} A + \gamma_{RCF,IR} &\rightarrow A + e^+ + e^-, \\ A + \gamma_{RCF,IR} &\rightarrow (A - 1) + n. \end{aligned} \quad (2.7)$$

No caso de núcleos pesados, o limiar de energia é maior que o limiar de energia no caso de prótons interagindo com a RCF, assim como o comprimento de atenuação de energia é menor (~ 1 Mpc), já que para esse caso a energia é partilhada entre os A nucleons.

A figura 2.7 sumariza os principais processos de perda de energia sofridos por um raio cósmico durante sua propagação no meio.

Além das interações com a radiação cósmica de fundo, raios cósmicos, sendo na maioria, partículas carregadas são defletidas pelos campos magnéticos galáctico e extragaláctico.

Ao interagirem com o campo magnético da galáxia, os raios cósmicos de baixas energias sofrem grandes deflexões, de modo que suas direções de chegada não carregam informação sobre a posição de suas possíveis fontes.

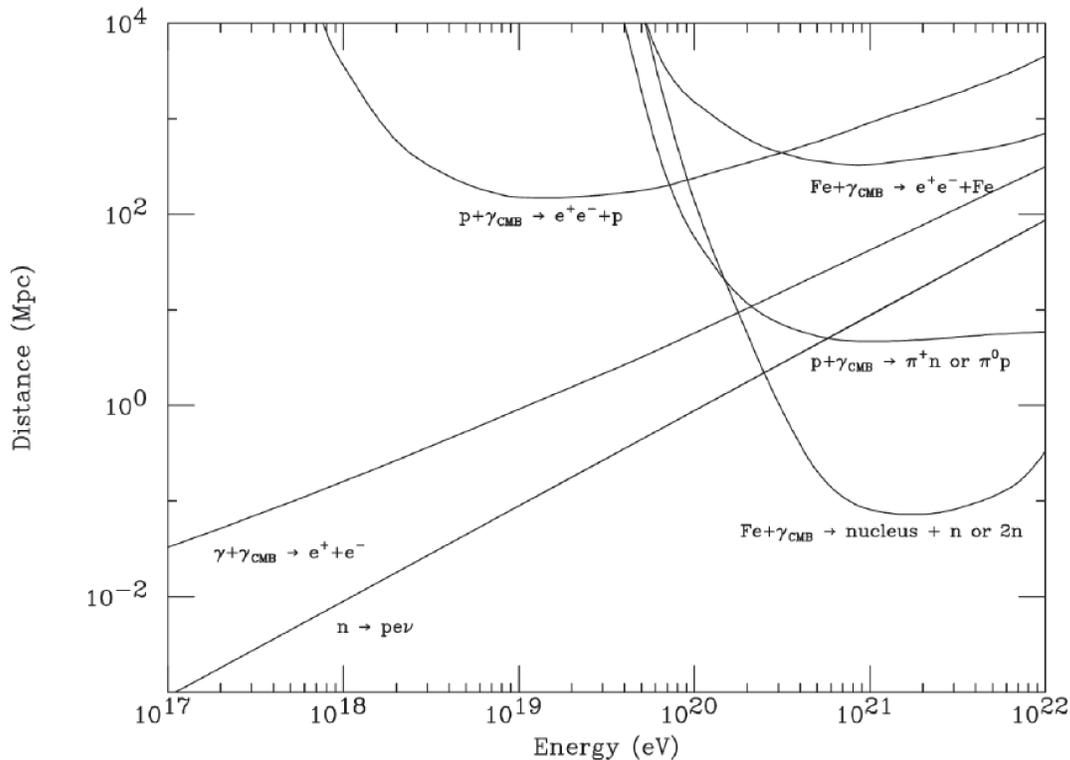


Figura 2.7: Comprimento de perda de energia para prótons, fótons e núcleos de ferro com diferentes energias. O comprimento de perda é a distância para os quais o próton, o fóton ou o núcleo de ferro perde uma fração de energia de $1/e$. A curva de $n \rightarrow pe\nu$ é para o comprimento médio de decaimento de um nêutron. Figura retirada de [6].

O campo magnético galáctico é formado pela sobreposição de uma componente regular bem definida que se encontra no plano galáctico e uma componente caótica produzidas pelo movimento de gases ionizados. Considerando apenas a componente regular do campo magnético com intensidade $\sim \mu G$ é possível calcular o raio de Larmor ¹

$$r_L \simeq \frac{E(\text{EeV})}{ZeB}. \quad (2.8)$$

¹É o raio da trajetória circular de uma partícula carregada na interação com um campo magnético uniforme.

Se o raio de rotação da partícula for maior que a dimensão da região de confinamento, a partícula escapa da dessa região. Núcleos de ferro permanecem retidos dentro da galáxia até energias em torno de $3 \cdot 10^{18}$ eV, enquanto prótons escapam a energias superiores a 10^{17} eV. Na região entre o segundo joelho e o tornozelo, assumindo ser a região de transição das componentes galáctica e extragaláctica do fluxo da radiação cósmica, é possível que partículas extragalácticas penetrem na região de confinamento galáctico.

Ao contrário do campo magnético galáctico, os campos extragalácticos são ainda bem desconhecidos. Estima-se partindo de simulações baseadas em observações de aglomerados de galáxias, halos galácticos e discos galácticos locais, que a intensidade dos campos sejam $\sim 10^{-9}$ G [84].

Segundo uma proposta para calcular o ângulo de deflexão da trajetória inicial para uma partícula com energia E que atravessa uma distância D através do campo magnético galáctico de intensidade B e componente perpendicular B_{\perp} , temos [85]

$$\delta = 0,52^{\circ} Z \left(\frac{D}{Mpc} \right) \left(\frac{B_{\perp}}{\mu G} \right) \left(\frac{10^{20} eV}{E} \right). \quad (2.9)$$

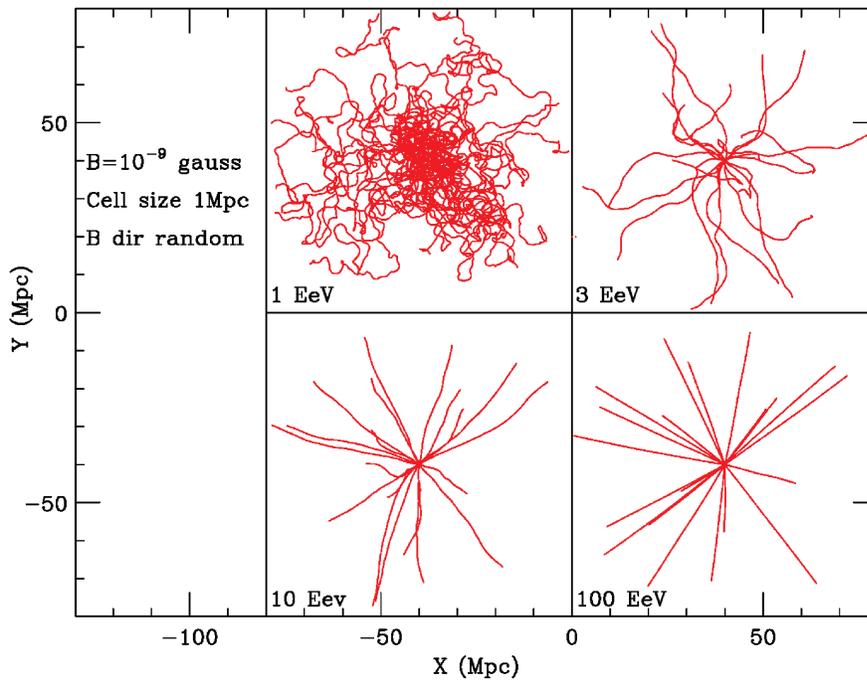


Figura 2.8: Projeção de 20 trajetórias para prótons de energias de 1 EeV, 3 EeV, 10 EeV e 100 EeV, proveniente de uma fonte pontual. O campo magnético é descrito por células de tamanho 1 Mpc, com valor médio de 1 nG orientado aleatoriamente em cada célula. A trajetória de cada próton é controlada até atingir uma distância a partir da fonte de 40 Mpc. Figura retirada de [6].

Com a equação 2.9, pode-se verificar que quanto mais energético for o raio cósmico, menor será a deflexão sofrida por ele ao atravessar campos magnéticos (figura 2.8). Com isso, a direção de chegada estará em torno da direção de localização da fonte, favorecendo assim a astronomia de raios cósmicos.

A figura 2.9 mostra o mapa de deflexão angular do céu para prótons calculado para certas suposições a respeito do campo magnético extragaláctico (ver [9]).

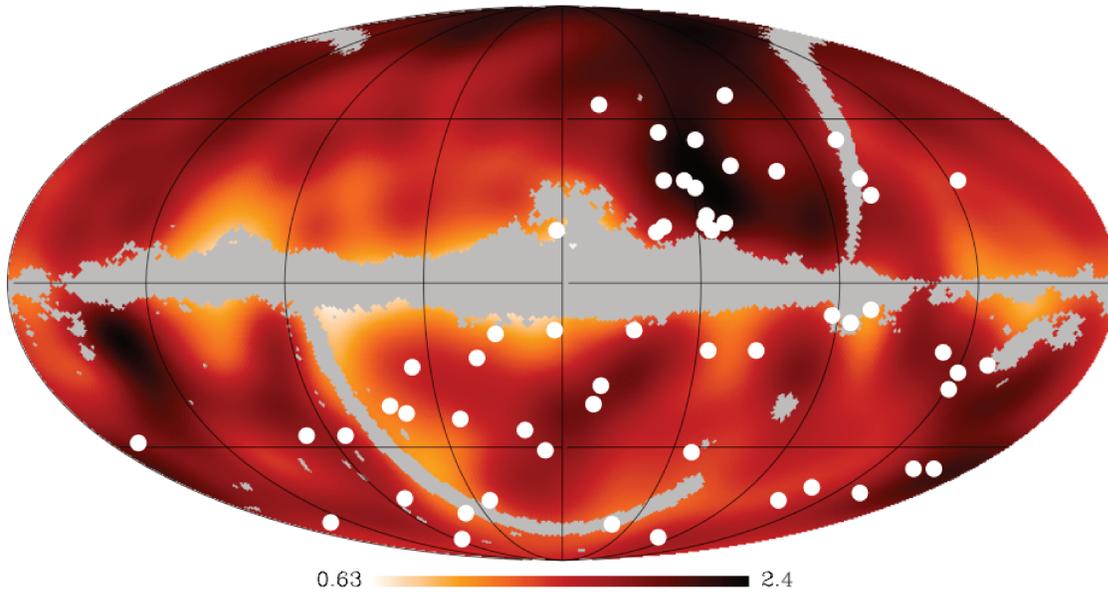


Figura 2.9: Mapa do céu das deflexões angulares (em graus) para prótons com energia $E > 6 \cdot 10^{19}$ eV, calculados segundo o método desenvolvido por Kotera e Lemoine ([7]). As partículas são desviadas em centros espalhadores magnetizados, que são distribuídos de acordo com a densidade de galáxias estimadas usando o catálogo PSCz de galáxias IRAS que cobre 84% do céu ([8]). O rastro cinza indica as regiões do céu que não são abrangidas por esse catálogo. Cada próton encontra, em média, cerca de 3 centros espalhadores a uma distância de propagação de ~ 100 Mpc e experimentam uma deflexão de trajetória da ordem de $1,7^\circ$ após cada encontro. Pontos brancos indicam a direção de chegada eventos energia com energias $E > 6 \cdot 10^{19}$ eV detectados pelo OPA, que foram usados para o estudo de anisotropia ([3]). Figura retirada de [9].

2.5 Fenomenologia dos CAEs

As propriedades dos raios cósmicos com energias acima de 10^{14} eV têm sido deduzidas a partir da estrutura espaço-tempo e do conteúdo de partículas dos chuviros atmosféricos, que se iniciam após a primeira interação do raio cósmico primário com núcleos da atmosfera terrestre. Com isso, dá-se início a um processo de avalanche na produção de partículas secundárias. O número de partículas secundárias atinge um número máximo (N_{max}) em uma certa profundidade na atmosfera (X_{max}), depois diminui até que a energia de cada partícula atinja um limiar para produção de outras partículas por diversos processos e os efeitos de absorção (onde o efeito ionização domina). O número de partículas do CAE varia em função da natureza do primário.

É possível identificar em um CAE três componentes (figura 2.10). Uma componente hadrônica, que se desenvolve próximo ao eixo do chuviro (direção de incidência da partícula cósmica que originou o CAE), formada principalmente por mésons secundários ($\sim 90\%$ de píons e káons) que carregam a maior parte de sua energia e o restante da energia prossegue com os nucleons. Após poucas interações, a maior parte da energia da componente é transferida as demais componentes do chuviro. Esses mésons e nucleons são, na maior parte, produto da interação de um núcleo ou nucleon primário no alto da atmosfera, nesse caso um CAE hadrônico. Pode ser alimentada também, em uma pequena fração, por píons produzidos nas interações entre fótons ($\gamma + \gamma \rightarrow \pi^- + \pi^+$) e em colisões múon-nucleon.

A cada nível de desenvolvimento da componente hadrônica, o número de hádrns produzidos decresce, e cerca de $1/3$ da sua energia é transferida para a componente eletromagnética, pois dessas interações são produzidos $1/3$ de π^0 que decaem em fótons. A componente eletromagnética é formada, essencialmente, por fótons, elétrons e pósitrons produzidos nos decaimentos de píons neutros, com tempo de vida $\tau_{\pi^0} \sim 8,4 \cdot 10^{-17}$ s, em processos $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ($\sim 98,82\%$) e $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ ($\sim 1,17\%$). Essa componente é a mais abundante e carrega $\sim 90,00\%$ da energia total do CAE [10].

Fótons da componente eletromagnética produzem pares E^+e^- . Após a energia dessas partículas eletromagnéticas atingirem poucas de dezenas de MeV , a produção de elétrons por espalhamento Compton começa a dominar sob a produção de pares. Os elétrons e pósitrons produzem fótons Bremsstrahlung que irão produzir mais pares E^+e^- . Essa reação em cadeia continua até que a energia dos elétrons e pósitrons atinja a uma energia crítica ($E_c \sim 80$ MeV no ar). Após isso, a perda por ionização domina sob a produção de partículas eletromagnéticas, e a energia do CAE é dissipada na atmosfera. Como a perda de energia por ionização varia com a energia dos elétrons e pósitrons de forma logarítmica, a medida que a ionização começa a controlar os processos de interação, a componente eletromagnética começa a escassear. Por

isso, sendo ela a componente que possui a maior quantidade de partículas do CAE, ela se desenvolve rapidamente, atinge um máximo na posição de X_{max} , e decresce.

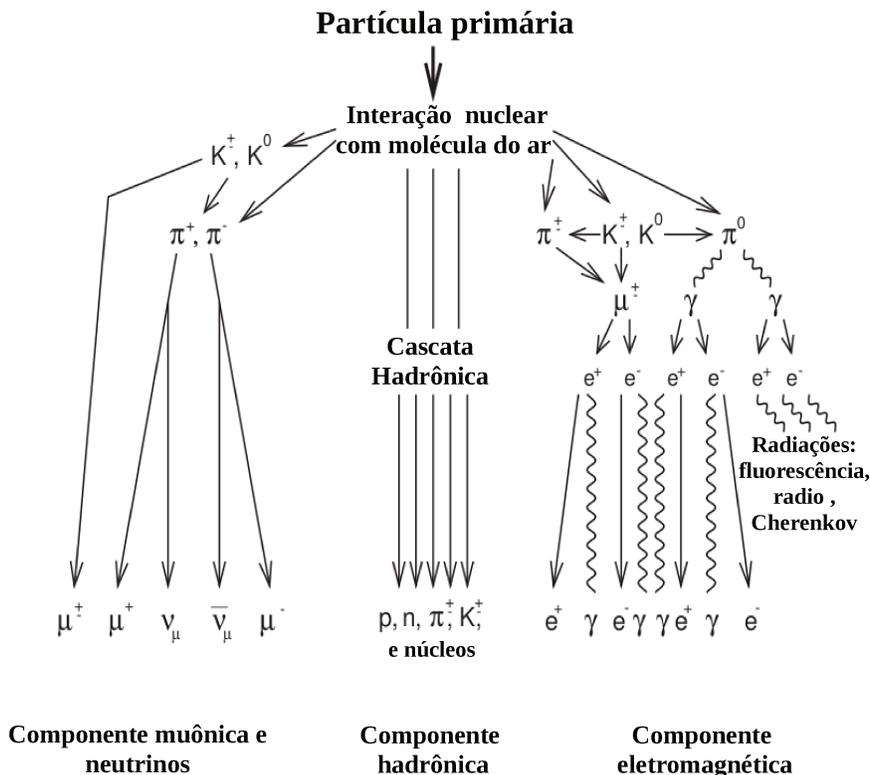


Figura 2.10: Diagrama das principais componentes e interações que ocorrem no CAE

Os CAEs também podem ser iniciados por fótons, elétrons e pósitrons, os chamados chuviros eletromagnéticos. Nesse caso, uma pequena quantidade de energia da componente eletromagnética é transferida para a cascata hadrônica em processos de fotoprodução de píons. Portanto um chuviro iniciado por um fóton primário pode desenvolver uma cascata hadrônica.

Os píons carregados e cáons da componente hadrônica dão origem à terceira componente, a componente muônica. Os píons carregados, com $\tau_{\pi^\pm} \sim 2,6 \cdot 10^{-8} s$, decaem essencialmente em múons e neutrinos, via processo $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ ($\sim 99,98\%$). Já os cáons, com $\tau_{K^\pm} \sim 1,2 \cdot 10^{-8} s$, decaem de modo hadrônico, pelos processos $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$ ($\sim 20,66\%$) e $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^\mp$ ($\sim 5,59\%$), ou de modo leptônico, $K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ ($\sim 63,55\%$) e $K^\pm \rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$ ($\sim 5,07\%$). Poucos múons são produzidos em interações entre fótons, $\gamma + \gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Com um tempo de vida de $\tau_\mu \sim 2,2 \cdot 10^{-6} s$, os múons com energias inferiores a 10 GeV podem, em uma pequena fração, decair ainda em trânsito na atmosfera produzindo elétrons, pósitrons e neutrinos, via $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ ($\sim 100,00\%$). Essa

componente produz um grande número de neutrinos atmosféricos.

Os múons mais energéticos, em geral, se deslocam próximo ao eixo do CAE. O conteúdo muônico de um CAE está fortemente correlacionado com a natureza dos raios cósmicos primários. Como a cada nível de desenvolvimento da cascata hadrônica a energia decresce exponencialmente, então a energia transferida para os múons depende do ponto em que a componente hadrônica alcança o nível de energia para o qual píons e káons decaiam. Quanto mais pesado o núcleo, menor a energia por nucleon, portanto, atinge a energia de decaimento mais rápido e, conseqüentemente produz mais múons. A taxa de produção de múons dependerá do tipo de interação hadrônica adotada. Segundo o modelo de Heitler estendido para interações hadrônicas (ver próxima seção), um núcleo de ferro pode produzir até 80% mais múons do que um primário de próton com mesma energia.

Uma revisão completa sobre as características, componentes, propriedades e desenvolvimento dos chuviros atmosféricos extensos pode ser encontrada em [86].

2.5.1 Chuviros eletromagnéticos e chuviros hadrônicos

Ao contrário dos processos de interações hadrônicas, as interações eletromagnéticas e fracas são bem compreendidas. A teoria das interações eletromagnéticas de partículas do chuviro pode ser calculada com muita precisão com a Eletrodinâmica Quântica. Essa teoria foi desenvolvida na década de 30, logo após a descoberta do pósitron. O primeiro tratamento completo de chuviros eletromagnéticos foi elaborado por Rossi e Greissen em 1941 [87]. As técnicas de simulação de Monte Carlo (MC) para cascatas eletromagnéticas foram desenvolvidas por Butcher e Messel na década de 60 [88].

Uma maneira mais simples de descrever com precisão o desenvolvimento das cascatas eletromagnéticas é o modelo de Heitler [89] [10]. Heitler adota um modelo de processos multiplicativos, onde os elétrons, pósitrons e fótons sofrem interações devido exclusivamente aos processos bremsstrahlung e produção de pares. O esquema (figura 2.11a) consiste em um primário eletromagnético incidente com energia E , que interage após uma distância d , originando duas outras partículas eletromagnéticas (elétron, pósitron ou fóton), onde cada uma carrega exatamente metade da energia da partícula de origem. Esse processo continua, até que a energia da partícula atinja o valor crítico para a produção de outras, $E_c^e \sim 80$ MeV.

Cada trecho $d = \lambda_{em}$, onde λ_{em}^2 é o comprimento de radiação do elétron, então a uma

²É definido como a quantidade de matéria que, ao ser atravessada, acarreta uma redução na energia da partícula incidente por um fator $1/e$, considerando apenas a perda por emissão de radiação. O comprimento de radiação do fótons e do elétrons são considerados praticamente o mesmo, cerca de $\lambda_{em} \simeq 37,7$ gcm⁻² no ar.

profundidade atmosférica X ³ temos que o número de partículas da cascata será

$$N(X) = 2^{\frac{X}{\lambda}}. \quad (2.10)$$

A essa profundidade cada partícula estará com energia $E(X)$, uma fração da energia E_0 da partícula inicial

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)} = 2^{-\frac{X}{\lambda}} E_0. \quad (2.11)$$

Logo, o número máximo de partículas N_{max}^{em} pode ser calculado igualando a energia de cada partícula a uma certa profundidade com a energia limiar de produção

$$E_c^e = \frac{E_0}{N_{max}^{em}}, \quad (2.12)$$

$$N_{max}^{em} = \frac{E_0}{E_c^e}.$$

Usando as equações 2.10 e 2.12, é possível calcular a profundidade do máximo da cascata eletromagnética

$$N_{max}^{em} = 2^{\frac{X_{max}}{\lambda_{em}}}, \quad (2.13)$$

$$X_{max} = \frac{\lambda_{em}}{\ln 2} \ln \left(\frac{E_0}{E_c^e} \right).$$

Apesar do modelo superestimar a quantidade de pósitrons e elétrons em relação ao número de fótons, a proporcionalidade entre o número máximo de partículas e a energia do primário, assim como a relação entre a profundidade do máximo do chuva com o livre caminho médio de fótons e elétrons (diretamente ligado a seção de choque) e a energia primária, são compatíveis com as observações.

A qualidade na reconstrução das características dos CAEs para o estudo dos raios cósmicos de altas energias depende, especialmente da compreensão dos processos hadrônicos. Os detalhes das interações dessa componente são bastante complexos, e modelos analíticos não conseguem descrevê-los com sucesso. Com isso, as simulações Monte Carlo para CAEs desempenham um papel fundamental nessa área [90] [91]. Esse modelos são necessários para simular propriedades de transportes e interações de cada partícula de um CAE, e empregam os conhecimentos atuais sobre decaimentos, interações e transporte na atmosfera. Os modelos MC atuais empregam modelos teóricos, fenomenologia e parametrização de dados experimentais para simular a produção e interações de hádrons.

³A densidade atmosférica ρ_{atm} varia com a altura z . De forma que a profundidade vertical atmosférica é descrita como $X_v(h) = \int_h^\infty \rho_{atm}(z) dz$. No entanto, há variação da profundidade atmosférica com ângulo de zenital do eixo do chuva (θ), que ao não se levar em conta a curvatura da Terra, equivale a $X = \frac{X_v(h)}{\cos \theta}$. Para $\theta = 80^\circ$, o erro associado a esta aproximação é menos de 4%.

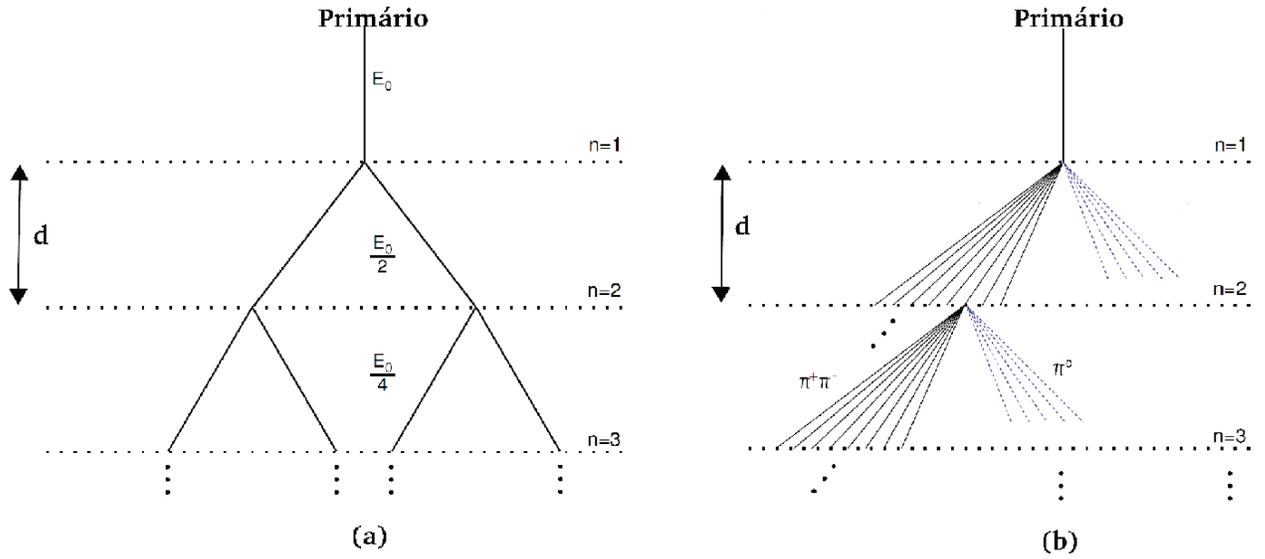


Figura 2.11: (a) Esquema de um chuvaireto eletromagnético segundo o modelo de Heitler CAE. (b) Modelo de Heitler extendido para interações hadrônicas. Figura retirada de [10].

Como as colisões dos raios cósmicos são predominantemente, interações nucleon-núcleo ou núcleo-núcleo, os dados dos detectores ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [92], CMS (*Compact Muon Solenoid*) [93] e o LHCf (*“Large Hadron Collider forward”*) [94] [95], todos experimentos no LHC (*Large Hadron Collider*) [96] do CERN fornecerão resultados de colisões hadrônicas com energia no centro de massa de 14 TeV , que permitirá comparar e otimizar os atuais códigos Monte Carlo [97]. Um dos modelos mais completos na simulação de CAEs no regime de altas energias, e o modelo empregado nos CAEs simulados utilizados nesse trabalho de tese é o QGSJETII⁴ [103] [104] [105].

Para uma descrição mais simples de interações hadrônicas, J. Mathews apresenta um modelo baseado no modelo de Heitler [10] para cascatas hadrônicas (figura 2.11b).

Considerando a colisão próton-próton perfeitamente elástica, e que os produtos dessa colisão sejam píons neutros e carregados, produzidos na razão $\frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^\pm}} = \frac{1}{2}$. Nesse caso utiliza-se o comprimento de interação para píons $\lambda_I = 120 \text{ gcm}^{-2}$ no ar, analogamente ao modelo eletromagnético que utilizava o comprimento de interação do elétron. Os píons neutros decaem imediatamente em dois fótons, transferindo energia a cascata eletromagnética. Enquanto os

⁴Assim como os outros modelos populares SIBYLL (baseado no modelo *Dual Parton Model* DPM) [98] [99] e EPOS (baseado na *Gribov-Regge theory* GRT) [100], o QGSJet (baseado no modelo *Quark-Gluon-String Model* QGS) [101] utiliza a teoria de campo de Reggeons (RTF) [102] para modelar seções de choque de colisões hadrônicas altamente energéticas e QCD perturbativa. Esses modelos envolvem a troca de pomerons, objeto desenvolvido para explicar o aumento da seção de choque hadrônica para altas energias. A diferença entre os modelos está na escolha do espaço de fases para a produção de minijatos e no tratamento de troca de pomerons.

p3ions carregados continuam o processo de multiplicidade e s3o decaem em m3ions quando suas energias estiverem abaixo da energia cr3tica para p3ions $E_c^\pi \sim 20$ GeV.

Para calcular o n3mero de m3ions produzidos em um CAE, levando em considera33o o *toy model* para intera33es hadr3nicas [10], vamos supor que em um chuvaire sejam produzidas N_{total} part3culas, das quais $\frac{1}{3}N_{total}$ sejam p3ions neutros e $\frac{2}{3}N_{total}$ de p3ions carregados. Admitese que o chuvaire alcance a profundidade do X_{max} quando o n3mero de f3tons e el3tr3ns 3 m3ximo no CAE. Para o c3lculo do X_{max} , considera-se que ap3s a primeira intera33o onde s3o produzidos n_{π^\pm} p3ions carregados, $1/3$ da energia de E_0 do pr3ton inicial seja carregada por p3ions neutros, e que esses decaiam imediatamente em f3tons com energias individuais de $\frac{E_0}{3n_{\pi^\pm}}$. Com isso, ap3s a dist3ncia $d = \lambda_I \ln 2$, a cascata eletromagn3tica ter3 in3cio e ir3 alcan3ar o m3ximo quando a energia de cada el3tron for inferior a energia cr3tica de E_c^e . Isto 3,

$$X_{max}^{had} = \lambda_I \ln 2 + \frac{\lambda_{em}}{\ln 2} \ln \left(\frac{E_0}{E_c^e} \right). \quad (2.14)$$

Usando o mesmo racioc3nio 3 poss3vel calcular o n3mero de m3ions, j3 que cada p3ion carregado decair3 via $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$. Logo, ap3s n intera33es os p3ions alcan3am sua energia limiar de forma que

$$N_\mu = N_{\pi^\pm} = (n_{\pi^\pm})^n = \left(\frac{E_0}{E_c^\pi} \right)^\alpha, \quad (2.15)$$

$$\alpha = \frac{(N_{\pi^\pm})}{N_{total}} = \frac{(\frac{2}{3}N_{total})}{N_{total}} \simeq 0,85,$$

onde o valor de α pode variar de 0,82 a 0,95 [106].

3 poss3vel modelar pelo princ3pio da superposi33o usando o modelo de Heitler para cascatas hadr3nicas a colis3o n3cleo-pr3ton. Um n3cleo prim3rio com massa A e energia inicial E_0 pode ser tratado como A n3cleons independentes com energia E_0/A cada. Assim retomando os c3lculos realizados para a cascata hadr3nica, por3m fazendo $E_0 \rightarrow E_0/A$, tem-se

$$X_{max}^A = \lambda_I \ln 2 + \frac{\lambda_{em}}{\ln 2} \ln \left(\frac{E_0}{AE_c^e} \right), \quad (2.16)$$

$$X_{max}^A = X_{max}^{had} - \frac{\lambda_{em}}{\ln 2} \ln A,$$

e o n3mero de m3ions gerados por um n3cleo prim3rio pode ser escrito como [10]

$$N_\mu = N_{\pi^\pm} = (n_{\pi^\pm})^n = \left(\frac{E_0}{AE_c^\pi} \right)^\alpha, \quad (2.17)$$

$$N_\mu^A = AN_\mu^{had}(A)^{-\alpha} = A^{1-\alpha} N_\mu^{had}.$$

CAEs iniciados por primários mais pesados, atingem o máximo mais cedo do que chuueiros iniciados por prótons. Podemos dizer que eles se desenvolvem em pontos mais acima na atmosfera (equação 2.16). Em média, para energias em torno de 10^{19} eV, a diferença entre $X_{max}^{Fe} - X_{max}^p \sim 100 \text{ gcm}^{-2}$. Com a equação 2.17, vê-se que a produção de múons é maior para chuueiros com primários mais pesados. Logo, a posição do X_{max} e o número de múons são parâmetros sensíveis para a determinação da natureza do primário, pois os hádrons provenientes de primários mais pesados, atingem mais rápido a energia crítica, já que a energia E_0 passa a ser dividida por A nucleons. Por isso, eles interagem menos, produzindo menos partículas para a componente eletromagnética, e conseqüentemente, a razão entre o número de múons e elétrons (pósitrons e fótons) é maior.

2.5.2 Desenvolvimento longitudinal

O perfil longitudinal de um CAE descreve o número de partículas carregadas do chuueiro em função da quantidade de matéria atravessada, para isso utiliza-se a profundidade atmosférica X . Há dois observáveis que podem ser extraídos do perfil longitudinal: a energia depositada na atmosfera (ou o número de partículas N_{max}) e o X_{max} . A forma geral do perfil longitudinal é mostrada na figura 2.12. A curva cresce, enquanto a energia das partículas dos primeiros estágios de desenvolvimento do chuueiro é suficiente para produzir mais partículas, após isso atinge um máximo X_{max} e depois diminui porque a energia das partículas atinge a energia crítica, e posteriormente são absorvidas principalmente por ionização. O perfil longitudinal pode ser adequadamente parametrizado pela função Gaisser-Hillas [107] dado por

$$N(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(- \frac{X_{max} - X_0}{\lambda} \right), \quad (2.18)$$

onde $N(X)$ representa o número de elétrons (pósitrons e fótons) a uma profundidade atmosférica X , X_0 é a profundidade de ocorrência da primeira interação do raio cósmico na atmosfera, λ é o comprimento de radiação da partícula, e N_{max} é a quantidade máxima de partículas do chuueiro atingida na profundidade atmosférica do X_{max} .

O parâmetro N_{max} tem sido muito utilizado como um estimador da energia do primário [108]. Com a função de Gaisser-Hillas é possível estimar a energia depositada pela componente eletromagnética através da integração do perfil longitudinal do CAE [109]

$$E_{em} = \int_0^\infty \frac{dE}{dX} |_{ioniza} \approx \frac{E_c}{\lambda_{em}} \int_0^\infty N(X) dX, \quad (2.19)$$

$$E_{em} = 2,2 (MeV/gcm^{-2}) \int_0^\infty N(X) dX,$$

onde $2,2 \text{ gcm}^{-2}$ (energia crítica do elétron dividido por seu comprimento de radiação no ar) corresponde a perda de energia das partículas do chuvaire na atmosfera, devido principalmente a elétrons, pósitrons e fótons. Hádrons, múons e neutrinos dificilmente excitam o ar produzindo radiação de fluorescência (principal processo para estimar a energia calorimétrica depositada pelo CAE na atmosfera). Isso significa que parte da mesma energia primária não vai excitar o ar e continua com as componentes hadrônica e muônica até o nível de detecção no solo. Essa fração de energia que falta devido a contribuição dessas partículas foi parametrizada em função da energia eletromagnética por meio de simulações de chuvaire e, estimada em cerca de 10% para primários de 10^{19} eV [109]. A figura 2.13 apresenta o fator médio de correção da energia calorimétrica depositada na atmosfera pela componente eletromagnética para a energia total do primário. Esse fator depende da massa e da energia do primário e pode ser incluído nos algoritmos para determinar a energia primária em experimentos de fluorescência, modificando o fator de $2,2 \text{ MeV/gcm}^{-2}$ no cálculo da energia eletromagnética por um valor médio de $2,65 \text{ MeV/gcm}^{-2}$ da equação 2.19 como pode ser visto na referência [110].

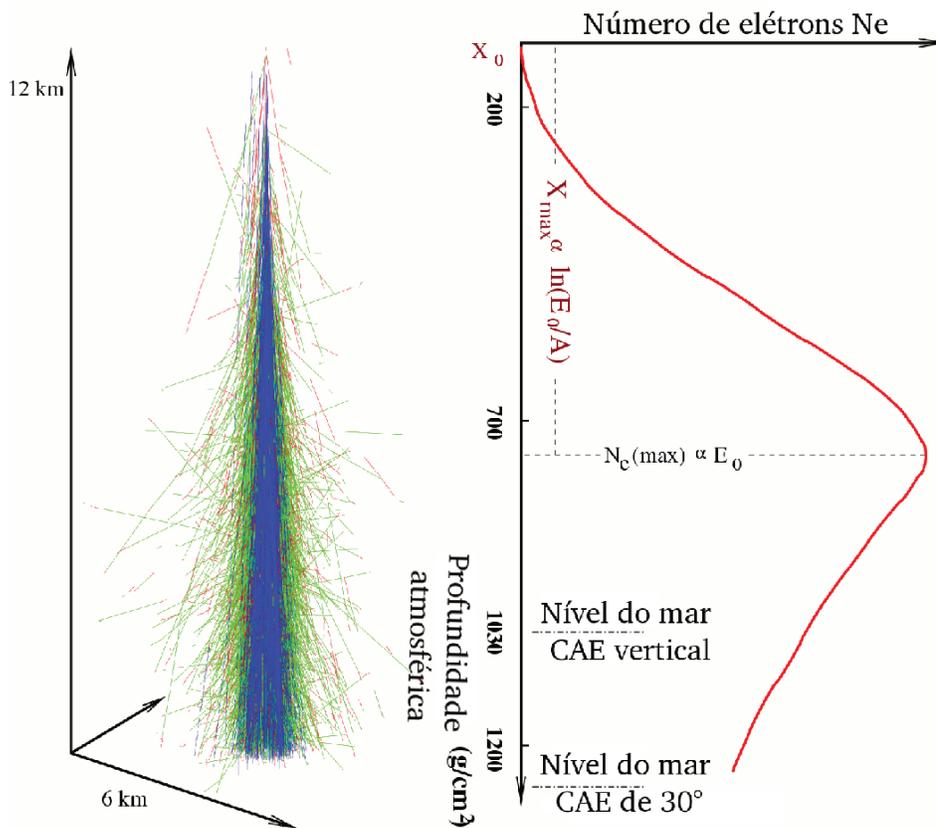


Figura 2.12: CAE simulado com perfil longitudinal. A curva é dada em função do número de elétrons (pósitrons e fótons) por profundidade atmosférica.

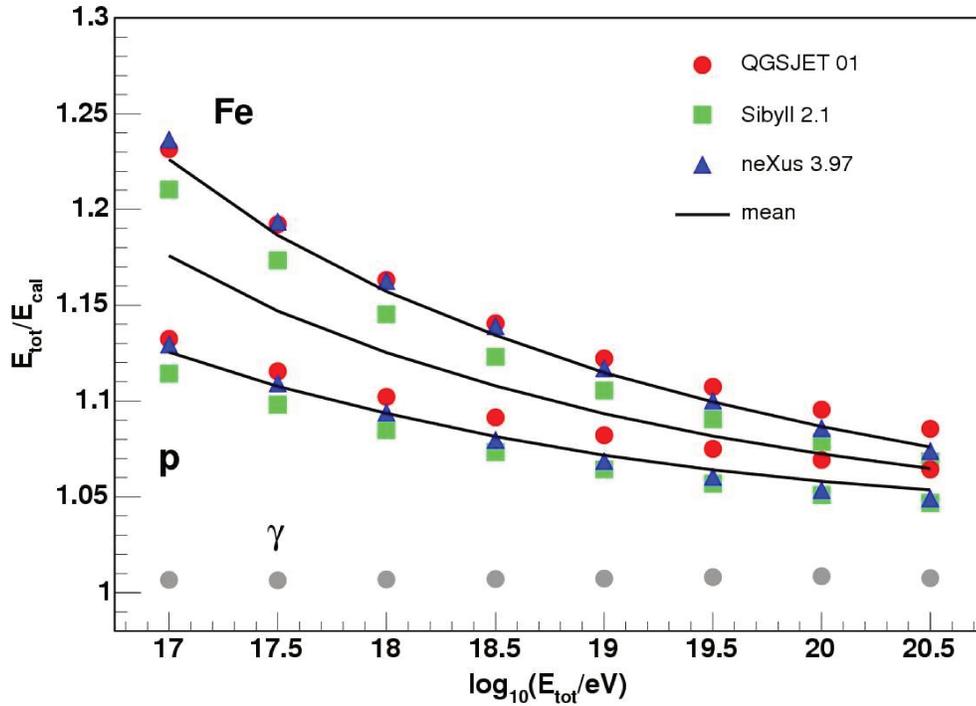


Figura 2.13: Fator de correção para a energia calorimétrica detectada pela técnica de fluorescência para energia total de primários de ferro, fóton e próton. A energia que falta está relacionada principalmente a energia não contabilizada de múons e neutrinos secundários do CAE. Os fatores são mostrados pelos símbolos segundo o modelo de interação usado na simulação. As simulações dos chuviros foram feitas com o pacote de simulação CONEX [11]. Figura retirada de [12].

Quanto à composição, o ponto onde ocorre a primeira interação, o ponto X_0 , seria o melhor indicador, porém não é mensurável. Por essa razão, utiliza-se o valor do X_{max} como indicador. O valor médio desse parâmetro, $\langle X_{max} \rangle$, para uma certa energia E_0 do primário, no caso de chuviros eletromagnéticos segundo o modelo simples de Heitler é parametrizado com a relação [111]

$$\langle X_{max} \rangle_{em} = D_{em} \ln E_0 + c_{em}, \quad (2.20)$$

onde D_{em} é chamada de taxa de alongação eletromagnética e c_{em} é a profundidade média de um elétron com relação a energia E_0 . A taxa de alongação é definida como a taxa de variação de X_{max} em função do logaritmo da energia, ou seja,

$$D_{em} = \frac{d\langle X_{max} \rangle_{em}}{d \ln E_0}. \quad (2.21)$$

De forma similar podemos escrever a profundidade média do máximo de um chuva iniciado por um próton

$$\langle X_{max} \rangle_p = D_p \ln E_0 + c_p, \quad (2.22)$$

o qual a taxa de alongação $D_p = \frac{d\langle X_{max} \rangle_p}{d \ln E_0}$ se relaciona com a taxa eletromagnética $D_p \leq D_{em}$, assumindo que em interações hadrônicas a multiplicidade e o livre caminho médio não decrescem com a energia.

Usando o modelo de superposição, o valor médio do X_{max} para um primário de composição mista pode ser descrito como [112]

$$\langle X_{max} \rangle_A = D_p [\ln (\ln E_0 - \ln \langle \ln A \rangle)] + c_p. \quad (2.23)$$

Ambos, D_p e c_p , dependem da natureza das interações hadrônicas. Há muitas incertezas relacionadas a medida de c_p , por isso é adotado uma taxa de alongação D para medir a variação da composição com a energia independente dessa medida

$$D = \frac{d\langle X_{max} \rangle}{dE_0} = D_p \left(1 - \frac{d\langle \ln A \rangle}{dE_0} \right). \quad (2.24)$$

Se a taxa de alongação $D > D_{em}$ for observada, então seguindo a relação entre as taxas de próton e elétron $D_p \leq D_{em}$ e a equação 2.24 temos que independente do modelo de interação hadrônica ocorre a transição para elementos leves para o aumento de energia ($d\langle \ln A \rangle / d \ln E_0 < 0$).

Relacionando essas grandezas, a média do logaritmo da massa $\langle \ln A \rangle$ pode ser derivada da medida $\langle X_{max} \rangle$. Atualmente a taxa de alongação é a melhor técnica para determinar a tendência de composição dos raios cósmicos de ultra-altas energias, através da comparação de dados obtidos de experimentos com simulações. A figura 2.14 mostra a taxa de alongação determinada pelos experimentos Eye Fly, HiRes-MIA, HiRes entre outros.

A largura de distribuição do X_{max} em função da energia E_0 é também um fator sensível à composição do primário [113]. É esperado, conforme verificado por meio de simulações usando chuvas de diferentes primários, que CAEs com primários de ferro apresentam flutuações menores do que os iniciados por prótons que penetram mais profundamente na atmosfera (maiores valores de X_{max}).

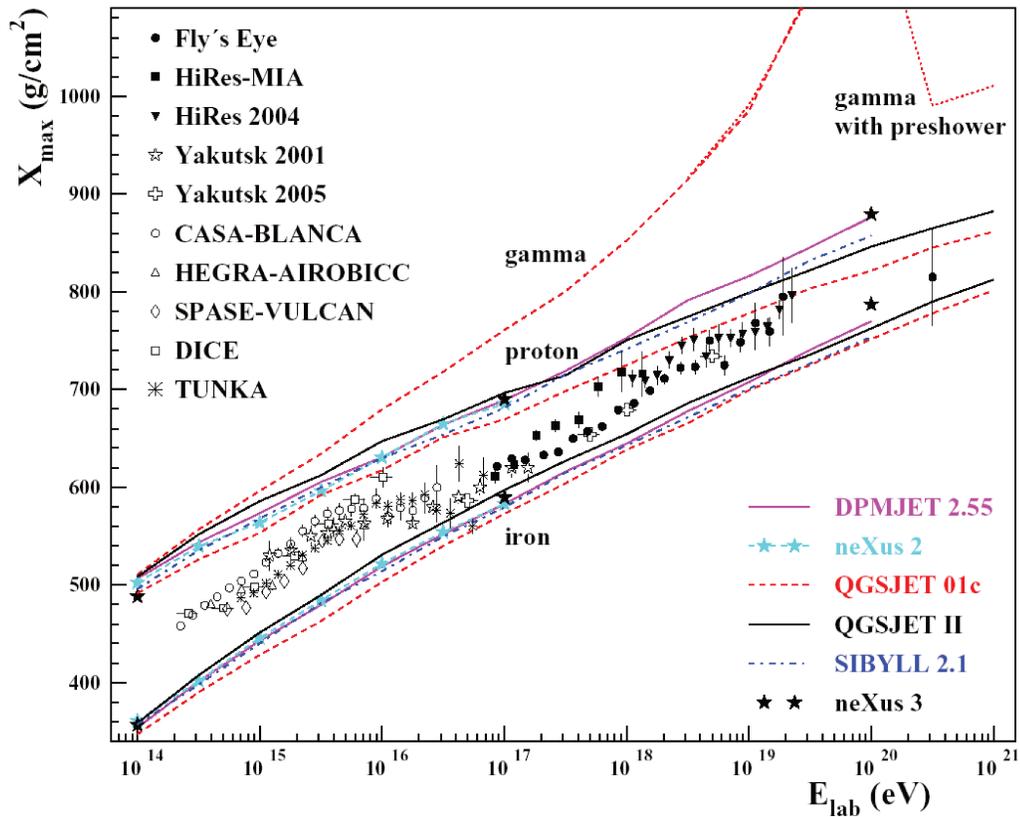


Figura 2.14: Variação do X_{max} com a energia (sistema laboratório) usando dados adquiridos por diversos experimentos e previsões simuladas segundo diferentes tipos de interações hadrônicas. Figura retirada de [13].

2.5.3 Desenvolvimento lateral

A maior parte dos chuviros são iniciados por hádrons primários (e não por fótons ou elétrons/pósitrons), sendo as interações hadrônicas e a cascata resultante de hádrons processos fundamentais. O momento transversal transmitido para as partículas secundárias que emergem das interações hadrônicas é a principal causa do espalhamento lateral dos hádrons (principalmente píons). Os múons resultantes dos decaimentos de píons carregados e em menor quantidade do decaimento de káons e partículas charmosas, adquirem parte dos momentos dessas e, adicionado a sua própria dinâmica de decaimento, aumentam a propagação lateral do CAE.

A cascata hadrônica também é responsável pela superposição de subcascatas eletromagnéticas que constituem o chuviro. Além disso, devido aos diferentes comprimentos das trajetórias das partículas causados pelos processos de espalhamentos e pelas diferenças do fator de Lorentz, as partículas da frente do CAE estão sujeitas à dispersão temporal e a frente dos chuviros de partículas manifestam uma curvatura.

Diante da grande complexidade do desenvolvimento de um chuvaire atmosférico, é evidente que a função de estrutura lateral é diferente para um fóton ou elétron primários em chuvaire puramente eletromagnéticos. Com as atuais limitações na teoria de interações hadrônicas, as funções de distribuições teóricas de partículas são obtidas de simulações MC. No entanto, as funções de distribuições obtidas da teoria da cascata eletromagnética clássica, em versões modificadas, são totalmente adequadas ao tratamento de chuvaire verticais, já que a componente eletromagnética constitui a maior parte do CAE. A situação, entretanto, muda drasticamente para chuvaire com inclinações maiores em razão do crescimento da componente muônica com o aumento do ângulo zenital. A figura 2.15 mostra exemplos de densidades de distribuições laterais de fótons, elétrons e múons de chuvaire de primários diferentes simulados no CORSIKA ⁵ usando o modelo de interações hadrônicas QGSJET obtidas por J.Knapp e C.Prykes.

Em estudos recentes de distribuição lateral das componentes eletromagnética e muônica baseados em chuvaire atmosféricos simulados [114], pode-se concluir que fora do núcleo do CAE, a maior parte dos múons são provenientes de píons gerados em interações de baixa energia que ocorrem em altitudes intermediárias, e que os elétrons localizados a grandes distâncias do eixo são predominantemente produtos de píons neutros de baixas energias que são produzidos a baixa altitude e em grandes distâncias do eixo, ou seja, a grandes ângulos zenitais.

Tanto a composição de partículas em um chuvaire, quanto a energia de seus diferentes constituintes variam com a distância do eixo do CAE. De um modo geral, a densidade de energia do chuvaire decresce rapidamente com o crescimento da distância ao eixo na região central. Além disso, as relativas contribuições de fótons, múons, hádrons e elétrons para o fluxo de energia depende da distância ao eixo do chuvaire.

A extensão do núcleo do CAE está diretamente relacionada ao livre caminho médio das partículas, de forma que é proporcional ao inverso da densidade. A região do núcleo pode ser expressa em termos do raio de Molière r_m , tal que concentre 90% da energia do chuvaire dentro da região à distância $r < r_m$ (ao nível do mar $r_m \sim 80$ m). Hádrons energéticos limitam-se à região do núcleo, colimados ao longo do eixo. Eles apresentam uma queda acentuada na densidade e na energia ainda dentro dos poucos metros do eixo do chuvaire,

⁵CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) é um programa de simulação detalhada de chuvaire atmosféricos extensos iniciados por raios cósmicos primários de altas energias. Partículas como prótons, núcleos leves a núcleos de ferro, gamas entre outras partículas podem ser tratadas como primários. Durante suas trajetórias através da atmosfera, as partículas são rastreadas até que sofram interações com núcleos do ar, ou, em caso de partículas secundárias instáveis, até que decaiam. As interações hadrônica em altas energias podem ser descritas por diversos modelos alternativos de interações: O VENUS, QGSJET e modelos DPMJET são baseados na teoria Gribov-Regge, enquanto SIBYLL é um modelo de minijet. Interações hadrônica em energias mais baixas são descritas pelas rotinas de interação GHEISHA.

deixando principalmente nêutrons de baixa energia como únicos constituintes da componente hadrônica a distância mais afastadas do eixo na região do núcleo. Dentro e próximo ao núcleo a componente eletromagnética é altamente energética. Da área do núcleo para fora, até distâncias intermediárias, a componente eletromagnética é dominante e a distâncias maiores múons de baixas energias são as mais abundantes partículas carregadas.

A cada 100 m a uma distância moderada do núcleo do chuva, a energia média das partículas apresenta uma pequena mudança. A causa é que fótons podem atravessar até centenas de metros ao eixo, enquanto os elétrons nessa região (a maioria secundários dos fótons) têm energias relativamente baixas e curto alcance. A grandes distâncias do eixo, a densidade de múons pode exceder a de elétrons e eventualmente os múons seriam a única componente remanescente de um chuva exceto por esses elétrons de baixas energias (≤ 10 MeV). Fótons, elétrons e múons a uma distância $100 \text{ m} \leq r \leq 1000 \text{ m}$ do eixo de chuvas com energia $10^{17} \text{ eV} \leq E \leq 10^{18} \text{ eV}$ têm energias típicas da ordem de 10 MeV, 40 MeV e 1 GeV, respectivamente.

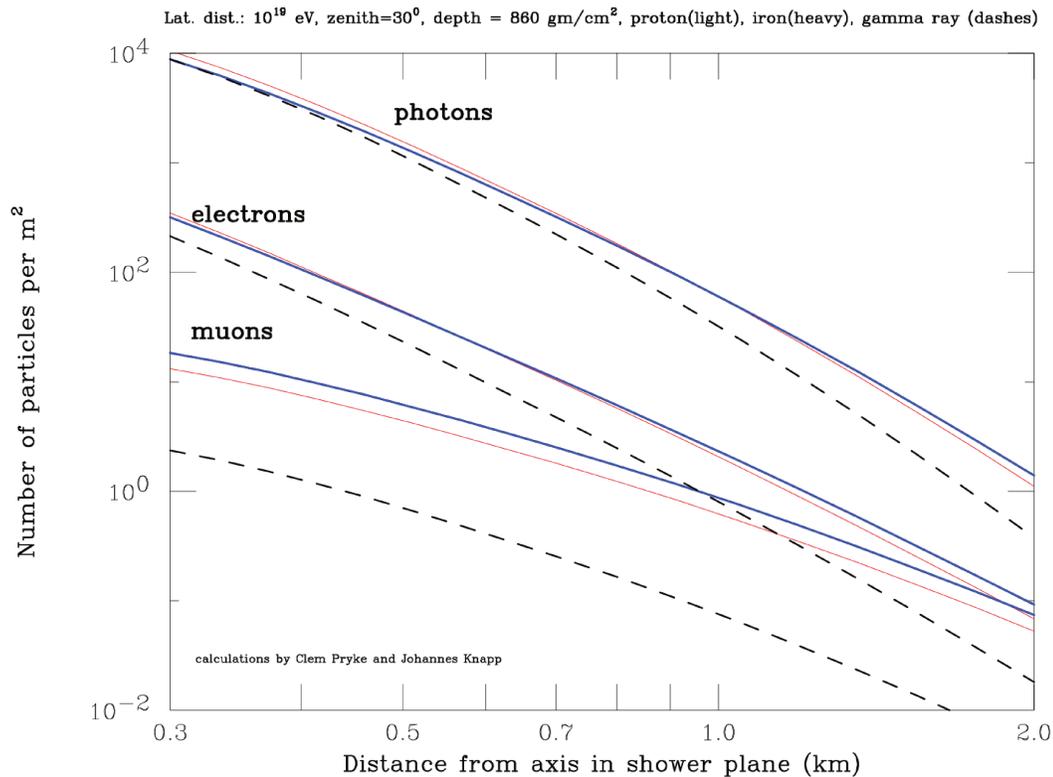


Figura 2.15: Simulação da distribuição lateral de partículas do chuva [13]. Curvas obtidas da média de chuvas inclinados a 30° . São mostradas as densidades de fótons, múons e elétrons de chuvas induzidos por primários de prótons (linha vermelha), núcleos de ferro (linha azul) e fótons (linha pontilhada) com energias de 10^{19} eV.

Detectores de superfícies usam a densidade de partículas (LDF) a uma dada distância do eixo do CAE para reconstruir a energia do chuveiro. Para chuveiros eletromagnéticos, onde os espalhamentos Coulombianos são dominantes, a função de distribuição lateral de partículas pode ser parametrizada com a função NKG de Nishimura, Kamata e Greisen [115] como

$$\rho_{em} = \frac{N_e}{r_m^2} \frac{\Gamma(4,5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4,5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4,5}, \quad (2.25)$$

onde s é a chamada idade do chuveiro eletromagnético e N_e é o número total de partículas eletromagnéticas em função da profundidade atmosférica do chuveiro. A idade do chuveiro, $s = 3 / \{1 + 2 \ln [(E_0/E_c^e) / (X/X_0)]\}$, é um parâmetro que caracteriza o estágio de desenvolvimento do CAE, no qual $0,5 < s < 1,5$ para a parametrização de NKG. Essa função de distribuição é corrigida por Greisen para parametrizar uma função de distribuição para chuveiro hadrônicos e da componente muônica de forma que [116]

$$\begin{aligned} \rho_{had} &= \frac{N_e}{2\pi r_m^2} C_1(s) \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m}\right)^{s-4,5} \left(1 + C_2 \left(\frac{r}{r_m}\right)^\delta\right), \\ \rho_\mu &\approx N_\mu(X) \left(\frac{r}{r_G}\right)^{-0,75} \left(1 + \frac{r}{r_G}\right)^{-2,5}, \end{aligned} \quad (2.26)$$

onde $C_1(s)$ e $C_2(r/r_m)$ são funções da idade s do chuveiro e da distância em raios de Molière, r_G (~ 320 m) é o análogo ao raio de Molière e N_μ é o número de múons como função da profundidade atmosférica.

A função de densidade está sujeita a muitas flutuações. Além disso, incertezas na localização do eixo central do CAE poderia modificar significativamente a integral dessa função e são poucas as medidas de sinal em distâncias menores do que o raio de Molière. Portanto, essas flutuações no desenvolvimento dos CAEs e incertezas na LDF resultariam em grandes incertezas na determinação da energia total e na reconstrução de outros parâmetros do chuveiro. Para contornar esse problema, Hillas propôs em [117] o uso de um sinal de referência a alguma distância do eixo r_{opt} para o qual a densidade de partículas está sujeita a flutuações menores que as do número total de partículas.

Em experimentos utilizando detectores de superfície, são medidos os sinais $S(r)$ em estações de detecção a uma certa distância r do eixo e, com base na função de densidade de partículas e simulações, é realizada uma parametrização para sinal detectado. Foi mostrado que a distância r_{opt} depende principalmente do espaçamento entre o conjunto de detectores usados [17]. Por exemplo, para o experimento Haverah Park na parametrização de sinal a distância usada foi $r_{opt} = 600$ m. Para o espaçamento de 1500 m entre os tanques de água Cherenkov do Observatório Pierre Auger, r_{opt} corresponde a 1000 m.

2.6 Composição

A composição dos raios cósmicos de energias $E \leq 10^{14}$ eV pode ser medida usando técnicas de detecção direta no alto da atmosfera, usando espectrômetros e calorímetros [118]. O resultado das medições diretas da composição apresentam a fração 50% de prótons, 25% de partículas α , 13% de CNO e 13% de núcleos de ferro. Comparações com a abundância no sistema solar presente na figura 2.16 mostram que a composição de raios cósmicos é deficiente em H e He, podendo indicar que elementos pesados são mais fáceis de ionizar e acelerar, ou que isso é um reflexo da composição da fonte. Por outro lado, alguns elementos se mostram mais abundantes na composição dos raios cósmicos. Essa abundância pode ser devido a processos de espalação de C e O, para o caso de Li, Be e B, e a espalação de núcleos de Fe, dando origem a Mn, Cr, V, Ti e Sc [119].

Para energias superiores a 10^{14} eV, os estudos de composição de raios cósmicos são baseados na observação dos CAEs. Existem várias propriedades chuveiro que se correlacionam com a massa da partícula primária. Os principais parâmetros sensíveis à composição estudados atualmente, em especial, medidos no Observatório Pierre Auger são: a profundidade de máximo do chuveiro $\langle X_{max} \rangle$ e suas flutuações $RMS(X_{max})$, número de múons N_{μ} , *rise time* $t_{1/2}$ e sua assimetria azimutal, função de distribuição lateral (LDF), número relativo de múons e elétrons e o raio de curvatura R_c da frente dos chuveiros. Algumas dessas propriedades já foram explicadas nesse capítulo.

O próximo capítulo desse trabalho é dedicado aos estudos e as técnicas de detecção de raios cósmicos com energias superiores a 10^{18} eV empregados pelo Observatório Pierre Auger, e nele abordaremos alguns observáveis sensíveis à composição.

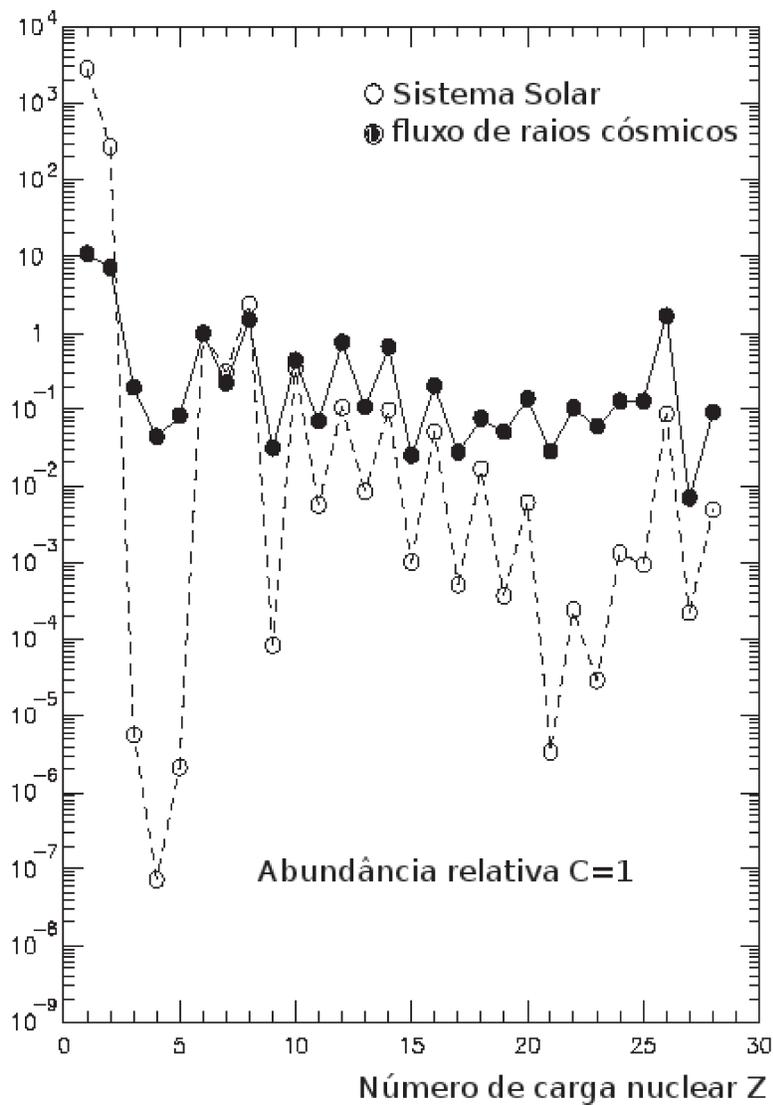


Figura 2.16: Abundância dos elementos nos raios cósmicos medidos na Terra se comparados às abundâncias do sistema solar. Medidas relativas ao carbono para raios cósmicos com energias até 1TeV/nucleon [14].

3

Observatório Pierre Auger

3.1 Introdução

O Projeto Auger foi proposto em 1992 por Jim Cronin e Alan Watson. O Observatório Auger (visão do sítio do observatório na figura 3.1) localizado perto de Malargüe (cidade na Província de Mendoza, ao leste da Cordilheira dos Andes), na Argentina, tem recolhido dados desde o início de 2004. Hoje, cerca de 500 físicos de mais de 90 instituições em 19 países ao redor do mundo colaboram para operar o sítio do sul. O Observatório Pierre Auger tem o objetivo de determinar através do estudo de observáveis dos CAEs, a natureza, energia e origem dos raios cósmicos com energias superiores a 10^{18} eV. O nome do observatório foi escolhido em memória do físico francês Pierre Auger, que foi o primeiro a observar os chuviros atmosféricos extensos [57]. A proposta inicial do projeto seria a construção de dois sítios de observação, cada um desses estabelecido em cada hemisfério, perto de uma latitude de 35° , a fim de proporcionar uma exposição completa e quase uniforme do céu, necessária para os estudos de anisotropia.

O primeiro método de detecção empregado pelo OPA [120] foi o de luz Cherenkov gerada quando as partículas altamente energéticas de um CAE, viajando com velocidade maior que a velocidade da luz na água, atingem o conjunto detectores de superfície, no caso do observatório Auger, tanques de água Cherenkov, que cobrem uma enorme superfície do deserto

do Pampa Amarilla. Com isso, é possível determinar a energia das partículas primárias dos raios cósmicos com base na quantidade de luz detectada a partir das partículas secundárias. E as ligeiras diferenças nos tempos de detecção em diferentes tanques posicionados ao longo da superfície torna possível a reconstrução da trajetória dos raios cósmicos primários.

As partículas carregadas de um CAE também interagem com o nitrogênio atmosférico, emitindo luz ultravioleta através dos processos de fluorescência, que apesar de invisível ao olho humano, não é para detectores ópticos do Observatório Auger. O segundo método de detecção utilizado pelo observatório emprega telescópios para observar o rastro de fluorescência deixado no processo de excitação das moléculas de nitrogênio, de forma que permita acompanhar o desenvolvimento de chuviros na atmosfera através da medição da intensidade da luz emitida, e tornar possível a determinação de energia da partícula primária. Já medições muito precisas da direção de incidência do raio cósmico utilizando essa técnica ocorrem quando, ocasionalmente, uma cascata se desenvolve dentro do campo de visão (FOV) de dois detectores de fluorescência.

O OPA foi projetado para ser um detector híbrido combinando estes dois métodos complementares de observação. Graças a esse arranjo, os tanques Cherenkov registram a distribuição temporal e espacial das partículas do chuviro ao nível do solo para um grande número de eventos, enquanto os detectores de fluorescência medem o desenvolvimento longitudinal dos chuviros em condições atmosféricas viáveis. A comparação de dados coletados pelos dois diferentes tipos de detectores produz resultados mais precisos sobre a energia, direção de incidência e natureza dos raios cósmicos primários. As medições de energia dos telescópios de fluorescência são praticamente calorimétricas e ajudam a calibrar os tanques Cherenkov sem recorrer a simulações de Monte Carlo. Medições da LDF do chuviro e das densidades de múons e elétrons através dos tanques podem ajudar a restringir os modelos de interações hadrônicas de altas energias existentes. Os eventos híbridos apresentam um limiar de detecção de energia mais baixo, $E \sim 10^{18}$ eV, e assim possibilitam comparados os resultados obtidos com os de outros experimentos que atuam nessa faixa.

Para aumentar a aceitação do sítio do OPA na região de energia 10^{17} eV \leq E \leq 10^{19} eV, região de interesse pois abrange o segundo joelho e o tornozelo, sendo também uma região de transição de raios cósmicos galáctico e extragaláctico, o observatório vêm estendendo seus conjuntos de detectores e implementando novas técnicas de detecção. Ao conjunto de telescópios de fluorescência do OPA têm sido adicionados três telescópios, os chamados HEAT (*High Elevation Auger Telescope*), que cobrem um maior campo de visão. Para detectores de superfície, energias mais baixas levam a chuviros com extensão superficial menores. Para preencher a rede de tanques Cherenkov de 1,5 km (distância entre os tanques Cherenkov), aumentando dessa forma a precisão na detecção e reconstrução de eventos nessa faixa de

energia, o conjunto de detecção de superfície será reforçado com um complexo de contadores de múons e tanques de água Cherenkov chamado AMIGA (*Auger muons and Infill for the Ground Array*).

Impulsionado pelo desenvolvimento de técnicas de detecção de radio emissão [31] e a emissão de bremsstrahlung molecular [121] de CAEs, é natural que o OPA empregue ambas técnicas em seu conjunto de detecção.

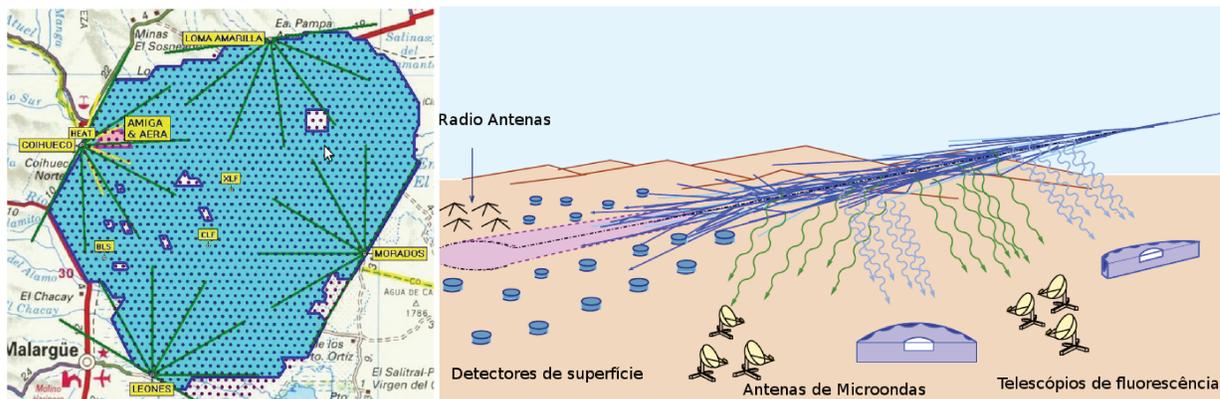


Figura 3.1: À esquerda, esquema do complexo de detecção do OPA. Os pontos roxos representam os detectores de superfície. A zonal azul delimita a área de ocupação do sítio em junho de 2008. As áreas brancas correspondem as áreas que futuramente serão ocupadas. A figura também mostra a disposição dos complexos de detectores de fluorescência (Los Morados, Los Leones, Loma Amarilla, Coihueco e HEAT). Os projetos AMIGA e AERA estão localizados próximos aos prédios do Coihueco e do HEAT. Um conjunto de protótipos de radio antenas foi instalados próximo ao BLS (*Auger Ballon Launching Station*) e ao CLF (*Central Laser Facility*) para estudos (ver secção 2.3.1). O desenho a direita mostra um esquema futuro do arranjo de detecção do OPA.

O AERA (*the Auger Engineering Radio Array*) está sendo criado no sítio Sul do OPA e irá explorar o potencial da técnica de rádio-deteção de CAEs. Como o AERA atuará no aprimoramento de detecção de baixa energia, a observação de chuueiros em coincidência com os detectores de superfície e detectores de fluorescência permitirá estudar detalhadamente os processos de radio emissão, e auxiliarão na calibração do sinal de rádio. A reconstrução dos parâmetros dos CAEs combinando essas três técnicas independentes possibilitará novas informações sobre a natureza dos raios cósmicos na região de transição de 10^{17} eV a 10^{19} eV.

Já o projeto AMBER (*Air-shower Molecular Bremsstrahlung Radiometer*), liderado por grupos da Universidade do Havai e da Universidade Estadual de Ohio, usa a nova técnica de detecção de emissão coerente na faixa de microondas de chuueiros atmosféricos. Essa técnica permitirá a medição do perfil longitudinal de um chuueiro de uma forma semelhante a do detector de fluorescência, mas com um ciclo de trabalho muito maior e sem as incertezas

devido à atenuação atmosférica. E usando essa mesma técnica, o protótipo MIDAS (*Micro-wave Detection of Air Showers*) está sendo desenvolvido pela Universidade de Chicago. Para complementar a técnica de fluorescência, ambos projetos serão instalados próximo aos edifícios de fluorescência Coihueco e HEAT.

Nesse capítulo descreveremos de forma breve as técnicas de detecção empregadas pelo OPA, assim como os observáveis dos CAEs que cada técnica abrange. Apresentaremos também alguns resultados recentes obtidos com as primeiras técnicas empregadas no OPA. Maiores detalhes sobre cada detector poderão ser encontrados nas referências indicadas.

3.2 Detector de superfície

A idéia pioneira na detecção de raios cósmicos usando detectores de superfície foi desenvolvida por P. Auger e usada por J. Linsley em uma matriz de 19 detectores do tipo cintiladores cobrindo uma área de $8,1 \text{ km}^2$ no experimento Volcano Ranch, no Novo México, na década de 1950 [122]. Vários outros experimentos baseados em detectores de superfície têm seguido, aumentando gradualmente o tamanho da matriz de detecção. Haverah Park (12 km^2 com 34 tanques Cherenkov) [67], SUGAR (70 km^2 com 47 cintiladores) [123], Yakutsk (10 km^2 com 58 cintiladores) [124], AGASA (100 km^2 com 111 cintiladores) [125], KASCADE ($0,04 \text{ km}^2$ com 252 estações detectoras com detectores de múons e elétrons conjunto com calorímetros hadrônicos) [126] são alguns exemplos construídos antes do Observatório Pierre Auger.

O arranjo do Detector de Superfície (SD) do OPA [127] conta atualmente com 1600 tanques Cherenkov distribuídos formando entre eles uma rede triangular com um espaçamento de 1,5 km e cobrindo uma área total de 3000 km^2 . O arranjo do conjunto detector pode ser visto na figura 3.1. Cada estação detectora é composta de um tanque cilíndrico de polietileno, com 3,6 m de diâmetro e 1,6 m de altura, preenchido com 12 toneladas de água purificada armazenada em uma bolsa cilíndrica plástica de 1,2 m de altura, chamada *Liner*. O *Liner* tem um revestimento externo preto que protege da luz ambiente e um revestimento interno de Tyvek com o propósito de difundir a luz Cherenkov produzida aumentando a probabilidade de detecção.

Os detectores de água Cherenkov vêm ganhando maior empregabilidade do que os cintiladores devido a diversas razões, entre elas, detectores de água Cherenkov são mais sensíveis a chuviros com ângulos zenitais maiores, aumentando assim a área de cobertura do céu. Além disso, a estabilidade desse tipo de detector é maior e necessitam de menos manutenção.

Cada tanque é equipado com três tubos fotomultiplicadores (*Hamamatsu R5912*), situados entre o *Liner* e a superfície superior do tanque, que observam o volume de água através de

três janelas de plástico transparente, coletando a luz Cherenkov produzida pelas partículas carregadas que se movem com a uma velocidade maior do que a velocidade da luz na água do tanque. São extraídos dois sinais de cada fotomultiplicadora, os sinais do último dínodo e do ânodo. O sinal do dínodo é amplificado por um fator de 32 para coincidir com a faixa dinâmica de detecção. O sinal de ânodo será usado para sinais grandes, normalmente aqueles vistos por tanques relativamente perto do eixo. A leitura de saída dos seis sinais de cada tanque é digitalizado em 40 MHz (bins de 25 ns) usando 6 conversores de sinais rápidos analógicos-digitais (FADCs) de 10 bits. Toda a eletrônica utilizada por cada estação para digitalizar o sinal é montada localmente e encontra-se em uma caixa situada na parte superior do tanque. A eletrônica local e o dispositivo de lógica programável usado para selecionar sinais de acordo com as condições de disparo implementada individualmente para cada estação, são controlados por uma unidade central de processamento e armazenamento de dados. A sincronização das medidas de tempo, crucial para determinar a direção do chuveiro, é obtida utilizando receptores GPS comerciais Motorola que fornecem a hora do evento com uma precisão de cerca de 8 ns.

Duas baterias de 12 V armazenam a energia gerada pelos dois painéis solares localizados no topo do tanque, necessária para o funcionamento de cada estação (consumo de ~ 10 W).

A comunicação entre cada estação e a central de aquisição de dados (CDAS) é feita via rádio por uma antena localizada no topo do tanque. Cada estação detectora envia sinais para a CDAS de forma independente. A figura 3.2 mostra uma estação detectora Cherenkov já instalada no sítio do OPA.

3.2.1 Calibração e monitoramento

A radiação Cherenkov gerada pelo chuveiro de partículas ao atravessar o tanque é registrada pelas fotomultiplicadoras e convertida em sinal digitalizado. Esse sinal eletrônico registrado não depende apenas da luz emitida pelas partículas na água do tanque, mas também do funcionamento dos componentes do tanque detector. A qualidade da água, a reflexibilidade do *Liner*, a resposta das fotomultiplicadoras, entre outros. Portanto, o sinal medido por cada tanque deve ser normalizado à uma unidade de referência de calibração a fim de evitar variações de tanque para tanque ou dependência temporal. Com a grande quantidade de detectores, o procedimento de calibração precisa ser automático. E para isso, os sinais de múons atmosféricos que incidem em todas as direções na estação, são empregados.

A energia depositada nos tanques é medida em unidades de *VEM* (*Vertical Equivalent muon*), definida como a energia depositada na estação por um múon vertical que incide no centro do tanque. Para selecionar o múon vertical, um tanque de referência equipado com

dois cintiladores móveis tem sido usado para estabelecer a relação entre o sinal de 1 VEM e o pico do histograma obtido da detecção dos múons atmosféricos. É possível fazer a calibração comparando o histograma de carga da soma dos sinais gerado por múons atmosféricos coletados pelas três fotomultiplicadoras, com o histograma de carga gerado por múons verticais e centrais selecionados pela coincidência entre os dois cintiladores do tanque de referência (figura 3.3). Além disso, a calibração deve tornar possível determinar a base limiar de entrada dos FADCs e a razão de ganho entre o dínodo e o ânodo para converter os traços dos FADCs em canais integrados.

O monitoramento das estações é feito de modo remoto. Sensores instalados em cada uma delas medem a temperatura e a voltagem de operação em diferentes componentes.

As informações de calibração e monitoramento de cada estação são enviadas a cada 6 minutos à CDAS onde serão verificadas. Além disso, histogramas de alta estatística da distribuição de carga de múons e das amplitudes de pulsos são enviados a cada vez que uma estação registra um evento. Detalhes adicionais sobre o procedimento de calibração das estações do SD do OPA podem ser encontrados nas referências [16].

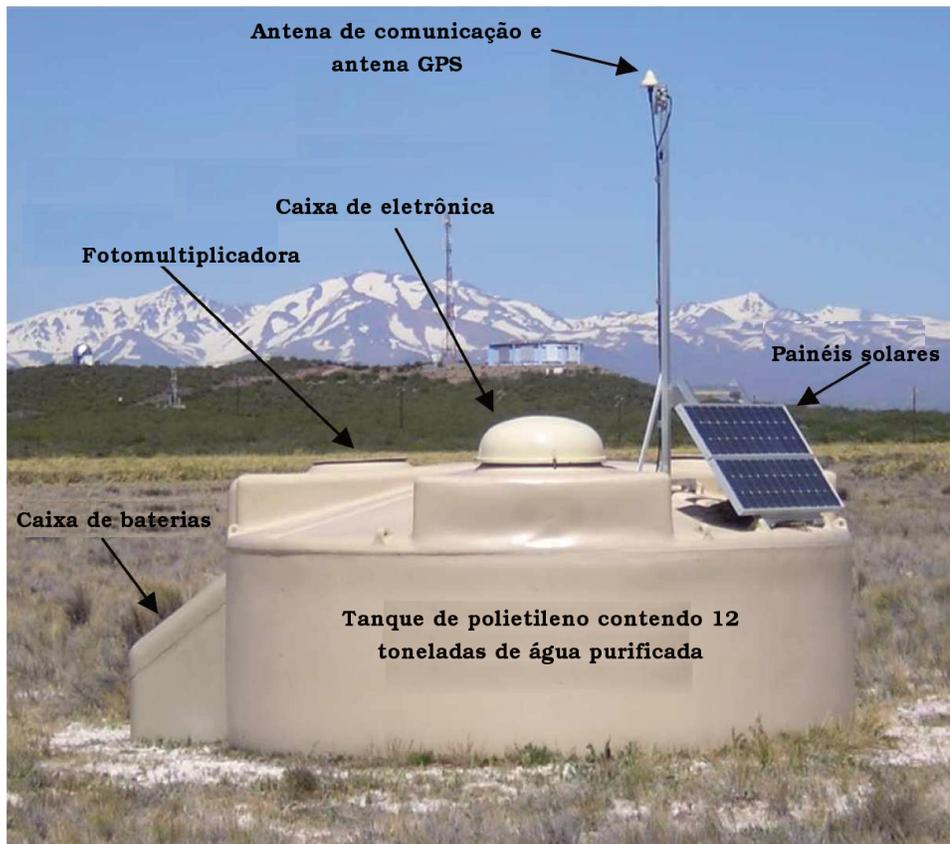


Figura 3.2: Estação do detector de superfície do OPA. Figura retirada de [15].

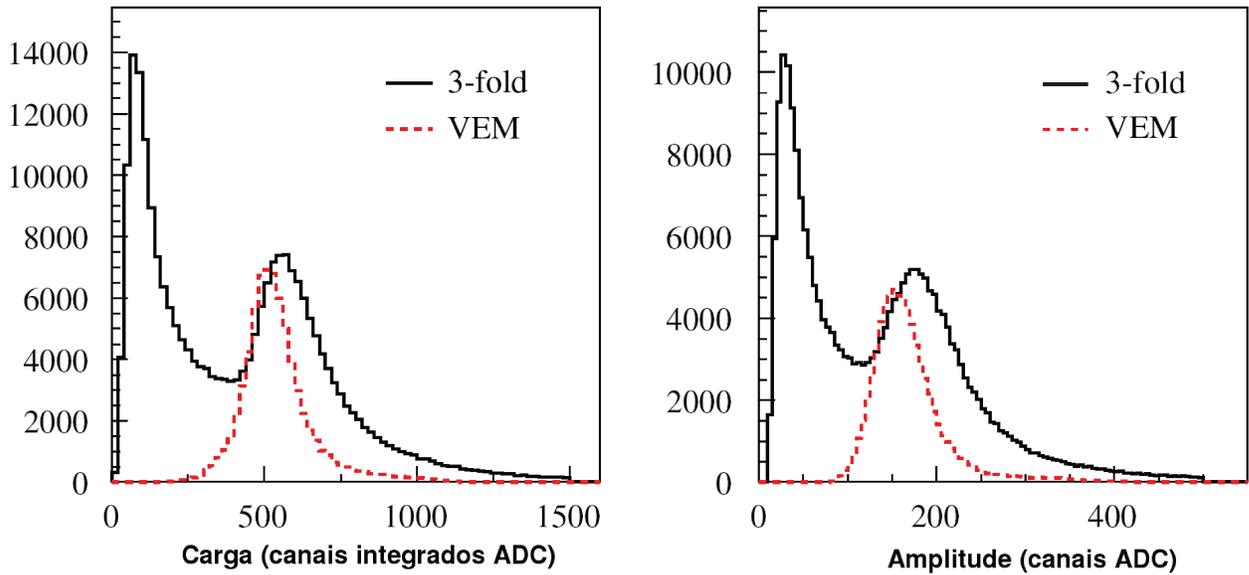


Figura 3.3: Histogramas de carga e amplitude de pulso de uma estação de detecção do OPA com o sinal somado das 3 fotomultiplicadoras. O histograma vermelho é produzido por um telescópio de múons externo ao tanque fornecendo o gatilho para selecionar apenas múons verticais e centrais. O primeiro pico no histograma preto é causado por partículas de baixa energia. Já o segundo pico é devido aos múons atmosféricos verticais. Figura retirada de [16]

3.2.2 Sistema de seleção de eventos

Os dados coletados nos tanques e outras quantidades relevantes, tais como valores de referência, histogramas de carga e amplitude de pulso, razão dínodo/ânodo, e estabilidade das fotomultiplicadoras, são enviadas via rádio. A rede local sem fio é usada para comunicar os tanques com quatro torres de comunicação locais, próximas a cada prédio de fluorescência. A partir desse ponto, os dados são roteados à CDAS, onde são armazenados.

Para distinguir entre sinais gerados por raios cósmicos e coincidências aleatórias, os eventos detectados pelos tanques passam por um sistema com cinco níveis de gatilhos. Esse sistema de disparo foi criado para selecionar com eficiência $> 95\%$ eventos induzidos por raios cósmicos com energias acima de 10^{18} eV.

Os dois níveis mais baixos de gatilho T1 e T2, os chamados gatilhos de baixo nível, são executados por componentes eletrônicos da própria estação. São gatilhos que exigem coincidência em intervalos de tempo (em bins de ADC) entre as fotomultiplicadoras acima de um valor de sinal limiar.

O gatilho T1 possui dois módulos de seleção. O primeiro módulo, o *threshold trigger* (TH), é um gatilho simples que requer a coincidência de sinal das três fotomultiplicadoras, com

cada sinal acima de $1,75 I_{VEM}^{peak}$ ¹. Para tanques que operam apenas usando duas (uma) fotomultiplicadora, o valor limiar de sinal em cada é de $2,00(2,80) I_{VEM}^{peak}$. Esse gatilho é usado para selecionar grandes sinais que não são necessariamente espalhados temporalmente. Sinais esses característicos de chuviros muito inclinados que atravessam grande quantidade de atmosfera, e que conseqüentemente, possuem sinais predominantemente muônicos. O segundo módulo do gatilho T1, o *Time-over-Threshold (ToT)* explora o fato que tanto para chuviros muito inclinados ou sinais de chuviros verticais mais próximos do eixo do CAE, a chegada das partículas e fótons é temporalmente dispersa. Por exemplo, à 1000 m do eixo de um chuviro vertical, o tempo para que o sinal de um tanque Cherenkov aumente de 10% a 50% é cerca de 300 ns. O TOT exige que pelo menos 13 bins dos 120 bins do FADC em um intervalo de $3 \mu s$ tenham um limiar de sinal acima de $0,2 I_{VEM}^{peak}$, em coincidência em pelo menos 2 das 3 fotomultiplicadoras. Esse gatilho é destinado a selecionar seqüências de pequenos sinais espalhados no tempo. O TOT é otimizado dessa forma para detectar chuviros de baixas energias, dominados pela componente eletromagnética, ou chuviros de altas energias que possuem o eixo distante das estações, nos quais o espalhamento temporal das partículas está associado a espalhamentos sofridos pela componente eletromagnética e efeitos geomagnéticos que afetam a distribuição de múons. A janela temporal do TOT de 325 ns (13 bins) é eficiente na eliminação dos sinais aleatórios de múons atmosféricos (*random muon background*).

Já o gatilho T2 aplicado na estação de controle, é usado para reduzir a taxa de evento por detector. Essa redução é feita para combinar com a largura de banda do sistema de comunicação entre o detector e a central CDAS. Todos os eventos que passaram pelo gatilho ToT-T1 são promovidos para o nível T2. Entretanto, os eventos selecionados pelo TH-T1 precisam passar por um novo nível com um limiar de sinal limiar de $3,2 I_{VEM}^{peak}$ em coincidência com as três fotomultiplicadoras para que possam ser promovidos ao nível T2. Os gatilhos T1 e T2 são seqüenciais e excludentes. Somente eventos selecionados pelo T1, passam para o T2.

Os três níveis mais altos T3, T4 e T5, são os chamados gatilhos de alto nível.

O T3 é implementado pela CDAS e analisa a correlação espacial e temporal de todos os eventos que foram selecionados pelo gatilho T2. O gatilho T3 é realizado em dois módulos. O primeiro módulo requer coincidência em pelo menos três detectores passaram pelo ToT e que tenham um arranjo geométrico de tanques selecionados no evento em que pelo menos um dos detectores tenha pelo menos um dos seus vizinhos mais próximos e pelo menos um dos seus segundos vizinhos mais próximos selecionados pelo T2. Cerca de 90% dos eventos que esse gatilho seleciona são reais. Esse gatilho é extremamente eficiente para chuviros com inclinações menores que 60° . O segundo módulo do T3 é mais permissivo. Ele seleciona 4

¹A unidade de I_{VEM}^{peak} é a contagem de múons nos FADCs nos picos de VEM. O valor $I_{VEM}^{peak} = 1,09 I_{VEM}$, onde I_{VEM} é o pico de contagem FADC de múons verticais e centrais que atravessam o tanque.

tanques que passaram pelo T2 dentro de um arranjo moderadamente compacto.

O gatilho T4 diminui o número de escolhas de coincidências aleatórias feitas pelo T3, realizando seleções de configurações para coincidência em espaço (em certas configurações espaciais das estações) mais restritas dos tanques que registraram eventos selecionados. O gatilho T4 garante que $\sim 100\%$ dos eventos selecionados sejam chuueiros reais com ângulos zenitais menores que 60° . Além disso, ele também recupera, implementando condição adicional, a pequena fração de chuueiros verticais e eventos acima 60° .

E finalmente, o gatilho T5 garante a qualidade na reconstrução dos eventos selecionados. Esse gatilho requer que o detector com o maior sinal registrado tenha os seus 6 vizinhos mais próximos (em um configuração hexagonal) ativados pelo evento. Se o evento selecionado pelo conjunto de gatilhos anteriores é detectado por tanques na borda da área selecionada, há a possibilidade de que o eixo do CAE tenha caído fora da área, resultando em uma reconstrução errada da energia do evento. Para evitar isso, o gatilho T5 exige que a estação disparada com maior sinal esteja cercada por 6 estações selecionadas no momento do impacto do chuueiro.

Esse conjunto de gatilhos reduz a taxa de eventos detectados para 3 eventos reais diários.

Informações adicionais sobre seleção de eventos pode ser encontrada na referência [128].

3.2.3 Reconstrução do evento

A reconstrução de eventos detectados pelo SD é realizada em duas etapas: a reconstrução geométrica e a reconstrução da energia da partícula primária [129]. As informações de tempo de detecção dos sinais em cada tanque Cherenkov são usadas para reconstruir a direção de chegada da partícula primária e de toda demais geometria do chuueiro. Enquanto, o tamanho do sinal a uma distância de referência do eixo do CAE é usado para estimar a energia dos raios cósmicos primários e a posição do centro do CAE.

Os eventos selecionados pelo gatilho T4 e que tenham sido detectados por apenas três estações podem ser usados para reconstruir, de forma aproximada a frente do chuueiro em um disco plano de partículas se propagando a velocidade da luz c , perpendicular a direção do eixo do chuueiro indicada pelo vetor normalizado \vec{a} . Essa aproximação de uma frente de chuueiro plana (figura 3.4) é usada para determinar a direção do eixo do CAE usando um algoritmo baseado nas informações dos tempos de disparo das estações. O ponto de impacto do eixo do CAE no solo \vec{x}_0 é determinado com a soma ponderada das estações acionadas usando como peso os sinais das mesmas, $\vec{x}_0 = \sqrt{S_j} \vec{x}_i$. O instante t_0 em que ocorreu o impacto do eixo do chuueiro no solo é dado pela soma ponderada dos tempos t_i registrado em cada estação com o peso dos sinais dessas. Sendo assim, o instante t_i no qual o chuueiro vai ser detectado pela estação localizada na posição \vec{x}_i é dado por [130]

$$ct_i = ct_0 - (\vec{x}_i - \vec{x}_0) \cdot \vec{a}. \quad (3.1)$$

Uma abordagem mais realista da frente do chuvaire é aproximar essa frente a uma frente curva (figura 3.4) com raio de curvatura R_c , que se expande na velocidade c a partir do ponto onde ocorreu a primeira interação do raio cósmico na atmosfera (\vec{x}_f, t_f), sem qualquer hipótese sobre o ponto de impacto no solo. Dessa forma,

$$ct_i = ct_0 - (\vec{x}_i - \vec{x}_0) \cdot \vec{a} + \frac{\rho_i^2}{2R_c}, \quad (3.2)$$

onde $\rho_i = |\vec{a} \times (\vec{x}_i - \vec{x}_0)|$. Para essa geometria, o tratamento é mais complicado, uma vez que a posição do núcleo do chuvaire \vec{x}_0 é necessária para ajustar a curvatura, esse só será realizado após o ajuste da LDF fornecer a posição do núcleo.

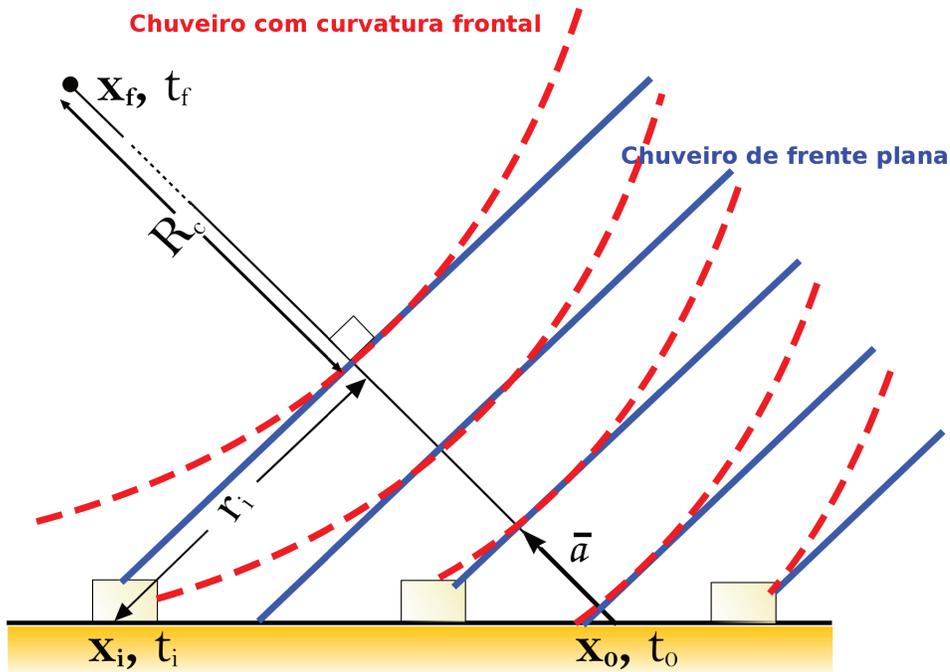


Figura 3.4: Aproximações de frentes plana e esférica dos CAEs com parâmetros usados na reconstrução geométrica.

A estimativa da energia primária começa com a obtenção de um parâmetro observável no solo, neste caso, o tamanho do sinal a 1000 m do centro do chuvaire. A conversão entre este estimador e a energia primária pode ser obtida por duas maneiras diferentes: a partir de parametrizações baseado em simulações de chuvaire ou de uma calibração calorimétrica por meio do detector de fluorescência.

Com os ângulos zenital θ e azimutal ϕ do chuveiro fixos, obtidos a partir da reconstrução geométrica, o sinal em cada tanque de água Cherenkov é medido e usado para a construção de uma certa LDF. Assim como no experimento Volcano Ranch, em que a energia de um evento era obtida a partir do número total de partículas estimada através da integração do sinal em todas as distâncias usando uma LDF, o OPA investiga diversas parametrizações para a construção de sua LDF característica. A LDF usada para descrever o sinal esperado $S(r)$, em unidades de VEM, para uma estação a uma distância r do eixo do chuveiro é uma função NKG modificada (ver subseção 2.5.3) [130]

$$S(r) = S(1000) \left(\frac{r}{1000} \right)^\beta \left(\frac{r + 700}{1700} \right)^\beta \quad (3.3)$$

onde β é chamada de inclinação da LDF e $S(1000)$ é o sinal a 1000 m do eixo do chuveiro. O parâmetro $\beta = 0,9 \sec\theta - 3,3$ depende do ângulo θ do CAE. O sinal $S(1000)$ é obtido através da interpolação dos sinais de estações a serem consideradas a cerca de 1000m do eixo. Há inúmeras incertezas em torno desse parâmetro, além do mesmo depender do modelo de interação hadrônica a ser considerado.

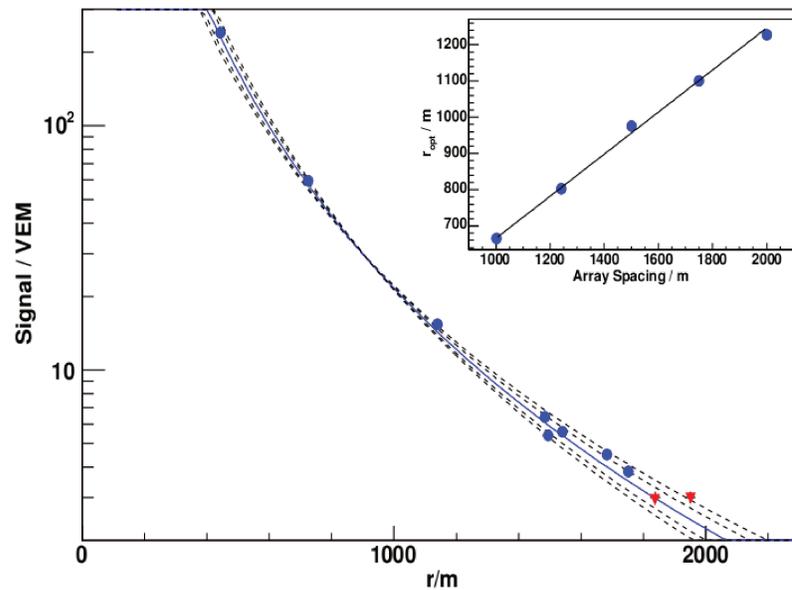


Figura 3.5: Sinais registrados de um evento detectado pelo conjunto de tanques do OPA em função da distância r do eixo do chuveiro. Os diversos ajustes das curvas, mostram o resultado da reconstrução para diversos valores de β . Os pontos vermelhos são estações que não detectaram sinais. O gráfico na parte superior, mostra o valor r_{opt} em função do espaçamento entre os detectores, que no caso do OPA em que esse vale 1500 m, o r_{opt} corresponde à 1000 m. Figuras retiradas de [17].

Com isso, a energia do primário pode ser reconstruída como [130]

$$\begin{aligned} a &= 0,37 - 0,51\sec\theta + 0,30\sec^2\theta, \\ b &= 1,27 - 0,27\sec\theta + 0,08\sec^2\theta, \\ E &= a [S(1000)]^b. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Uma grande vantagem da detecção híbrida é a capacidade de relacionar a energia calorimétrica, medida utilizando a técnica de fluorescência, com o parâmetro $S(1000)$ obtido através do SD. Desta forma, as grandes dependências de modelos hadrônicos que existem na reconstrução usando o SD para estimar a energia primária são removidas. O $S(1000)$ independe do X_{max} do chuveiro, porém há dependência desse valor com θ . Em uma dada energia, o sinal $S(1000)$ será menor com o aumento do ângulo zenital θ do chuveiro devido à atenuação das partículas. A dependência, parametrizada como uma curva de atenuação, é estudada usando o método de corte a intensidade constante, a chamada função CIC (*Constant Intensity Cut*) que se baseia na suposição de que o fluxo de raios cósmicos é quase isotrópico. Através desse método, o $S(1000)$ se torna independente de θ se for dividido pela função *CIC* de atenuação, que tem valor 1 quando $\theta = 38^\circ$. Com isso o sinal parametrizado S_{38} é dado por

$$\begin{aligned} CIC(\theta) &= 1 + c_1(\cos^2\theta\cos^238^\circ) + c_2(\cos^2\theta\cos^238^\circ)^2 \\ S_{38} &= \frac{S(1000)}{CIC(\theta)} \end{aligned} \quad (3.5)$$

e a relação entre os parâmetros da energia de fluorescência E_{FD} e o S_{38} da detecção híbrida

$$\log E_{FD} = A + B \cdot \log S_{38} \quad (3.6)$$

onde c_1 , c_2 , A e B são parâmetros retirados de ajustes de curvas de reconstrução de eventos. Nos recentes resultados da análise de 795 eventos híbridos selecionados com uma boa eficiência para energias $E > 3 \text{ EeV}$ (figura 3.6), obteve-se a partir do ajuste dos dados a relação 3.6 os valores dos parâmetros $A = (1,51 \pm 0,06(stat) \pm 0,12(syst)) \cdot 10^{17} \text{ eV}$ e $B = (1,07 \pm 0,01(stat) \pm 0,04(syst))$ com o valor de $\chi^2 = 1,01$ e incertezas totais na reconstrução da energia de 22% [131].

Usando esta calibração, pode-se estudar o espectro de energia do OPA. A figura 3.7(a) mostra os espectros de energia com os dados de eventos híbridos coletados de dezembro de 2004 a maio de 2008. Na figura 3.7(b) é apresentado o fluxo de raios cósmicos coletado nesse mesmo período, porém usando apenas o SD. É possível ver que eles são consistentes entre si. Para analisar os espectros, foi ajustado aos dados uma lei de potência como a apresentada pela equação 2.1 em regiões separadas do espectro (3.7(a)). Porém usando esse ajuste, uma lei de potência contínua à região acima do tornozelo foi rejeitada com mais de 2σ . Por isso,

uma nova lei de potência com uma forma mais suave foi adotada, e o ajuste dela aos dados pode ser vista na figura 3.7(c) [18].

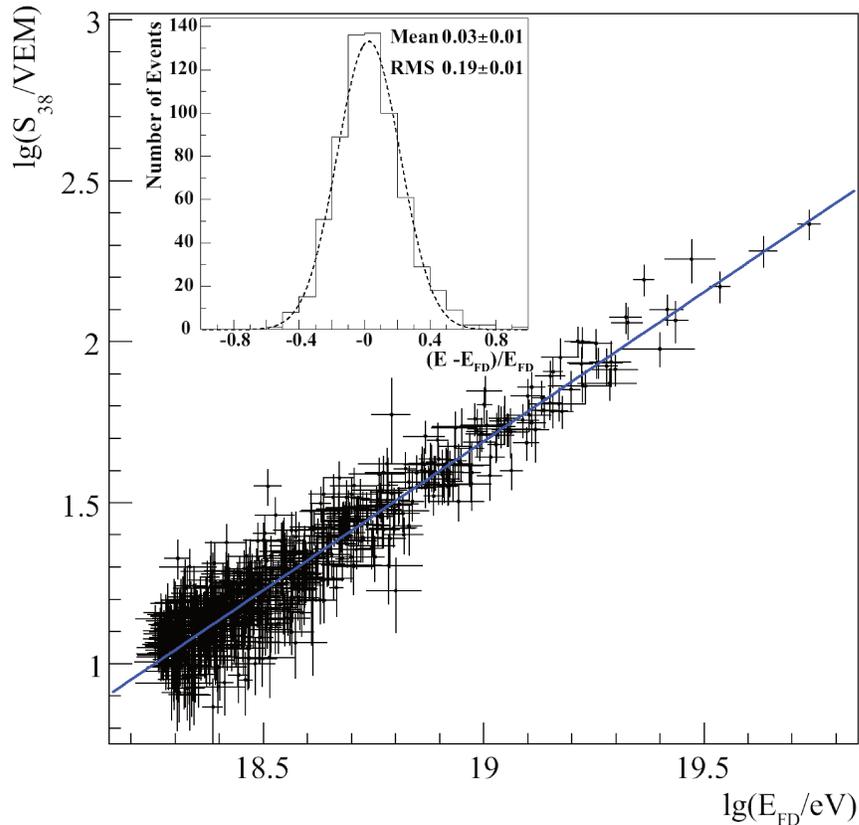


Figura 3.6: Curva de calibração mostrando a correlação entre $\log E_{FD}$ e o $\log S_{38}$ de eventos híbridos detectados pelo OPA. Figura retirada de [5].

3.2.4 Observáveis

Como foi mencionado no Capítulo 2, é possível inferir a composição do RCAEs a partir das características dos chuveiros. Utilizando os detectores de água Cherenkov do OPA é possível encontrar vários observáveis que podem fornecer informações sobre a natureza dos raios cósmicos primários.

Razão entre múons e partículas eletromagnéticas (Número de múons). Na seção 1.5 pode ser visto que, em uma dada energia primária, chuveiros induzidos por núcleos de ferro geram uma maior fração de múons ao nível do mar do que os induzidos por prótons. Essa análise torna se mais complexa devido às grandes flutuações e às diferenças nas previsões

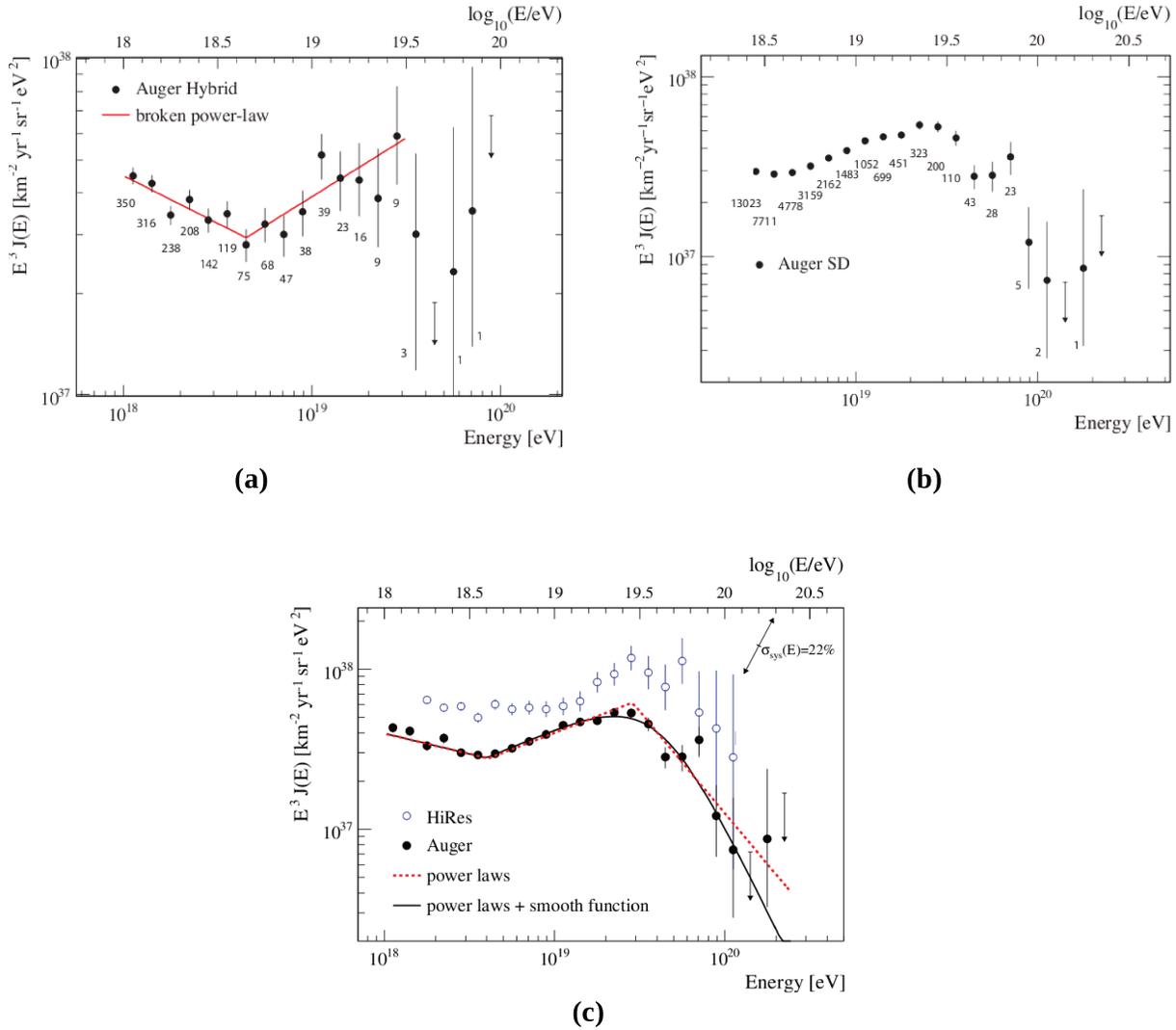


Figura 3.7: (a) Espectro de energia dos raios cósmicos de altas energias determinado a partir de medições híbridas do OPA com suas respectivas incertezas estatísticas. Os números que podem ser vistos abaixo de cada ponto correspondem ao número de eventos com energia estimada nessa faixa. Uma lei de potência simples ajustada para certas regiões é mostrada pelas linhas vermelhas, porém pode ser visto que não há ajuste segundo essa lei para energias acima da região do tornozelo. (b) Espectro de energia derivado de dados do SD calibrados com medidas de fluorescência. Somente as incertezas estatísticas são mostradas. (c) Espectro de energia dos dados do OPA de detecção híbrida com ajustes de lei de potência simples combinada com uma função mais suave. Para comparação os dados do experimento HiRes são mostrados. As incertezas sistemáticas do fluxo multiplicado por E^3 , devido à incertezas na escala de energia de 22% é indicado pelas setas. Figuras retiradas de [18].

de modelos hadrônicos particulares. Medições da densidade de múons em eventos com energia entre 10^{17} eV e 10^{18} eV realizadas com o conjunto de detectores de superfície do experimento CASA-MIA prevêm uma mudança na composição para núcleos mais leves com o aumento da energia. A colaboração AGASA relatou previsões da composição da massa a partir de medições derivadas da densidade múons a 1000 m do centro do chuveiro, resultando em uma diminuição de massa com o aumento da energia em eventos entre $3 \cdot 10^{17}$ eV e 10^{19} eV e uma consistente componente leve em torno de 10^{19} eV. Em ambos os casos, a maior limitação é a precisão nas medições, de cerca de 40%. E o modelo hadrônico usado para comparações com chuveiros simulados tanto para o CASA-MIA quanto para AGASA foi o QGSJET98.

Estudos de composição com dados de eventos de altas energias do OPA podem ser explorado com a resposta dos sinais de múons nos tanques detectores de superfície. A estrutura temporal dos traços registrados em FADCs mostra picos correspondentes aos sinais muônicos, que pode ser bem distintos dos sinais induzidos pela componente eletromagnética. Usando essa característica é possível contar o número de múons. Diversos métodos para analisar os vestígios em FADCs têm sido usados, alguns baseados no uso de algoritmos de deconvolução para remover o sinal eletromagnético e outros na identificação de saltos nos traços dos FADCs induzidos pelo chamado *Single Muon*. As simulações são importantes para comparar com os resultados obtidos a partir da detecção. Um desses métodos utilizados é o chamado *Muon Jump* que será descrito no capítulo 6 e explorado nesse trabalho.

Estrutura temporal de sinais. A estrutura temporal do sinal tem sido estudada extensivamente. No conjunto de detectores do Volcano Ranch observou-se que os tempos de chegada de partículas sofreram atrasos por centenas de nanossegundos e espalhamento em centenas de metros do eixo do chuveiro, e que essa dispersão aumentou com a distância. No Haverah Park foi possível estudar a estrutura temporal da frente do chuveiro, evento a evento, e com isso estabelecer que as flutuações temporais estavam correlacionadas com as flutuações na distribuição lateral do sinal em detectores de água Cherenkov, e concluir que os chuveiros com distribuições lateral mais acentuadas sofriam espalhamentos temporais mais amplos do que a média.

Devido a diversos fatores como efeitos geométricos, diferenças de velocidade das partículas, desvios por espalhamentos múltiplos, entre outros, as partículas do chuveiro não chegam simultaneamente ao detector. Múons sofrem poucos desvios na trajetória até os detectores, enquanto a componente eletromagnética é desviada por espalhamentos múltiplos. Logo, os típicos traços nos FADCs gerados por uma cascata de raios cósmicos são, então, caracterizados por uma primeira parte dominada pelo sinal muônico, uma vez que essa componente chega mais cedo, durante um curto período de tempo, seguido por um sinal eletromagnético que se

espalha sobre os bins dos FADCs. Usando essa peculiaridade dos chuveiros, o chamado tempo de subida $t_{1/2}$ (*Rise Time*) é admitido como um parâmetro sensível a composição dos raios cósmicos primários, assim como suas flutuações.

O $t_{1/2}$ é definido como o tempo para que o sinal integrado registrado por um tanque Cherenkov aumente de 10% a 50% do valor final total do tanque (figura 3.8). O estudo da evolução temporal do sinal integrado permite medir os tempos de espalhamento da chegada das partículas de um chuveiro. Essa medida reflete a profundidade do desenvolvimento do chuveiro e a proporção entre múons e partículas eletromagnéticas. Se um chuveiro tem mais múons, por exemplo, um chuveiro de ferro, ele terá um tempo de subida mais curto do que um chuveiro induzido por prótons. Além disso, para um primário que penetra mais profundamente na atmosfera, como acontece no caso de um próton, ele terá um tempo de subida maior do que um primário mais pesado, como um núcleo ferro.

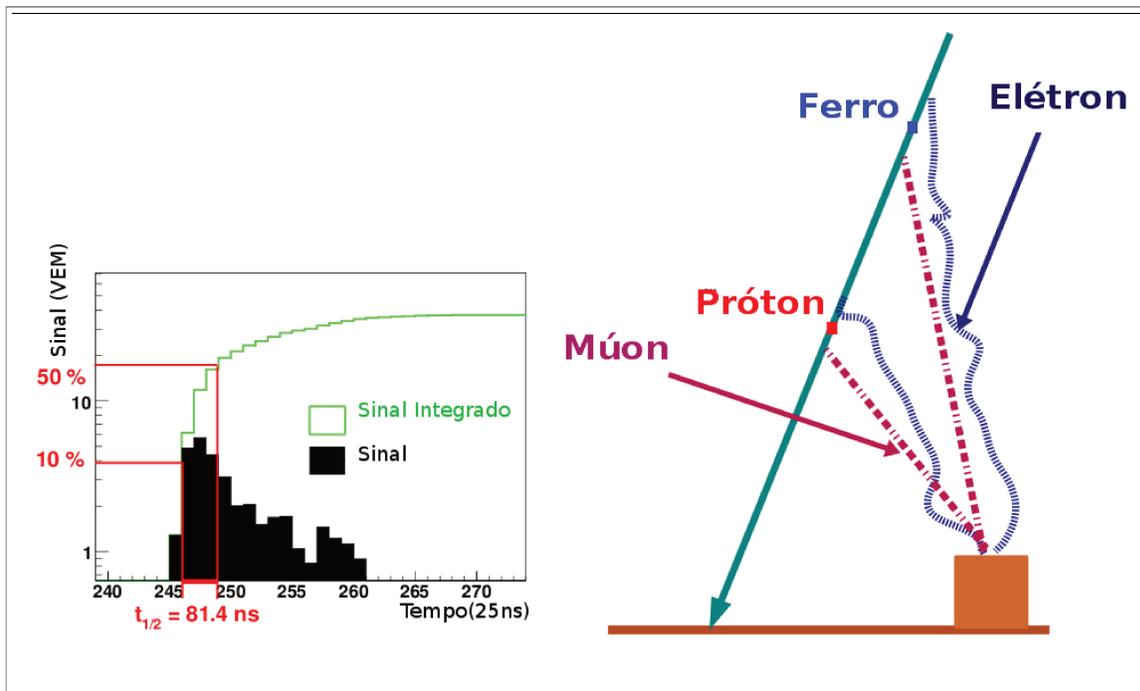


Figura 3.8: *Rise Time* $t_{1/2}$ de um evento simulado e esquema das trajetórias das partículas. Figuras retiradas de [19] [20].

As medidas dos tempos de subida obtidas de um conjunto de eventos com energia média de 10^{19} eV através dos detectores do experimento Haverah Park sugerem uma grande fração de primários de ferro ($\sim 80\%$) para essa faixa de energia. Análises do tempo de subida também têm sido realizadas pelo OPA, onde os tanques registram o sinal em bins de 25 ns. Os primeiros estudos de $t_{1/2}$ usando dados de eventos do observatório Auger foram baseados

no tempo de subida à 1000 m do centro do chuveiro, $t_{1/2}(1000 \text{ m})$. Uma parametrização de $t_{1/2}(r)$ foi obtida [132] através do ajuste corrigido de cada estação acionada

$$t_{1/2}(r) = (40 + a(\theta) \cdot r + b(\theta) \cdot r^2)ns. \quad (3.7)$$

onde $a(\theta)$ e $b(\theta)$ são parâmetros livres do ajuste.

Foi possível comparar $t_{1/2}(1000 \text{ m})$ como função da energia com diversos diversos chuveiros simulados segundo diferentes modelos de interação hadrônica (figura 3.9). Na figura pode ser observado que aparentemente não há dependência entre o $t_{1/2}$ e a energia, como se esperava. Esses resultados também podem indicar que a composição da massa se torna mais pesada com o aumento da energia. No entanto, os resultados não são totalmente confiáveis, porque a distribuição plana pode ser devido a grandes flutuações evento a evento no ajuste dos tempos de subida em função da distância ao eixo chuveiro. Além disso, conceitos prévios e estudos mais profundos sobre as incertezas na medida do $t_{1/2}$ não foram levados em conta. Portanto, são necessários mais estudos de parametrizações dos tempos de subida.

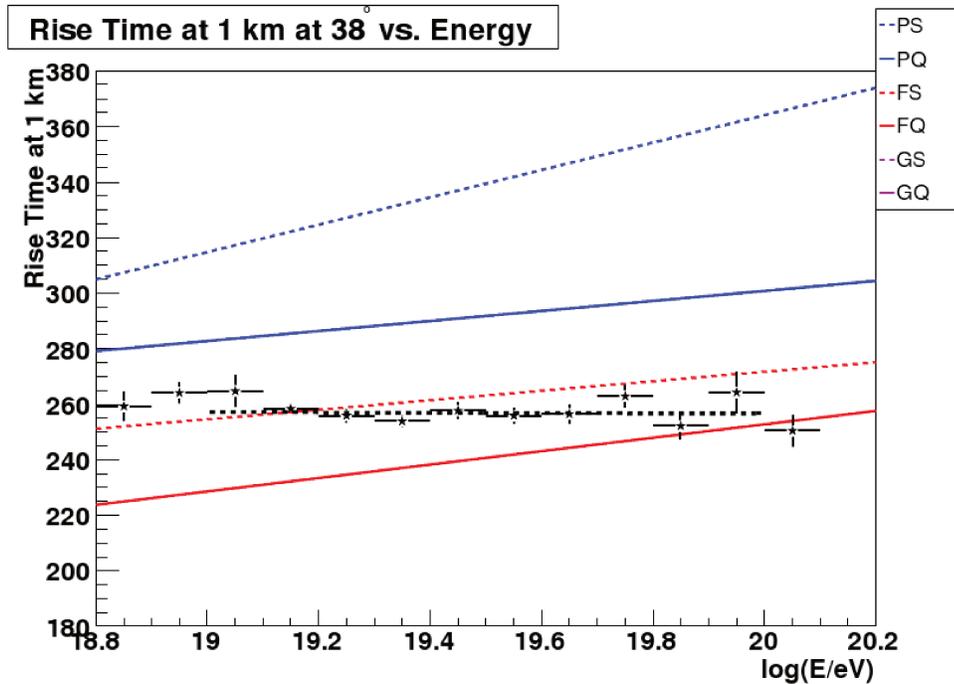


Figura 3.9: $t_{1/2}(1000 \text{ m})$ segundo modelos de previsões MC (linhas) e dados reais obtidos por tanques Cherenkov do OPA (pontos pretos) para ângulos fixos de 38° . As linhas azuis indicam primários de próton e as vermelhas de ferro. As linhas sólidas são simulações segundo o modelo QGSJET01 e as tracejadas segundo o SIBYLL 2.1. Figura retirada de [21].

Observou-se também a existência de uma assimetria azimutal sobre as características do sinal de um chuviro. Isto é devido principalmente ao fato de que as diferentes componentes do chuviro atravessam diferentes quantidades da atmosfera. A assimetria azimutal observada em $t_{1/2}$, para uma dada energia primária E , depende do ângulo zenital θ do raio cósmico primário de tal forma que seu comportamento em função da $\sec(\theta)$ é uma memória do desenvolvimento longitudinal do chuviro. Esse desenvolvimento longitudinal de assimetria do $t_{1/2}$ é fortemente dependente da natureza da partícula primária. A assimetria é parametrizada usando a seguinte função [23]

$$t_{1/2}(r, \theta, \phi) = (a + b \cdot \cos(\theta))ns \quad (3.8)$$

onde c e d são os parâmetros temporais assimétricos.

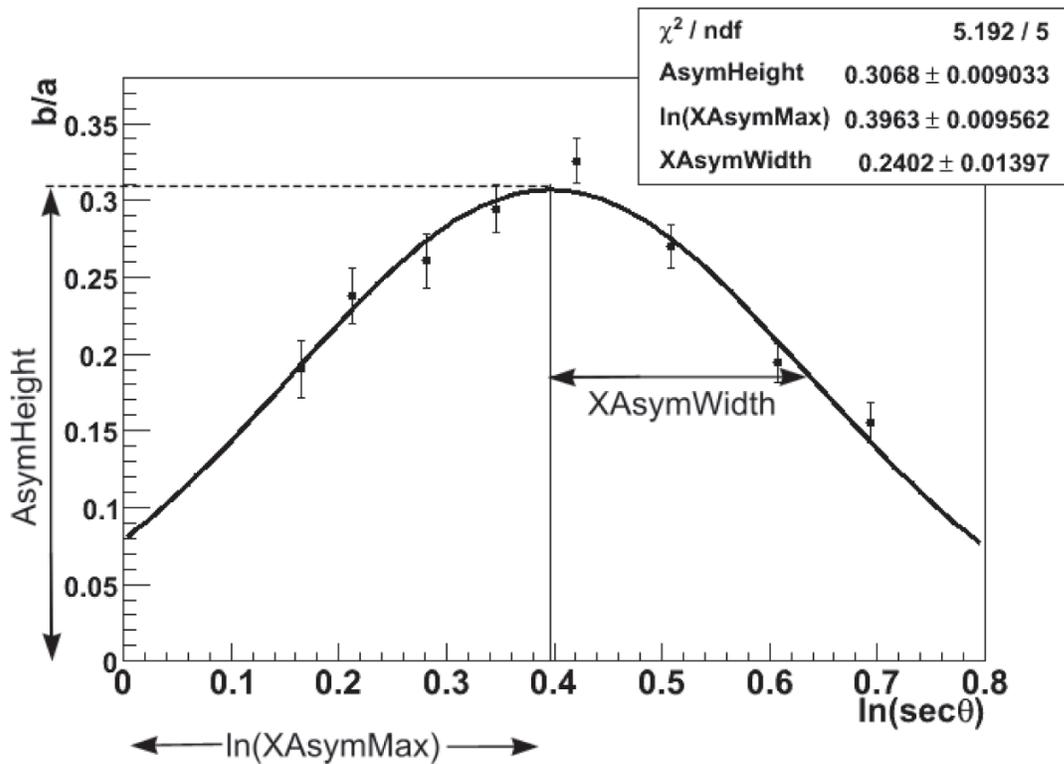


Figura 3.10: Parâmetros $AsymHeight$, $XAsymMax$ e $XAsymWidth$ que descrevem o desenvolvimento longitudinal de assimetria do $t_{1/2}$. Figura retirada de [22].

Na figura 3.10, o $XAsymMax$ é a posição de assimetria máxima, isto é, corresponde ao valor da $\sec\theta$ para o qual a razão b/a é máxima. Já o $AsymHeight$ é a altura máxima e $XAsymWidth$ corresponde a meia largura a meia altura do máximo da função gaussiana. Dentre esses parâmetros (figura 3.10), o mais sensível que possa ser usado para discriminar uma composição

mais pesada de uma mais leve é o $XAsymMax$. A correlação entre o $XAsymMax$ e o X_{max} pode ser usada para inferir a composição em massa de um chuveiro. A figura 3.11 mostra a relação entre esses dois observáveis onde se pode verificar pelos resultados uma composição em massa mais leve para energias de 10^{18} eV a 10^{19} eV, e um favorecimento a massas mais pesadas para energias maiores que 10^{19} eV.

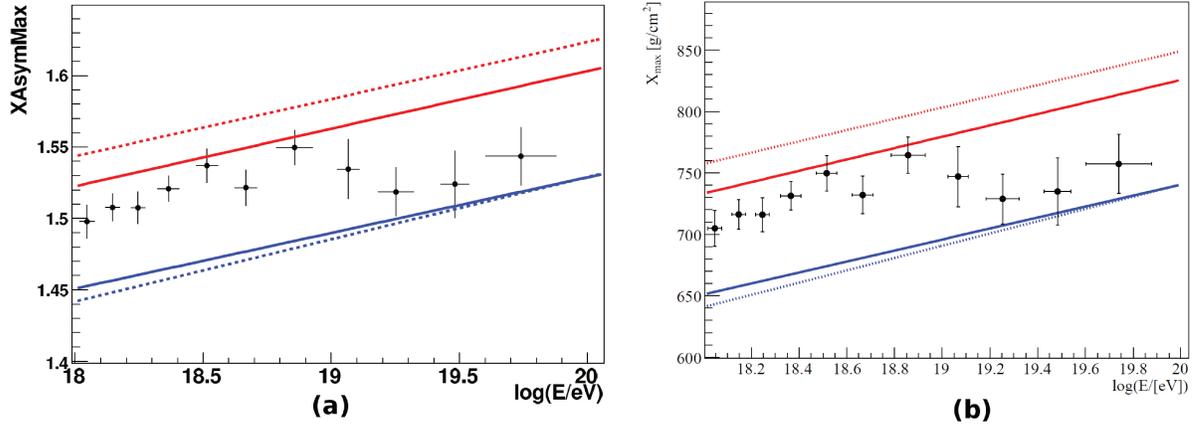


Figura 3.11: (a) O parâmetro $XAsymMax$ em função do $\log E$. (b) X_{max} em função de $\log E$ inferido do $XAsymMax$ e de previsões segundo os modelos QGSJETII-03 (linhas sólidas) e Sibyll 2.1 (linhas tracejadas). As linhas vermelhas indicam primários prótons e as azuis núcleos de ferro. Os pontos pretos indicam dados obtidos com os detectores de superfície do OPA. Figuras retiradas de [23].

Há um outro parâmetro que pode ser utilizado para diminuir as incertezas nas medidas de $t_{1/2}$. Sendo o tempo de subida dependente da distância da estação ao eixo chuveiro e do ângulo zenital, um novo parâmetro é introduzido para eliminar essa dependência, enquanto a dependência X_{max} permanece. O primeiro passo para definir esse novo parâmetro é obter o ponto de referência *benchmark*, que corresponde ao valor médio de $t_{1/2}$ como uma função da distância r ao eixo e do ângulo zenital θ para uma determinada energia de referência. Então, para cada evento selecionado a uma dada energia, o desvio médio da medida $t_{1/2}$ a partir da função de referência é avaliado em termos de unidades da medida de incerteza $\sigma_{t_{1/2}}$ e calculado sobre todos os detectores que registraram o evento [133]

$$\langle \Delta_i \rangle = \sum_{i=1}^N \frac{t_{1/2}^i - t_{1/2}^{benchmark}(r, \theta, E_{fixa})}{\sigma_{1/2}^i(r, \theta, S_{int})} \quad (3.9)$$

onde S_{int} é o sinal total integrado de cada estação. O ajuste da função de referência obtido para eventos de energia na faixa de $18,9 < \log E (EeV) < 19,2$, ângulos zenitais cuja $sec(\theta) < 1,4$ e o sinal $S_{int} > 20$ VEM de cada SD localizados em uma distância de até $r = 1400$ m do eixo do chuveiro é dado por [133]

$$t_{1/2}^{benchmark}(r, \theta) = 10 + \sqrt{a(\theta)^2 + b(\theta) \cdot r^2} - a(\theta). \quad (3.10)$$

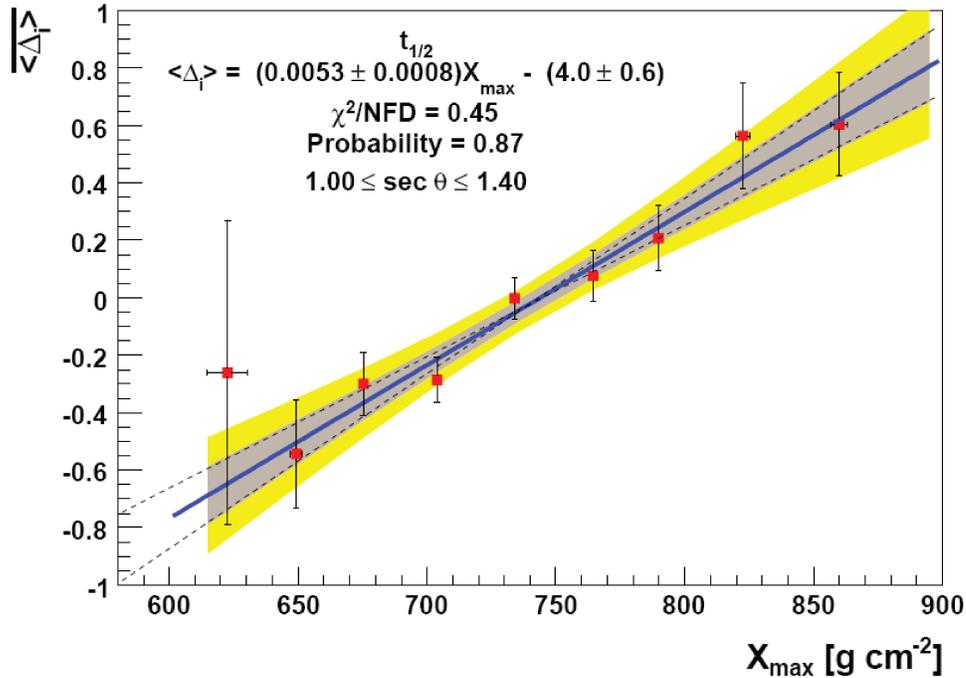


Figura 3.12: Resultados da relação entre o valor médio de $\langle \Delta_i \rangle$ em função do X_{max} para os eventos híbridos selecionados das detecções do OPA. Os resultados de ambos os métodos mostram-se consistentes. Figura retirada de [24].

A relação entre $\langle \Delta_i \rangle$ e o X_{max} pode ser estabelecida utilizando os eventos híbridos. Como pode ser visto na figura 3.12 uma dependência linear foi encontrada entre esses dois parâmetros com o ajuste adequado aos eventos. Com isso, usando a parametrização $X_{max}(\Delta_i)$ é possível obter a medida da profundidade atmosférica com dados do SD e sua dependência com a energia (taxa de alongação, ver subseção 2.5.2 do capítulo 2). A figura 3.13 mostra a comparação, com resultados consistentes, entre o X_{max} inferidos segundo *AsyMax* e o X_{max} obtido de medições diretas usando os detectores de fluorescência.

O parâmetro $\Delta_i(1000\text{ m})$ relacionado com o tempo de subida a 1000 m do eixo do chuveiro, também vêm sendo estudado como parâmetro sensível da composição em massa de raios cósmicos primários [134] [135].

Raio de curvatura R_c . A curvatura da frente do chuveiro é a distância do ponto da primeira interação do raio cósmico primário até o ponto de impacto do chuveiro no solo. Supondo que o chuveiro se desenvolva como uma esfera expandindo no tempo e no espaço,

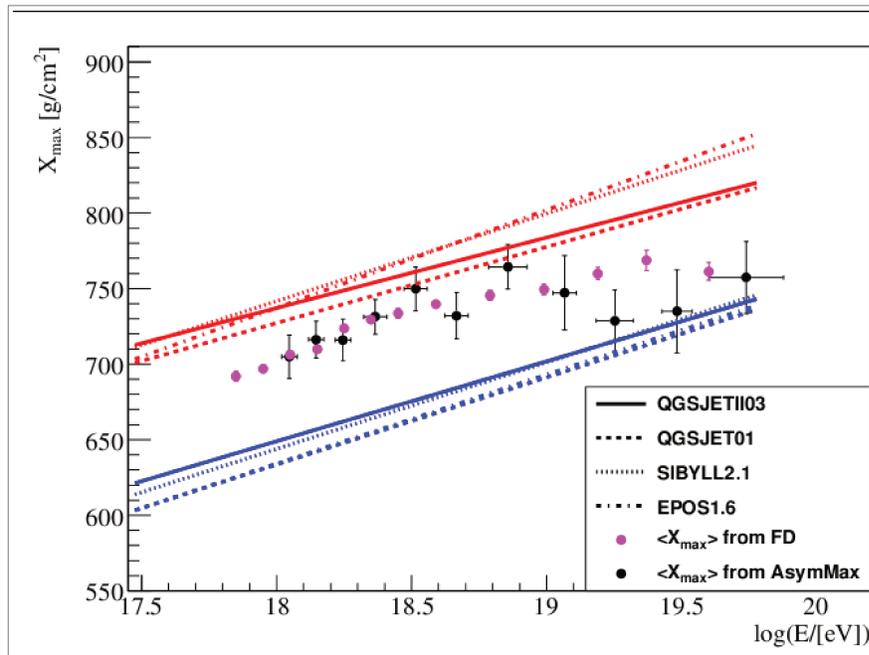


Figura 3.13: $\langle X_{max} \rangle$ em função do $\log E$ inferidos a partir do parâmetro $X_{AsymMax}$ medidos com os detectores de superfície do OPA (pontos pretos). A figura também mostra os resultados de medições diretas do X_{max} usando os detectores de fluorescência do observatório (pontos rosas), assim como previsões segundo vários modelos para primários puro de ferro (linhas azuis) ou de próton (linhas vermelhas). Figura retirada de [23].

longe do núcleo do chuveiro, as primeiras partículas a alcançarem o solo são múons já que se propagam sem sofrer espalhamento. Como a maioria dos múons são gerados relativamente cedo no chuveiro (no decaimento de píons carregados) e em grandes altitudes a partir do solo, a frente do chuveiro pode ser modelado como a superfície de uma esfera formada pelas trajetórias geométricas do múons produzidos por uma fonte pontual. Essa esfera tem um raio de curvatura R_c , que aumenta com a propagação da superfície da esfera até atingir o solo. Embora o modelo esférico seja uma aproximação da frente do chuveiro, ele pode ser utilizado para reproduzir a altura da produção de múons no chuveiro, para estimar os tempos de chegada de partículas nas estações e para corrigir a reconstrução da direção chegada dos raios cósmicos. Além disso, como R_c está diretamente relacionado com a profundidade da primeira interação, ele pode ser usado como parâmetro para inferir a composição em massa (figura 3.14).

Em uma dada energia, chuviros gerados em altitudes mais elevadas da atmosfera, correspondendo a chuviros induzidos por núcleos mais pesados e com um maior número de múons, terão maiores raios de curvatura do que os provocados por núcleos mais leves. Esse método também é usado para investigar chuviros induzidos por fótons primários, uma vez que eles terão o menor raio de curvatura.

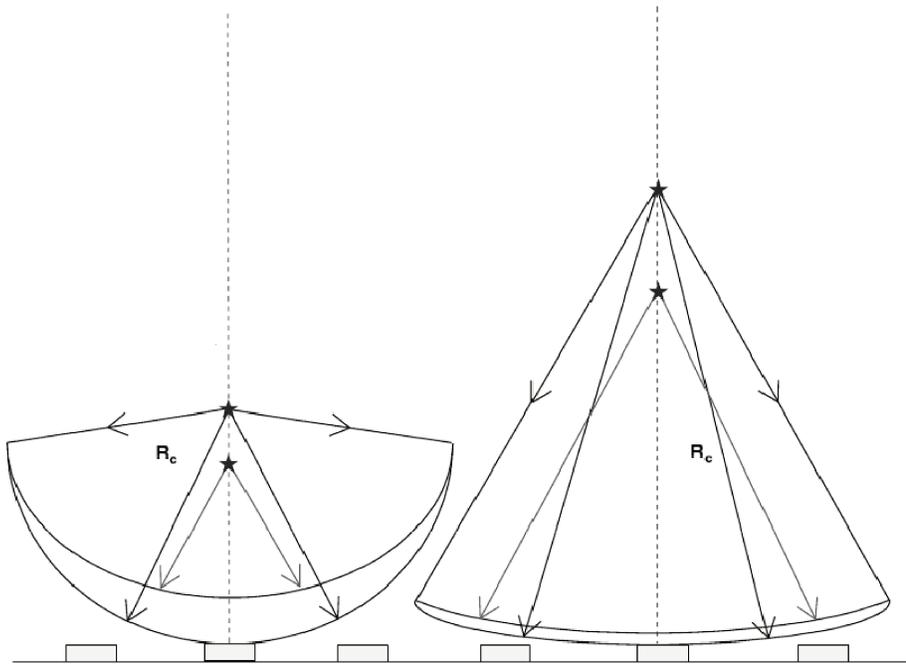


Figura 3.14: Esquema do raio de curvatura. O diagrama à esquerda mostra um chuveiro que se desenvolve em uma profundidade maior na atmosfera, como é esperado para partículas de pequena massa primária. Nesse caso, o raio de curvatura da esfera associada com as partículas da primeira interação é pequeno. O diagrama à direita é usado para mostrar um chuveiro que começa a se desenvolver em um ponto mais acima na atmosfera, típico para os primários mais pesados, apresentando um raio de curvatura muito maior do que o diagrama anterior. Portanto, seria de se esperar maiores raios de curvatura indicam crescentes mudanças na composição da massa média de raios cósmicos de altíssimas energias.

Função de distribuição lateral (LDF). Como citado no capítulo 2 e no começo desse capítulo, a LDF têm sido primeiramente usada para estimar a energia do chuveiro através do conjunto de um detector de superfície, pois em tais estudos ela foi útil já que mantém o parâmetro de inclinação β fixo (ver secção 2.2.3). Estudos para determinar a LDF utilizando o recente empregado conjunto de detectores *infill* (ver secção 2.5) permitirá o uso do parâmetro β para estudos de composição em massa do primário nos dados do OPA.

Um dos objetivos de nosso trabalho é estudar o método de separação de sinal depositados por partículas secundárias nos módulos de tanque Cherenkov do OPA. Com isso, poderemos posteriormente, além de identificar o sinal correspondente a múons nos tanques, poderemos inferir o número de múons a uma distância do eixo do CAE. Dessa forma, poderemos caracterizar uma função de distribuição lateral de múons, e através dessa, fazer estudos de composição e energia de raios cósmicos primários.

3.3 Detectores de Fluorescência

A técnica de detecção de fluorescência surge das perdas de energia de um CAE na atmosfera. As moléculas da atmosfera, especialmente moléculas de nitrogênio, são excitadas pela interação com partículas do CAE, e o processo de desexcitação dessas moléculas é parcialmente através da emissão de fluorescência, radiação *UV* de comprimento de onda na faixa de 300 nm a 430 nm. Como o número de fótons emitidos por fluorescência é proporcional a energia depositada na atmosfera, isso permite a medição calorimétrica da energia depositada por um CAE, sendo assim, um parâmetro usado para obter a energia primária do raio cósmico que originou o chuveiro.

A primeira detecção de luz fluorescente emitida por chuveiros atmosféricos, ocorreu em 1976 no sítio do experimento Volcano Ranch, usando três módulos telescópios de fluorescência, em um projeto implementado pela Universidade de Utah. Cada protótipo era composto de um espelho de 1,8 m de diâmetro com 14 fotomultiplicadoras no plano focal. Cada fotomultiplicadora tinha um campo de visão de $5^\circ \times 5^\circ$ do céu.

Após o experimento de fluorescência de Volcano Ranch, diversos outros experimentos de fluorescência formados por um conjunto de telescópios foram implementados. A estrutura típica do telescópio é constituída por um espelho de grande abertura fixo em um suporte que foca a luz para uma câmara de fotomultiplicadoras. Alguns deles utilizam lentes de correção de óptica de Schmidt. O experimento sucessor foi o Fly's Eye (Utah, 1981-1993) com um conjunto de 67 espelhos (Fly's Eye I) acrescido de 36 (Fly's Eye II). Posteriormente surgiram o HIRes (Utah, 1998-2005) com 22 espelhos (HIRes-1) acrescido de mais 42 (HIRes-2), Auger (Argentina, 2004-atual) com um conjunto inicial de 24 espelhos acrescido de mais 3 (HEAT) e Telescope Array (Utah, 2007-atual) com um conjunto de 38 telescópios.

O detector de fluorescência padrão do OPA é formado por 4 complexos de observação: Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla e Coihueco, localizados no topo de pequenas elevações no perímetro do sistema de detecção de superfície (figura 3.15(a)). Cada um dos 4 sítios do detector é formado por 6 telescópios independentes posicionados de frente a *shutters*, que protegem os telescópios no caso de forte vento, chuva, neve ou luminosidade excessiva. Os telescópios cobrem, cada um deles, um campo de visão de 30° em azimute e com elevação de 30° . De forma que disposição dos 6 telescópios de cada sítio ofereça uma cobertura de 180° em azimute. A figura 3.15(b) mostra o arranjo dos telescópios dentro de cada prédio de observação. A disposição dos prédios de observação de fluorescência também favorece a detecção híbrida de eventos combinando essa técnica de detecção com a técnica do SD Cherenkov.

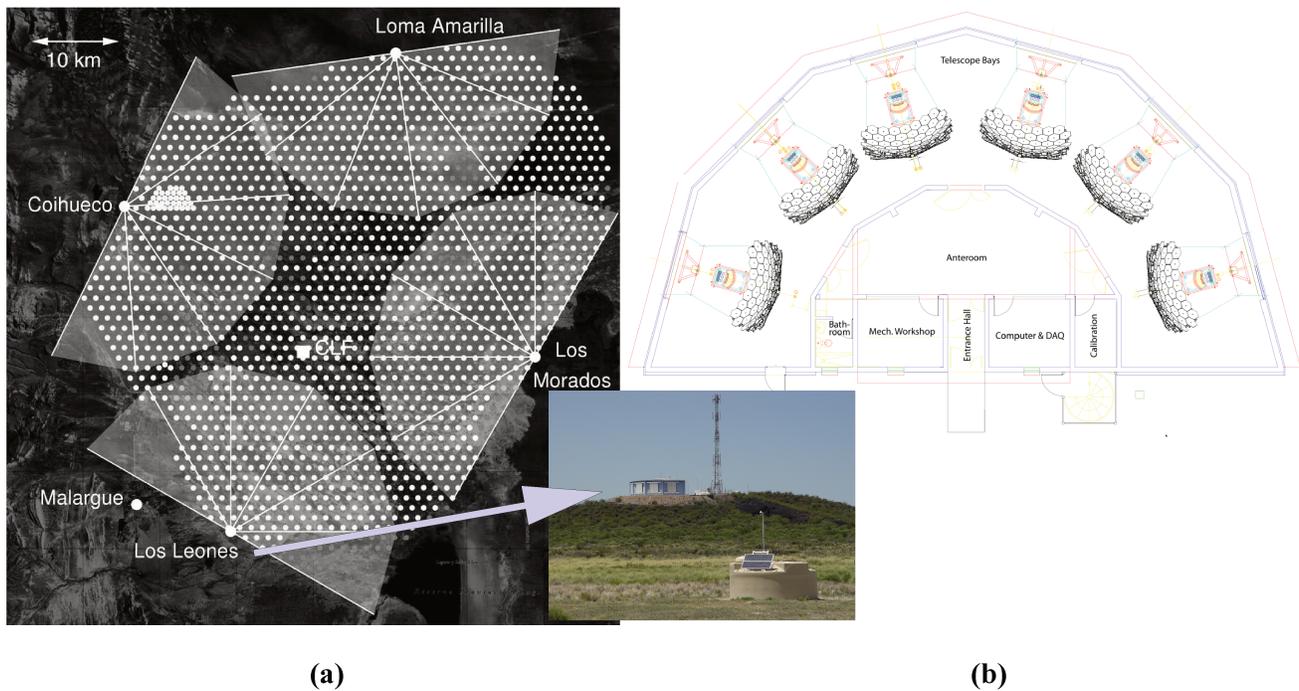


Figura 3.15: (a) Configuração do OPA em 2009 com os 4 sítios de observação de fluorescência. Os pontos cinzas representam as disposições dos tanques de água Cherenkov do SD. As linhas cinzas indicam os campos FOVs dos 24 telescópios de fluorescência localizados nos 4 sítios cobrindo o perímetro do SD. Parte do conjunto de detecção *infill* AMIGA pode ser visto próximo a estação de fluorescência Coihueco, e no centro, o CLF (*Central Laser Facility*). Na foto, a estação Los Leones. (b) Esquema da estação de fluorescência com 6 telescópios. Figuras retiradas de [25].

O telescópio está alojado em um prédio climatizado, controlado remotamente. A luz de fluorescência emitida pelas moléculas de nitrogênio entram através de uma janela² com filtro que deixa passar comprimento UV e um anel de lentes corretoras³ de óptica Schmidt para aumentar a área efetiva de coleta. A luz é focalizada por um espelho de 10 m^2 para uma câmera de 440 pixels com sensores de luz fotomultiplicadores localizados na superfície focal do telescópio. Cada *pixel* da câmera tem um campo de visão que cobre $1,5^\circ$ do céu. Pulsos de luz nos pixels são digitalizados a cada 100 ns por um FADC de 12 bits, e uma hierarquia de níveis de gatilhos culmina na detecção e registro de chuviscos atmosféricos. A figura 3.16 mostra o esquema dos elementos componentes do telescópio de fluorescência do OPA. Mais

²A janela é um filtro óptico feito de vidro Schott MUG-6. Esse absorve a luz visível enquanto os fótons UV são transmitidos a comprimentos de onda de 410 nm, que inclui quase todo o espectro de fluorescência do nitrogênio. Na ausência dessa janela filtro, os sinais de fluorescência seriam perdidos devido a contaminação de luz visível.

³A abertura circular, o anel corretor, o espelho e a câmera fotomultiplicadora constituem uma versão modificada da concepção da câmera Schmidt que corrige parcialmente aberrações esféricas e elimina aberrações coma.

detalhes sobre componentes dos telescópios, geometria, eletrônica e sistema de aquisição de dados podem ser vistos na referência [25].

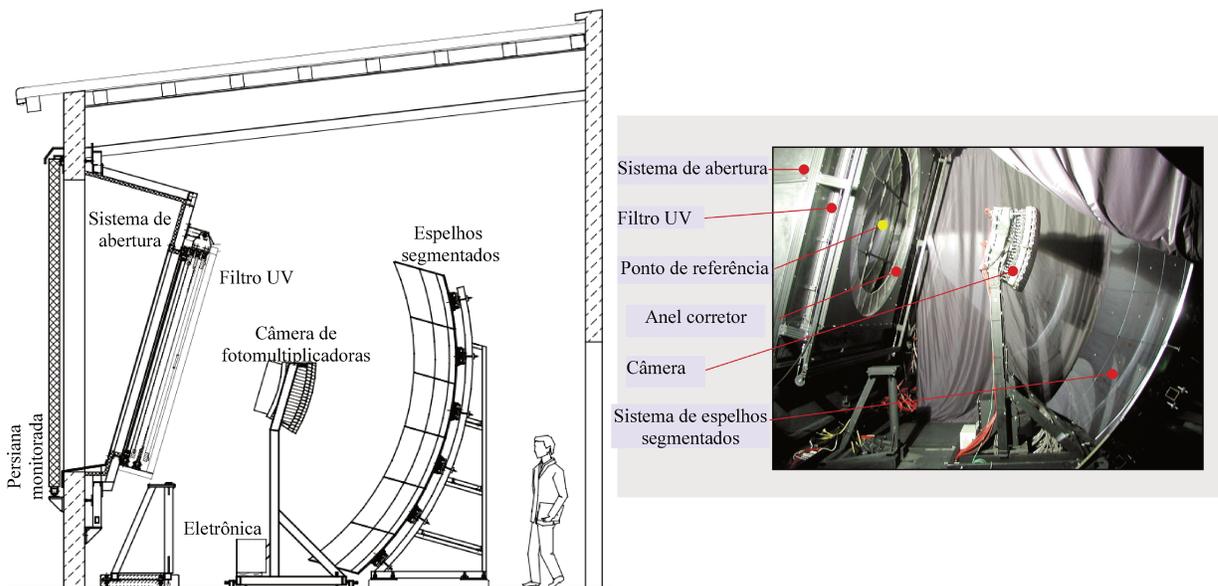


Figura 3.16: Desenho esquemático de um telescópio de fluorescência do OPA acompanhado por uma foto que evidencia seus principais componentes. Figuras retiradas de [25].

3.3.1 Calibração e monitoramento

A reconstrução do desenvolvimento longitudinal de um CAE e a capacidade de determinar a energia total de um chuveiro reconstruído depende da possibilidade de converter as contagens do ADC a um fluxo de luz na abertura do telescópio para cada canal que recebe uma fração do sinal do chuveiro. Então é necessário ter algum método que possa avaliar a resposta de cada *pixel* para um dado fluxo de luz incidente na área que cobre o campos de visão desse, incluindo efeitos de projeção de abertura, transmitância no filtro óptico, reflexão em superfícies ópticas, refletividade dos espelhos, eficiência e área de coleta de luz dos *pixels*, ganho da fotomultiplicadoras, pré-amplificação e ganhos de amplificação, eficiência do cátodo e a conversão digital. Para isso é empregado um método de de calibração único que avalia a resposta de todos esses efeitos.

Para a calibração absoluta dos detectores de fluorescência é usada uma fonte de luz calibrada de 2,5 m de diâmetro, conhecida como *drum* na abertura do telescópio, que fornece o mesmo fluxo de luz para cada *pixel*. O fluxo de luz conhecido e a resposta do sistema de aquisição é suficiente para a calibração de cada *pixel*. Além disso, são usadas 3 ferramentas adicionais de calibração: uma calibração relativa das fotomultiplicadoras antes e depois de cada noite

de coleta de dados; a resposta relativa dos telescópios medidas para comprimentos de onda de 320, 337, 355, 380 e 405 nm, definindo uma curva de resposta espectral normalizada para a calibração absoluta; e uma verificação independente da calibração em alguns fototubos usando um laser portátil. As incertezas sistemáticas atribuídas as constantes de calibração decorrentes das diferentes contribuições do desempenho de calibração correspondem à 9,5%.

O tempo de operação do detector de fluorescência é caracterizado pela fração de tempo total no qual o detector fez a aquisição de dados. Se por qualquer motivo a medição for desativada, esse tempo é considerado tempo morto. As principais contribuições para o tempo morto são presença de sol, mau tempo e a presença de lua em qualquer fase dentro de 5° no campo de visão do telescópio. Nesse caso, *shutters* (persianas monitoradas) que protegem cada telescópio são automaticamente fechadas. Em outros períodos de tempo morto causados pelas atividades de instrumentos de monitoramento atmosférico, principalmente pelas estações LIDAR e CFL, leitura eletrônica, manutenção dos prédios de fluorescência e problemas com algum software ou hardware, esses *shutters* que protegem as janelas também fecham. O detector de fluorescência têm um tempo de operação, em média, de 13% do período de funcionamento em 1 ano.

Além da calibração óptica dos telescópios, é fundamental ter informações das condições atmosféricas para que se possa obter uma estimativa confiável da energia do raio cósmico primário, já que isso afeta diretamente a medida da luz emitida no eixo do CAE em função da profundidade atmosférica. Para isso, o sistema de detecção de fluorescência conta com uma rede de dispositivos de monitoramento atmosférico. Esse dispositivos são usados para estudar o conteúdo de aerossóis, a presença de nuvens e os perfis verticais de temperatura e de pressão. A rede é formada por: estações meteorológicas de rádio-sondagens; estações LIDAR, câmera de infravermelho para monitoramento de nuvens, monitor de comprimento de atenuação horizontal (HAM), monitores de função de fase aerossóis (APF) e sistemas de lasers (CLF). Os dados de monitoramento são processados e armazenados em bancos para torná-los facilmente acessíveis durante as tarefas de reconstrução e simulação. Segue uma pequena descrição sobre cada dispositivo de monitoramento.

- **Estações meteorológicas de rádio-sondagens**

Em cada uma das estações de fluorescência existem estações meteorológicas que medem a temperatura, umidade, pressão, direção e velocidade do vento. Rádio-sondas em balões meteorológicos são enviadas das estações BLS *Balloon Launches Program* para fazer medições da atmosfera em diversas altitudes, sendo capaz de caracterizar melhor a atmosfera.

- **LIDAR-*Light Detection And Ranging***

O LIDAR é um dispositivo projetado para medir a distribuição de aerossóis na atmosfera através de sinais de luz retroespalhados. Cada sistema está localizado atrás de cada olho do sítio de fluorescência. São formados por um laser de 355 nm e um telescópio com três espelhos parabólicos, para focalizar a luz espalhada para uma fotomultiplicadora. Após o laser ser disparado, o telescópio vê o sinal de luz que foi retroespalhado elasticamente, medindo a intensidade da luz e posição, para que se possa medir a profundidade óptica de aerossóis na direção do disparo. O tiro de laser pode ser disparado em qualquer direção cobrindo todo o céu ou pode ser atirado na direção do chuveiro, quando os pulsos de laser são acionados por gatilhos de identificação de evento. Com isso, é possível saber exatamente a composição de aerossóis para dado evento. O Raman LIDAR é também uma estação LIDAR que detecta a luz retroespalhada por espalhamento Raman, permitindo uma maior precisão nas medições e identificação da constituição da atmosfera, no entanto, exige lasers muito intensos que afetam os telescópios, e por essa razão operam poucas vezes.

- **Câmera de infravermelho para monitoramento de nuvens**

As nuvens têm grande profundidade óptica e formas muito irregulares, causando efeitos imprevisíveis sobre o espalhamento e a transmissão de luz. Como as nuvens emitem infravermelho, é possível detectá-las em um fundo infravermelho mais limpo. As câmeras em infravermelho (espectro entre 7 e 14 μm e um campo de visão de $45^\circ \times 35^\circ$) são sensíveis a variações de temperatura entre o céu limpo e regiões com nuvens, e estão localizadas em cada estação de fluorescência.

- **HAM-*Horizontal Attenuation Monitor***

Este sistema serve para medir o comprimento de atenuação de aerossóis próximo a superfície entre duas estações de fluorescência. Ele mede vários comprimentos de onda próximo da aceitação dos detectores de fluorescência. O sistema tem uma fonte de luz capaz de emitir em diversos comprimentos de onda e uma câmera sensível a radiação *UV*, localizados atrás da estação Coihueco, e um receptor localizado a 45 km de distância, na estação Los Leones.

- **APF-*Aerosol Phase Function*** Os APFs estão localizados em frente as estações de fluorescência Coihueco e Los Morados e têm como objetivo medir a contaminação de fluorescência por luz Cherenkov atmosférica. E fazem essa estimativa através da

medida da secção de choque diferencial de espalhamento aerosol em função do ângulo de espalhamento da direção inicial da luz. Lasers atiram horizontalmente na frente dos detectores para observar a luz do laser espalhada por uma vasta gama de ângulos de espalhamento. Isto é usado para medir a função de fase de espalhamento Mie, assim fazer o estudo de contaminação do sinal de fluorescência pela luz Cherenkov.

- **CLF-*Central Laser Facilities***

No Observatório Pierre Auger, existem duas instalações lasers: a CLF e a XLF (*Extreme Laser Facility*). A CLF está localizado no meio da matriz de detecção de superfície a uma distância de 26 km do prédio do Los Leones, e a 39 km das estações de fluorescência Coihueco e Los Morados. A XLF é uma segunda instalação de laser que foi contruída para melhorar a calibração do CLF. Está localizada próximo a CLF e sua configuração muito semelhante a esse. A CLF é uma unidade independente controlada por wireless, e tem sua própria estação meteorológica, para determinar a temperatura, pressão, umidade e velocidade do vento. É conectada por um cabo de fibra óptica ao tanque de água Cherenkov mais próximo, onde é possível injetar uma fração da luz laser. Como a direção do laser CLF possui uma boa precisão, então é possível utilizar essa informação para calibrar geometricamente os telescópios, fator importante para a reconstrução geométrica das direções dos chuveiros. Como é conhecido também, o número de fótons emitidos pelo qual se faz o estudo da atmosfera, então pode-se comparar a reconstrução de energia com a energia real do laser. Outro objetivo importante é estudar a sincronização das quatro estações de fluorescência e determinar o intervalo entre os eventos detectados pelos SD e FD. E com a CLF é possível ainda melhorar a eficiência do gatilho, pois se conhece a fração de eventos registrados pelas estações de fluorescência.

- **FRAM-*Fotometric Robotic Telescope for Atmospheric Monitoring***

Observa o brilho ultravioleta de estrelas de magnitude conhecida. O sistema mede também a atenuação aerosol, o coeficiente de extinção e detecta a presença de nuvens [136].

3.3.2 Sistema de seleção de eventos

A eletrônica do detector de fluorescência é responsável pela filtragem, digitalização e armazenamento de sinais das fotomultiplicadoras. À medida que os dados das fotomultiplicadoras são processados, eles são passados através de um sistema flexível de gatilhos em três níveis implementados em firmware e software. Os eventos selecionados como eventos de alta qualidade são empacotados por um construtor de evento para uma reconstrução de chuva. Para cada evento candidato à chuva, um gatilho híbrido é gerado para o SD [25].

A organização da eletrônica e do sistema de aquisição de dados (DAQ) é hierárquica, refletindo a disposição física das estações de fluorescência. O esquema de leitura de uma estação de fluorescência é dividido em quatro unidades lógicas: a eletrônica para as 440 fotomultiplicadoras dos 6 telescópios, que proporcionam alta e baixa tensão; sub-racks front-end *FE*, onde os sinais são moldados e digitalizados, e onde o limiar e a geometria dos gatilhos são gerados; um sub-DAQ, no qual seis computadores (*Mirror PCs*) leem os dados armazenados e realizar rejeições adicionais de eventos com base em um software de rejeição, e uma rede local do detector de fluorescência, no qual um único computador (*Eye PC*) combina os eventos selecionados dos seis telescópios e os transferem para o sistema central de aquisição de dados (CDAS) do OPA.

Os sinais são digitalizados continuamente em 10 MHz por ADCs de 12 bits. Quatro níveis de algoritmos de disparos têm sido implementados, a fim de identificar os candidatos evento. O primeiro nível de gatilho, o FLT (*First Level Trigger*), seleciona os sinais detectados em fotomultiplicadoras individuais. Esse é executado pelas 20 placas que recebem os sinais das câmeras, e cada uma executa o gatilho para uma coluna da câmera de 22 fotomultiplicadoras. Um *pixel* é marcado como disparado se a soma dos sinais digitalizados em pelo menos 10 bins de tempo consecutivos (cada bin de 100 ns) excede um limiar ajustável. A lógica do segundo nível de gatilho, o SLT (*Second Level Trigger*), é implementada em uma placa separada que lê o *pixel* que foi disparado gerado em cada canal das 20 placas e procura, a cada 50 ns, por padrões formados por quaisquer 5 fotomultiplicadoras selecionadas pelo FLT que se assemelhem a rastros de chuva de raios cósmicos. Existem mais de 108 padrões aceitos pelo SLT. Então, o computador *Mirror PC* é o responsável pela leitura dos dados e por acionar o terceiro nível de gatilho, o TLT (*Third Level Trigger*). Esse software de gatilho faz uma seleção, ainda no nível de telescópio, com base no comprimento da trajetória e os requisitos compatíveis em espaço-tempo. O principal objetivo desse gatilho é rejeitar os sinais de múons que atravessam câmera e sinais aleatórios causados por elementos externos.

Após o TLT, dados de diferentes telescópios são coletados pelo *EyePC*. E finalmente um software de gatilho chamado T3 é implementado no PC para selecionar candidatos à chuva realizando uma reconstrução rápida e bruta que fornece os parâmetros básicos do chuva,

tais como o tempo em que o chuvaire atinge o solo ou a posição do ponto de impacto. Essa informação é enviada para o CDAS que irá testar a compatibilidade de tempo com as estações de superfície e construirá um gatilho híbrido. Para maiores especificações a respeito do sistema de seleção de eventos veja as referências [137] [25].

3.3.3 Reconstrução do evento

A detecção de eventos de chuvaire de raios cósmicos no detector de fluorescência é feita acionando uma sequência de *pixels* na câmera selecionados pelo sistema de gatilhos citado acima. A figura 3.17 mostra um exemplo de um evento selecionado registrado por dois telescópios adjacentes de uma estação.

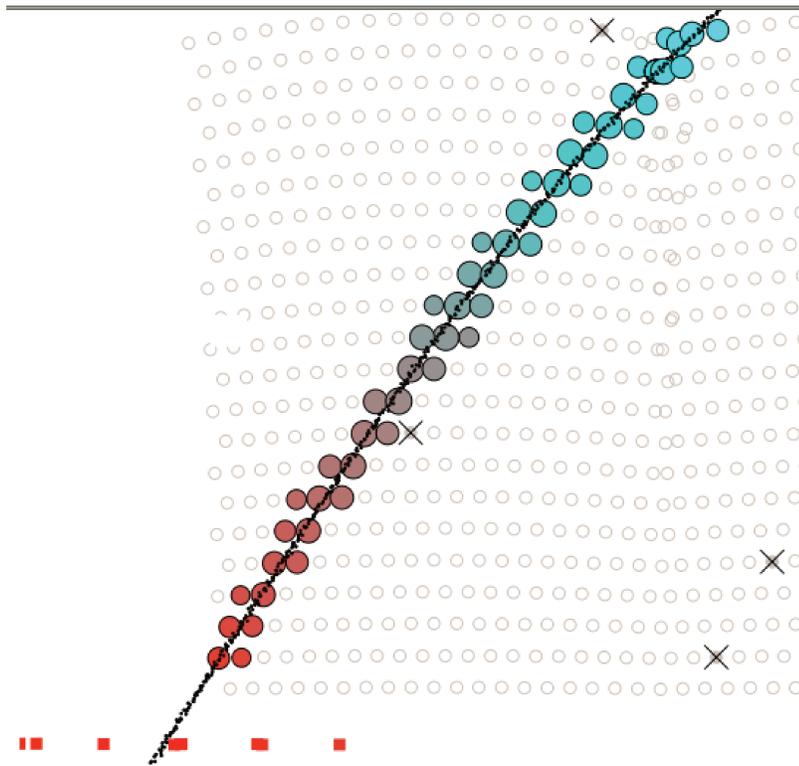


Figura 3.17: Rastro de luz de um evento híbrido, como visto por dois telescópios de fluorescência de uma estação. As cores diferentes indicam a sequência temporal dos pixels disparado. A linha representa o plano SPD. Os quadrados vermelhos no canto inferior esquerdo representam as estações de superfície, que foram ativadas e registraram esse evento. As cruces mostram pixels da câmera selecionadas pelo sistema de gatilhos, porém foram marcados pelo algoritmo de reconstrução como muito afastados tanto em distância com o plano SPD do eixo do chuvaire ou em tempo. Figura retirada de [25].

O primeiro passo na análise é a determinação do Plano Chuveiro-Detector SPD (*Shower Detector Plane*). O SPD é o plano que localiza a linha do eixo do chuveiro e o detector de fluorescência (figura 3.18). Usando o eixo já conhecido e fornecido pela CLF, o erro de reconstrução do detector de fluorescência pode ser calculado comparando o ângulo entre o vetor ao SPD e o vetor normal conhecido. Essa incerteza na localização do SPD é da ordem de poucos décimos de grau, dependendo do comprimento do traço observado pela câmera.

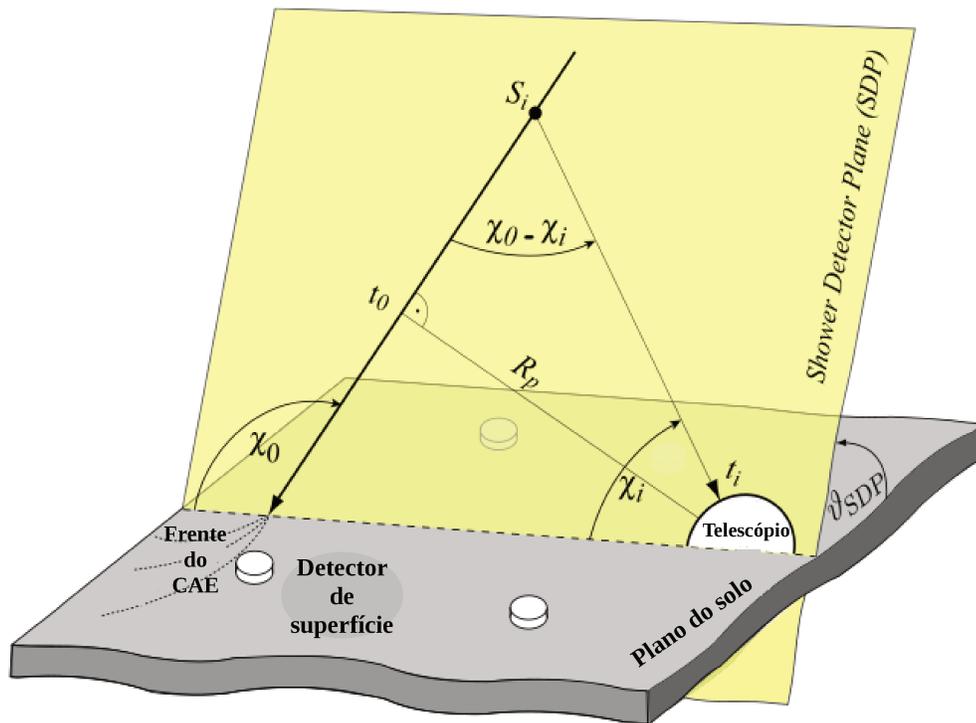


Figura 3.18: Ilustração dos parâmetros para a reconstrução geométrica do chuveiro de um detector de fluorescência. Figura retirada de [26].

Em seguida, a informação de tempo dos pixels selecionados é utilizada para reconstruir o eixo do chuveiro no SPD. Como ilustrado na figura 3.18, o eixo do chuveiro pode ser caracterizada por dois parâmetros: o R_p distância perpendicular entre a câmera e o traço do chuveiro, e o ângulo χ_0 formado entre o eixo do chuveiro e plano do solo. Cada *pixel* que observa o traço aponta em uma direção que faz um ângulo χ_i com o plano do solo. O tempo t_0 é o tempo quando a frente do chuveiro passa pelo ponto de maior aproximação R_p com câmera do telescópio. Com isso, o tempo t_i que a luz atinge o *i*-ésimo *pixel* [26]

$$t_i = t_0 + \frac{R_p}{c} \tan \left[\frac{(\chi_0 - \chi_i)}{2} \right]. \quad (3.11)$$

Os parâmetros do chuveiro são determinados por ajuste dos dados a essa forma funcional. Usando a rápida amostragem do sistema eletrônico, a reconstrução monocular (reconstrução usando apenas informações de uma estação de fluorescência) pode alcançar uma excelente precisão. No entanto, essa precisão da reconstrução monocular é limitada quando a medida da velocidade angular $d\chi/dt$ é pequena ao longo do comprimento do traço observado, pois nesse caso, uma família de eixos pertencentes ao SDP satisfaz a equação 3.11. Esse problema pode ser contornado, através do cruzamento dos SDPs determinados quando o chuveiro é observado por mais de uma estação de fluorescência (reconstrução estéreo).

Outra maneira de superar a imprecisão de uma reconstrução monocular é a reconstrução híbrida. Essa combina as informações de tempo das estações do SD que registraram o evento com as informações temporais das estações de fluorescência. Dado um evento monocular, com a equação 3.11 pode-se determinar o tempo de chegada da frente do chuveiro em uma dada geometria, porém se o SD é acionado por esse evento, o parâmetro t_0 pode ser mensurado de forma que

$$t_0 = t_j - \frac{\vec{r}_j \cdot \vec{a}}{c} \quad (3.12)$$

onde t_j é o tempo no qual o chuveiro atingiu a estação na posição \vec{r}_j , e \vec{a} indica a direção do eixo do chuveiro (vetor unitário). Com esse modo de reconstrução híbrida, o eixo do chuveiro pode ser determinado com uma resolução de 50 m, e uma resolução da direção da chegada dos raios cósmicos de $0,6^\circ$. Esses resultados para a precisão híbrida estão em boa concordância com estimativas analíticas, medições em dados reais, e estudos de simulação. A figura 3.19 mostra a comparação entre os parâmetros determinados via reconstrução monocular e a reconstrução híbrida de um mesmo evento e suas respectivas incertezas nas medidas.

Uma vez que a geometria do chuveiro é conhecida, a luz coletada na abertura do detector como uma função do tempo pode ser convertida em depósito de energia do chuveiro como uma função da profundidade atmosférica. Para isso, a atenuação da luz do chuveiro ao telescópio precisa ser estimada e todas as contribuições de fontes de luz devem ser distinguíveis: a luz de fluorescência, a luz espalhada e direta de Cherenkov, bem como a luz devido a espalhamentos múltiplos. A partir dessa medida podemos estimar a energia do raio cósmico a partir do perfil longitudinal do chuveiro com o detector de fluorescência, como descrito na subseção 2.5.2 do capítulo 2.

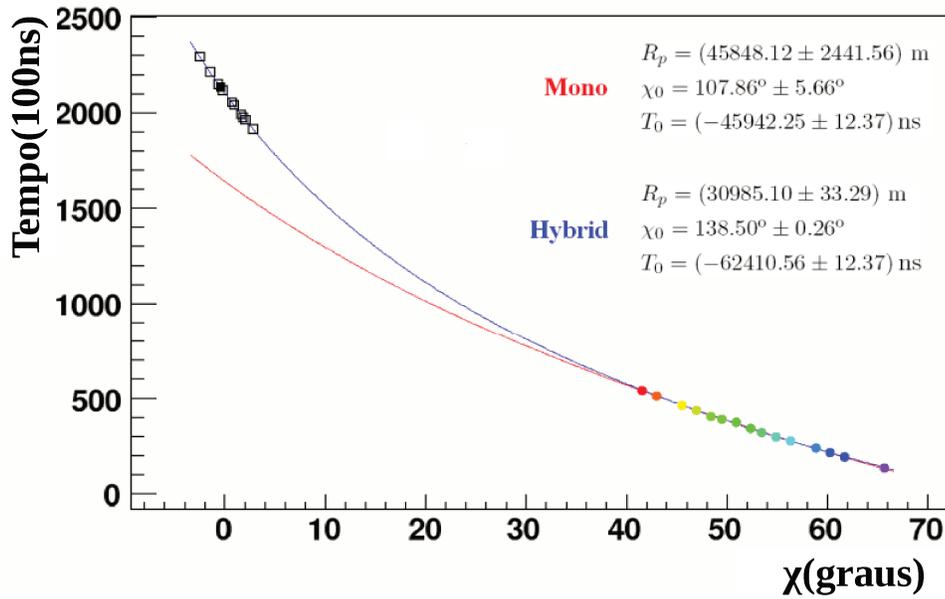


Figura 3.19: Ajuste da função 3.11 que relaciona o tempo t_i com o ângulo χ_i . Os pontos coloridos representam os dados do detector de fluorescência e os quadrados os dados do SD que estão sobrepostos com ajustes da reconstrução monocular (linha vermelha) e a reconstrução híbrida (linha azul). O quadrado preenchido indica a estação de superfície com o maior sinal. Este é um típico evento em que a reconstrução monocular não funciona bem. Figura retirada de [25].

3.3.4 Observáveis

Como citado na subseção 2.5.2, com os telescópios de superfície, três parâmetros são tradicionalmente usados para inferir a composição e energia do raio cósmicos primário: o $\langle X_{max} \rangle$, o $RMS(X_{max})$ e a D .

Os resultados apresentados na figura 3.20(a) de dados coletados de 2004 a 2009 mostram os valores de $\langle X_{max} \rangle$ estimados em eventos híbridos obtidos pelos detectores de fluorescência e superfície do Observatório Pierre Auger. A profundidade do máximo de chuva, X_{max} , é medido diretamente pelo detector de fluorescência, enquanto o SD garante uma boa reconstrução. Tanto o $\langle X_{max} \rangle$ quanto o $RMS(X_{max})$ estão correlacionados com a composição em massa de raios cósmicos primários. Como pode ser observado na figura 3.20(b), para energias superiores a 10^{18} eV há um aumento na massa, sendo uma composição de ferro puro a energia $\sim 2,5 \cdot 10^{19}$ eV. Esse aumento não é observado nas medições da taxa de alongação (ver figura 3.20(a)), onde uma composição mista está presente mesmo nas mais altas energias. O fato indica uma inconsistência entre os dados e os modelos atuais de interações hadrônicas. Esses resultados contradizem também os resultados de estudo de anisotropia, que correlaciona a direção de chegada dos raios cósmicos nessa faixa de energia com AGNs próximas, do qual espera-se ter partículas mais leves, como prótons [27].

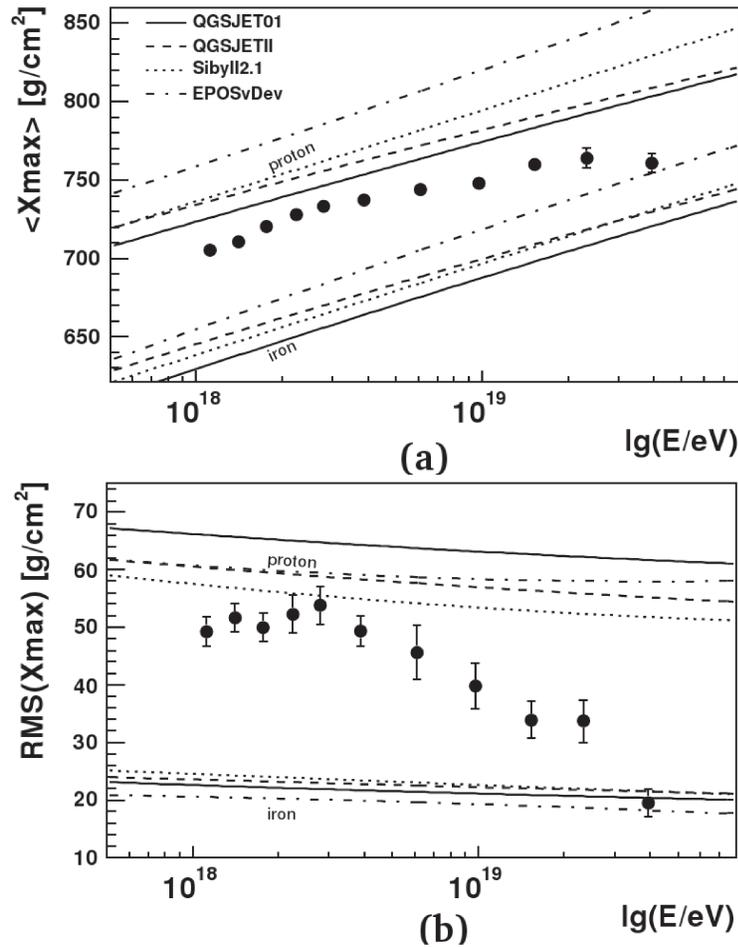


Figura 3.20: $\langle X_{max} \rangle$ e largura de distribuição $RMS(X_{max})$ em função da energia. Os dados são de eventos híbridos observados pelo OPA. A figura também apresenta conforme a legenda, previsões de chuva simuladas para primários de ferro e próton segundo modelos de interações hadrônicas. Figuras retiradas de [27].

3.4 HEAT

Os telescópios de alta elevação do OPA, chamados HEAT (*High Elevation Auger Telescopes*) [28], são três telescópios (figura 3.21) de fluorescência inclináveis, que representam um aprimoramento em detecções de raios cósmicos na faixa de energia $10^{17} \text{ eV} \leq E \leq 10^{19} \text{ eV}$ (região que engloba o segundo joelho e o tornozelo) do sistema de telescópios de fluorescência do sítio Sul do observatório Auger. Já que, o conjunto híbrido de detecção do OPA formado pelos 24 telescópios de fluorescência e os 1600 tanques de água Cherenkov investigam eventos com energia superiores a 10^{18} eV , reduzindo o limiar de energia em aproximadamente uma

ordem de grandeza, a uma energia primária de 10^{17} eV, o HEAT oferece a possibilidade de estudar o espectro de energia de raios cósmicos e composição em massa para uma faixa de energia onde se espera que ocorra a transição de raios cósmicos galácticos para extragalácticos. A instalação de HEAT foi concluída em 2009 e os dados vêm sendo tomados de forma contínua desde setembro de 2009.

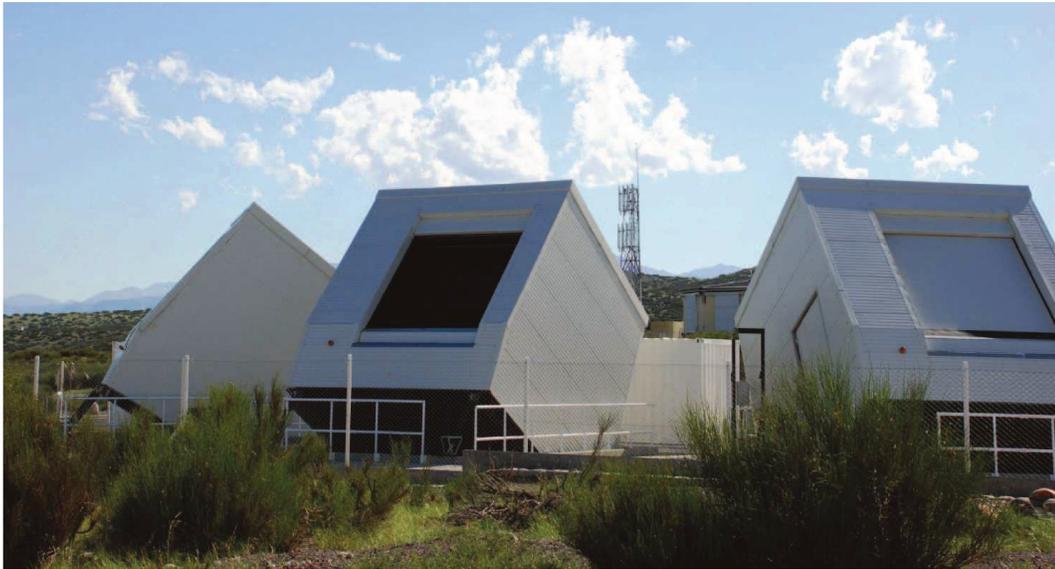


Figura 3.21: Foto dos três telescópios HEAT. Figura retirada de [28].

HEAT utiliza a mesma óptica Schmidt implementada nos telescópios de fluorescência padrão, exceto pelo fato que o conjunto HEAT é inclinável e o campo de visão de cada um deles é de $30^\circ \times 30^\circ$ com elevação de 30° à 60° , o que permite que chuveis que se desenvolvam, apresentando um X_{max} fora do campo de visão dos detectores de fluorescência padrão possam ser detectados. Outro fator é que um chuva iniciado por uma partícula primária com uma energia menor do que 10^{18} eV emitem menos luz de fluorescência do que chuveis com energia mais elevada. Portanto, esse chuva só pode ser detectado, se estiver próxima a um telescópio de fluorescência.

A localização dos telescópios HEAT é nas imediações dos telescópios existentes do prédio Coihueco. Isto permite duas formas interessantes de medições: se o edifício não está inclinado, o campo de visão do HEAT e Coihueco é sobreposto e as medições podem ser utilizadas para calibrações cruzadas; Na posição inclinada, que é a posição usual em que o HEAT toma dados, o HEAT e o Coihueco vêm partes diferentes do mesmo chuva (figura 3.22) e uma reconstrução combinada poderia ser feita para ganhar uma maior precisão na observação do X_{max} e também em energias mais baixas (figura 3.23). A figura 3.22 mostrar o mapeamento do desenvolvimento longitudinal de um CAE utilizando a combinação HEAT-Coihueco.

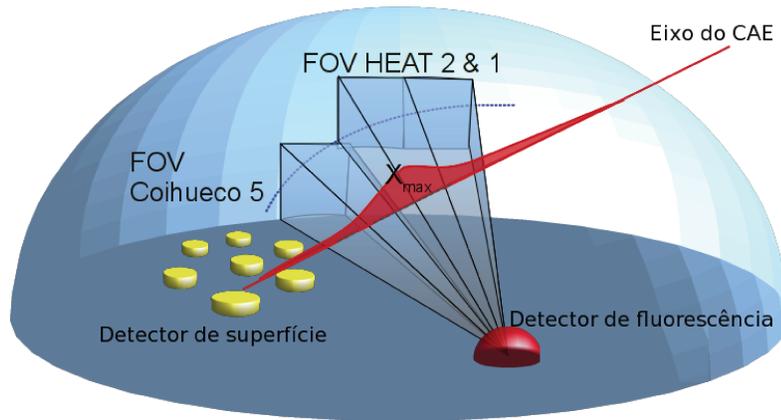


Figura 3.22: Ilustração esquemática do método de detecção do chuveiro por um telescópio padrão de fluorescência em combinação com dois telescópios HEAT. Os campos de visão (FOV) de um telescópio de fluorescência padrão (Coihueco 5) e dois telescópios HEAT (HEAT 2 e HEAT 1) podem ser vistos. Figura retirada de [28].

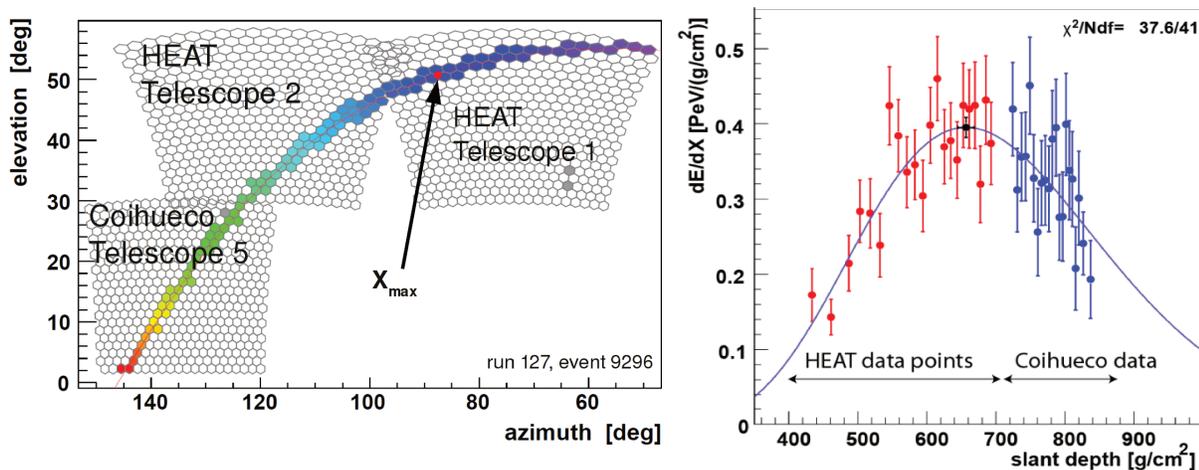


Figura 3.23: Reconstrução combinada de um chuveiro com o HEAT e Coihueco. À esquerda uma visão da câmera, o chuveiro começa no canto superior direito e é visto por dois HEAT e um telescópio Coihueco. À direita, o perfil longitudinal de chuveiro com energia reconstruída de $(2,0 \pm 0,2) \cdot 10^{17}$ eV. O HEAT observa o máximo do chuveiro e se torna crucial para que seja realizada uma boa reconstrução. Figura à direita retirada de [28], e figura à esquerda retirada de [29].

3.5 AMIGA

O conjunto de detectores de superfície AMIGA (*Auger muons and Infill for the Ground Array*) [30] [29] foi projetado para reforçar a rede de detectores de superfície e está sendo implementado para que junto com os telescópios HEAT possam explorar a região em torno do segundo joelho e do tornozelo com alta precisão e estatística.

O próprio conjunto de detectores AMIGA é um sistema híbrido, chamado de *infill*, que contém pares de detectores de água Cherenkov e contadores do tipo cintilador de múons. Os 66 novos tanques Cherenkov permitirão a reconstrução tanto da energia, quanto da direção a chegada e do máximo do chuveiro, enquanto os 85 contadores de múons que serão enterrados farão a contagem da componente muônica. Para que possam trabalhar em detecções híbridas com os telescópios HEAT, o conjunto AMIGA será instalado e centrado cerca de 6,0 km do detector de fluorescência Coihueco.

Duas matrizes do AMIGA estão sendo construídas. A primeira, é formada por uma rede de detectores em uma grade triangular com espaçamento de 750 m, estendida em uma área de $23,5 \text{ km}^2$. Essa matriz irá contar com 61 pares de detectores tanques Cherenkov e contadores de múons, dos quais 19 tanques pertencem ao conjunto de tanques padrão do OPA espaçados 1,5 km e terão implementados dentro de seu arranjo 42 novas estações Cherenkov. Cada estação Cherenkov trabalhará em conjunto com uma estação de contadores que múons localizados a cerca de 3 m de profundidade. Essa primeira matriz será eficaz para detecção de eventos com energias superiores a $E > 3,5 \cdot 10^{17} \text{ eV}$.

A segunda matriz que cobrirá uma área de $5,9 \text{ km}^2$ será composta por uma rede de detectores com espaçamento de 433 m entre eles. Será composta por 24 novos pares de tanques e detectores de múons, implantados entre os pares de estações e contadores da primeira matriz. Essa matriz vai ser totalmente eficiente para energias acima de 10^{17} eV . O arranjo das duas matrizes do AMIGA podem ser vistos na figura 3.24.

Os cintiladores de múons aterrados ao lado de cada estação *infill* permitirão a medição mais precisa da razão entre múons e elétrons de um CAE ao nível do solo, um indicador direto da composição primária. Cada módulo de contagem de múon consiste em 64 varas de cintilador com um comprimento de 400 cm, uma largura de 4,1 cm e espessura de 1,0 cm. Assim, cada contador de múon cobre uma área total de cerca de 30 m^2 . As varas cintiladoras são semelhantes aos utilizados no experimento MINOS. As tiras são feitas de poliestireno extrudido dopado com flúor e co-extrusado com um revestimento de TiO_2 reflexivo. Em cada vara será implantada uma fibra óptica que irá guiar a luz emitida pelos cintiladores para uma fotomultiplicadora de 64 canais e mudar o comprimento de onda dos sinais dentro da faixa ideal do espectro da fotomultiplicadora.

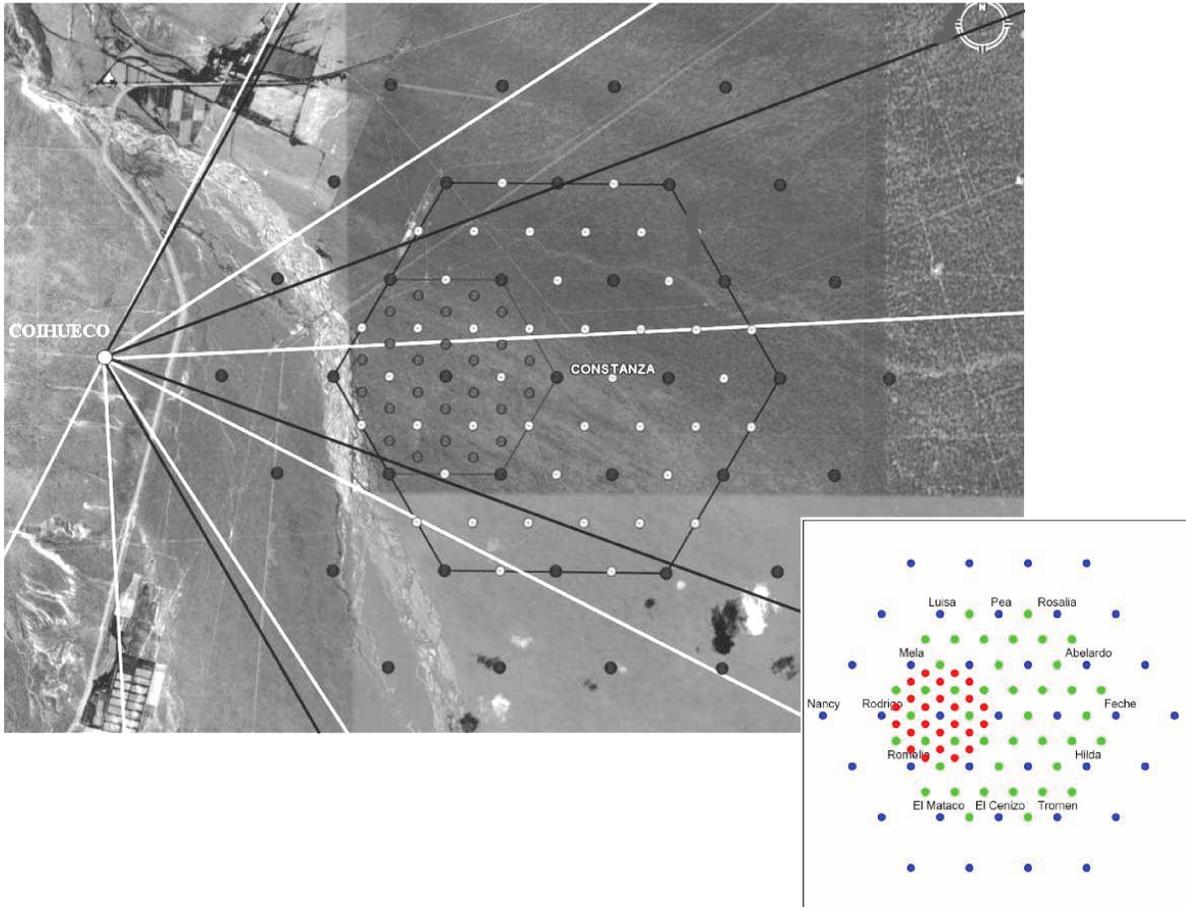


Figura 3.24: Arranjo geométrico do conjunto do detector AMIGA. Os círculos pretos na figura do topo, mostram as estações Cherenkov padrão em uma rede de 1,5 km. Os círculos cinzas são as novas estações *infill* das duas matrizes AMIGA. Todas as estações dentro do hexágono maior têm um contador de múon aterrado próximo a elas. As linhas brancas e pretas indicam os limites dos campos de visão FOV dos telescópios Coihueco e HEAT. A figura abaixo mostra as duas matrizes separadas, onde os círculos azuis representam tanques do conjunto padrão, os círculos verdes as novas estações Cherenkov que compõe a primeira matriz de 750 m, enquanto os círculos vermelhos os detectores da segunda matriz espaçados 433 m. Figura retirada de [30].

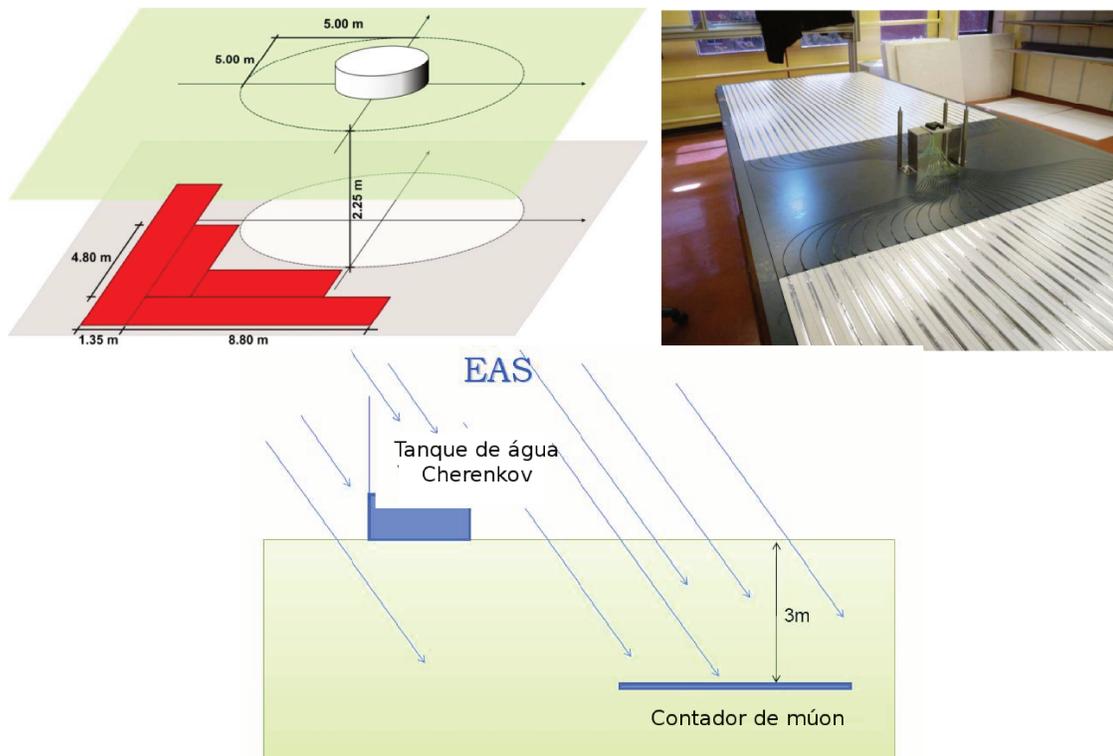


Figura 3.25: No topo a esquerda, o esquema de detecção da combinação tanque Cherenkov-contador de múons. Já a direita, a imagem de um módulo cintilador de 5 m^2 com 32 varas de cada lado da fotomultiplicadora central. As varas são conectados à fotomultiplicadora de 64 canais através de uma fibra óptica anexadas em uma ranhura da vara. A figura central inferior mostra o posicionamento do contador de múon subterrâneo em relação ao tanque de água Cherenkov do conjunto de detecção AMIGA do OPA. Figura retirada de [29].

Até o momento, um pouco mais de 53 estações foram implantadas e a conclusão está prevista para o fim desse ano. No entanto, as tomadas de dados já estão em andamento. Há protótipos contadores de múons instalados e em fase teste. Prevê-se equipar o restante da matriz com contadores de múons até o fim de 2012.

Maiores detalhes a respeito da configuração, eletrônica, assim como a fase atual de implementação do projeto AMIGA podem ser encontrados nas referências citadas.

3.6 AERA

A rádio emissão em chuveis de raios cósmicos previsto por G.A. Askaryan em 1962 [138] [139] e posteriormente descoberta por J.V. Jelley (1965) oferece a oportunidade de realizar pesquisas de raios cósmicos de altas energias a partir poucas centenas de MHz. Na última década, o avanço realizado na área da eletrônica digital permitiu que a detecção de radiação na faixa de rádio dos chuveis atmosféricos tenha alcançado um enorme progresso. Atualmente, diversos experimentos detectam rotineiramente sinais de rádio associados aos chuveis atmosféricos. Grandes observatórios de raios cósmicos, como o OPA são precursores de atividades de detecção de rádio.

Desde 2004, a detecção de rádio foi realizada no sítio do experimento KASCADE-Grande na Alemanha usando o protótipo de antenas LOFAR (*Low Frequency Array*), que tornou-se o experimento LOPES (*LOFAR Prototype Station*) [140]. Esse projeto detecta CAE através da rádio emissão na faixa de 40 a 80 MHz. No observatório Nancy, atividades semelhantes foram iniciadas utilizando o mesmo tipo de protótipo, tornando-se posteriormente o experimento CODALEMA [141]. Ambos os experimentos publicaram seus primeiros dados de detecção de sinais de rádio em 2005, e a obtenção de dados continua em evolução. Eles têm comprovado a viabilidade da rádio detecção de partículas primárias com energias acima de 10^{16} eV e estão atualmente em fase de aprimoramento. Os resultados de estudos da influência de diversos parâmetros sobre o sinal de rádio obtidos de ambos experimentos têm mostrado que a amplitude dos sinais é linearmente proporcional à energia E do raio cósmico primário, que esta cai exponencialmente com a distância ao eixo do chuveiro r e que depende do ângulo entre o eixo do chuveiro e da direção do campo geomagnético α . De forma que possa ser sumarizada pela fórmula aproximada

$$\epsilon_\nu = 20 \left(\frac{E_p}{10^{17} \text{eV}} \right) \text{sen} \alpha \cos \theta \exp \left(\frac{-r}{r_0(\nu, \theta)} \right) \left[\frac{\mu\text{V}}{\text{mMHz}} \right] \quad (3.13)$$

onde θ é o ângulo zenital do chuveiro, r_0 corresponde à 110 m para 55 MHz e ν é a frequência da radiação na faixa rádio observada. Infelizmente, pequenos experimentos, como LOPES e CODALEMA não cobrem boas estatísticas acima 10^{18} eV.

Desde a previsão da possível detecção de radiação rádio emitidas por CAE, houve discussões controversas sobre os mecanismos de emissão. Primeiro, a emissão coerente proposta por Askaryan em 1962. Askaryan considerou a emissão de rádio possível na presença de um excesso de carga, devido a aniquilação de pósitrons secundários durante o desenvolvimento do chuveiro atmosférico. Além disso, um cenário alternativo baseado na separação de carga, induzido durante o desenvolvimento do chuveiro pelo campo geomagnético, foi proposta por Kahn e Lerche em 1965 [142]. No entanto, o último modelo já era favorecido por obser-

vações experimentais. Mas desde que os experimentos nessa área foram interrompidos, as investigações teóricas desses efeitos também cessaram. Só recentemente, versões atualizadas do mecanismo de emissão geomagnéticas foram desenvolvidos, com base em um modelo microscópico, somando as contribuições devidas à aceleração de cada partícula durante a evolução do chuveiro ou por uma descrição macroscópica da evolução de carga durante o desenvolvimento do chuveiro.

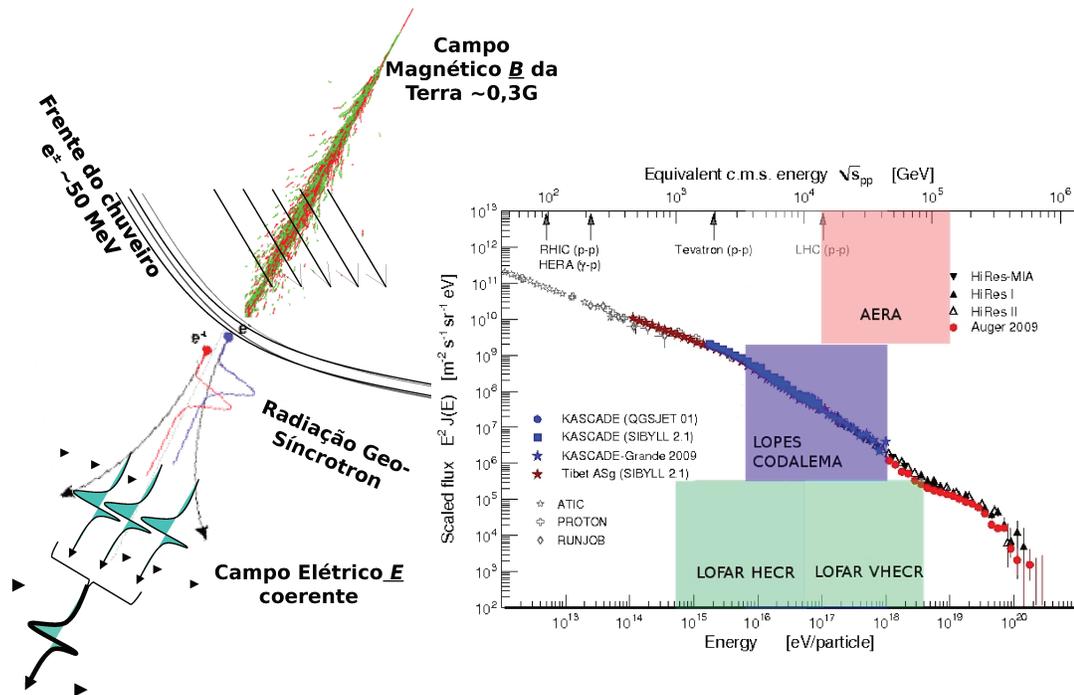


Figura 3.26: À esquerda, o esquema mecanismo de rádio emissão geomagnética. À direita, a medida do espectro de raios cósmicos. A cor do fundo indica a faixa de energia de vários experimentos: menor energia(LOFAR), em energias acima do joelho (LOPES, CODALEMA), e em altas energias (AERA no OPA). LOFAR HECR indica sistema de detecção com antenas LOFAR para raios cósmicos de altas energias (*high energy cosmic rays*), enquanto LOFAR VHECR indica um sistema com antenas LOFAR para detecção de raios cósmico de altíssimas energias (*very energy cosmic rays*). Figura retirada de [31].

Desde 2006, testes de rádio detecção no OPA foram realizados com pequenas montagens próximo a estação BLS e a CLF do sistema de monitoramento e calibração dos telescópios de fluorescência (figura 3.26) [31].

Testes com as configurações de detecção rádio instalados no BLS e CLF, o OPA registrou mais que 500 eventos em coincidência com o SD entre os anos de 2007 e 2008. Os resultados das análises dos ângulos de polarização dos sinais de rádio emitidos em comparação com os ângulos de polarização previstos no caso de um mecanismo de emissão puramente geomagné-

tico mostram-se compatíveis. Outros resultados mostram que a distribuição da direção de chegada dos eventos registrados, são principalmente oposta à direção do campo geomagnético, corroborando essa compatibilidade. Esses testes são baseados em pequenas matrizes de antenas e têm ainda muito baixa estatística de eventos, no entanto, foram fundamentais para mostrar a possibilidade de fazer detecção desse tipo dentro do Observatório Auger. Além disso, eles forneceram os elementos e conhecimento necessários sobre a implantação de um projeto em grande escala.

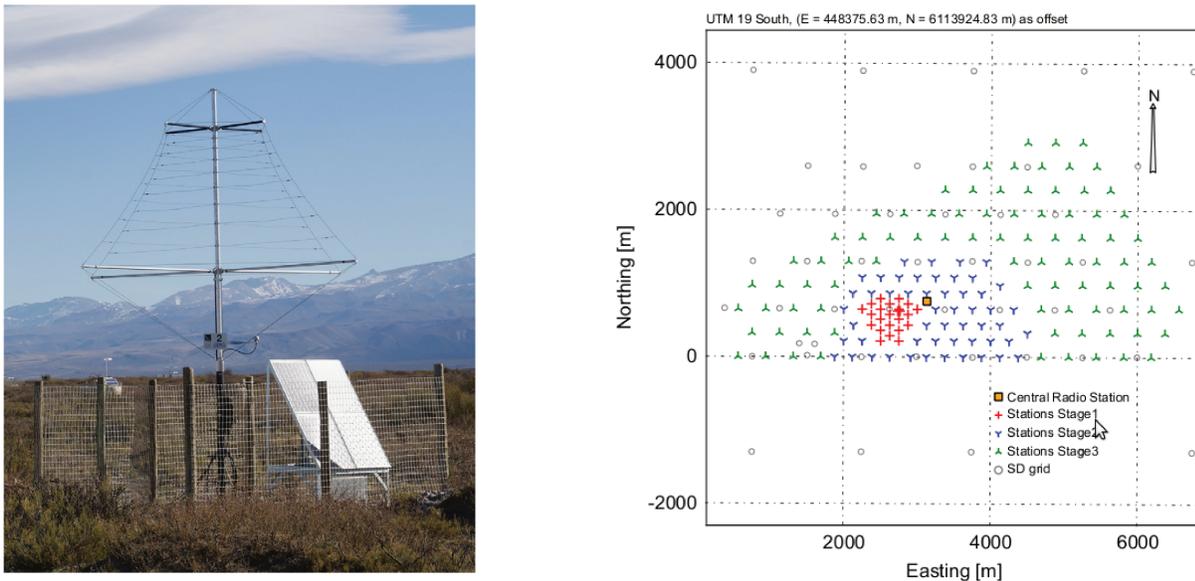


Figura 3.27: À esquerda, uma estação rádio detectora do projeto AERA instalada. A figura mostra a rádio antena do tipo LPDA, a antena GPS, e o painel solar sobre a caixa de eletrônica. À direita, esquema da matriz AERA, mostrando as 3 fases previstas. As fases I(vermelha), II(azul) e III(verde), terão redes com espaçamento entre as rádios estações de 150 m, 250 m e 350 m, respectivamente. Figuras retiradas de [31] e [32].

Para responder questões a respeito do mecanismo de emissão de radiação na faixa rádio de CAEs é necessário altas estatísticas e uma análise avançada de polarização que permita discriminar contribuições de diferentes mecanismos de emissões (Cherenkov coerente, excesso de carga e processos geomagnéticos). Por outro lado, de acordo com modelos teóricos, a detecção de rádio pode fornecer uma boa estimativa da massa primária através do estudo da distribuição lateral do sinal de rádio. Com isso, o OPA vêm investindo na implantação rede de detecção rádio em grande escala, o projeto AERA (*Engineering Radio Array*) [32]. O conjunto detector será uma rede cobrindo uma área de 10 a 20 km^2 localizada no sítio Sul do OPA. O AERA será composto por 161 estações de rádio detecção, empregadas em três redes de tamanhos diferentes, implementadas em 3 fases. A primeira fase usará antenas do tipo

LPDA (matriz de dipolos log-periódicos) que já estavam sendo usadas em uma das matrizes de teste. O esquema do AERA é mostrado na figura 3.27. Esse complexo de detectores quando completo irá fornecer cerca de 3000 eventos com energia entre $0,1 EeV$ e $10 EeV$ a cada ano, o que permite que os resultados de eventos com energias estimadas em torno de 10^{17} eV possam ser comparados aos resultados de outros experimentos com limiar de energia nessa faixa. Além disso, a localização do AERA próximo ao AMIGA permitirá que ambos registrem os mesmos eventos, realizando assim detecções híbridas.

Nas referências citadas poderão ser encontrados maiores detalhes sobre estudos dos mecanismos de rádio detecção de CAEs, sistema de antena LOFAR e LPDA, e detalhes técnicos do projeto AERA do OPA.

3.7 AMBER e MIDAS

Experimentos em laboratórios e aceleradores mostram evidências de emissão parcialmente coerente na região de microondas de uma cascata eletromagnética. Esse fato, abre caminho para um novo mecanismo de detecção de CAE gerados por raios cósmicos de altas energias. O mecanismo permitiria a medição do perfil longitudinal de um chuva atmosférico. A idéia para detectar chuvas extensas através de radiação emitida no regime GHz, referida como *bremsstrahlung* molecular, foi primeiramente discutido por P.W.Gorham em 2008 [143]. Ao contrário do pulso gerado na faixa de MHz que está fortemente colimado na direção de propagação do chuva, a radiação *bremsstrahlung* molecular deverá ser emitida isotropicamente. Isso permite uma observação do desenvolvimento do chuva atmosférico ao longo do eixo com acesso a informação calorimétrica. Percebe-se uma medição similar à técnica de detector de fluorescência, no entanto, sem restrição para condições de observação em horários em que haja pouca luminosidade. Além disso, os experimentos de laboratórios fornecem a informação de que sendo a emissão em GHz parcialmente coerente, a escala do sinal do chuva aumentaria com a energia da partícula primária.

Esse trabalhos desencadearam a instalação do primeiro protótipo de detectores de radiação *bremsstrahlung* molecular nas universidades membros da Colaboração Pierre Auger. A versão atual do AMBER (*Air-shower Microwave Bremsstrahlung Experimental Radiometer*) é mostrado da figura 3.28(a) e a do projeto MIDAS encontra-se na figura *Microwave Detection of Air Showers*(b) [32] [33].

Ambas as configurações dos protótipos usam antenas individuais como *pixels* formando uma câmera para frequências GHz. Um disco refletor concentra sinais incidentes na faixa rádio para a câmera e define o campo de visão do arranjo. Uma das principais diferenças entre MIDAS e AMBER é o conceito de gatilhos para selecionar informações do que seriam chuvas de raios cósmicos de um fundo contínuo. Enquanto o MIDAS tem o objetivo de realizar um arranjo detector que acione auto-gatilhos quando procura assinaturas de sinais que se encaixam em sinais de chuvas atmosféricos na câmera *pixel*, o AMBER tem os gatilhos de eventos acionados pelas estações do SD. Como a latência de informação do SD é de alguns segundos, o AMBER requer grandes armazenamentos de dados e uma rápida informação de reconstrução do SD para identificar candidatos nas janelas de tempo do fluxo de dados armazenados.

Tanto o MIDAS quanto o AMBER serão instalados futuramente próximo ao sítio do detector de fluorescência Coihueco, no sítio Sul do OPA. Isso permite calibrar as observações na faixa de GHz com as técnicas de detecção de chuvas estabelecidos no OPA, dessa forma contribuindo com a variedade de medições feitas na parte noroeste do observatório.



Figura 3.28: (a) Detector AMBER formado por seu disco refletor e uma câmera de *pixel* na faixa de GHz. (b) Detector MIDAS com disco parabólico refletor e uma câmera de 53 canais montada sob o foco principal. Figuras retiradas de [32] [33].

3.8 EASIER

O projeto EASIER (*Extensive Air Shower Identification using Electron Radiometer*) do OPA [34], utiliza as duas técnicas de detecção dos experimentos AERA de radiação geo-síncrotron na faixa MHz , e do projeto MIDAS de radiação na faixa de GHz . Esse projeto vai medir a emissão de rádio radiação de chuveis atmosféricos. Cada tanque do SD do OPA estará equipado por um sistema rádio receptor (figura 3.29). Este projeto tem a vantagem de um gatilho de confiança do SD, o que permite um menor limiar de detecção. O detector irá fornecer informações complementares sobre a componente eletromagnética do chuveiro, já que os elétrons de um chuveiro produzem tanto emissões de rádio na banda VHF por geo-radiação síncrotron, como emissão na faixa de microondas por radiação bremsstrahlung molecular.

Atualmente o projeto já têm protótipos instalados e está tomando dados.

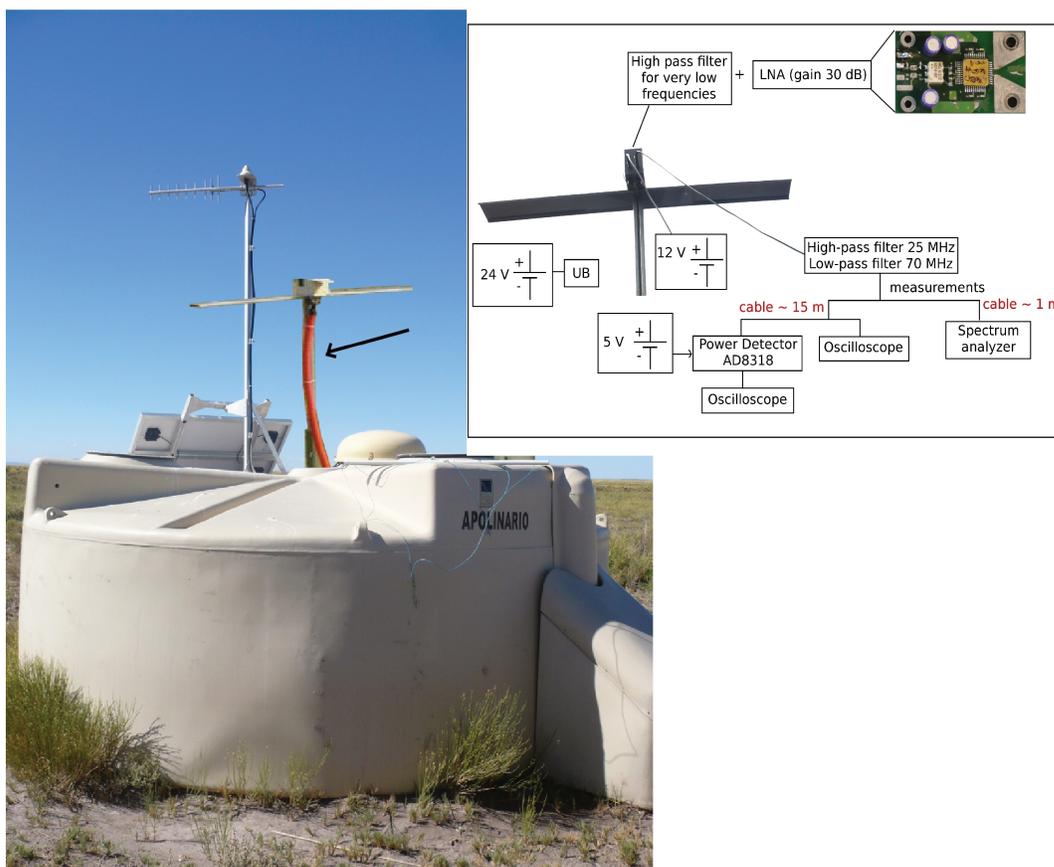


Figura 3.29: Configuração da antena do projeto EASIER implantada em cada tanque Cherenkov do OPA. Figura retirada de [34].

4

Resposta dos detectores de água Cherenkov

4.1 Introdução

Partículas dos CAEs sofrem diversas perdas de energia em suas trajetórias na atmosfera através de diferentes processos de interações. Fótons interagem via produção de pares, efeito fotoelétrico, espalhamento Rayleigh (fóton redirecionado sem perda de energia), efeito Compton e interação fotonuclear. Já elétrons interagem principalmente via espalhamento Coulombiano, ionização e excitação (processo *Knock-on*), bremsstrahlung e radiação Cherenkov. Os múons perdem energia através dos mecanismos de ionização (incluindo excitação e *Knock-on*) [144], bremsstrahlung [145], produção direta de pares [146] e interações múons-núcleos [147]. Nêutrons interagem por espalhamentos elástico e inelástico, processos de capturas de nêutrons por núcleos e processos de fissão.

A resposta dos típicos detectores de água Cherenkov, desenvolvido originalmente no Imperial College [148], é de grande interesse, porque cerca de 1600 unidades desse tipo de detector estão sendo usadas atualmente no experimento do Observatório Pierre Auger como detectores de superfície, de forma análoga a usada algumas décadas anteriores no experimento Haverah Park na Inglaterra.

Detectores de água Cherenkov geram um sinal de saída que está relacionado com a soma da luz Cherenkov produzida pela mistura local de partículas do chuveiro que atinge o tanque de água. Assim, apenas as partículas cuja velocidade excedem a velocidade limite de produção de radiação Cherenkov na água contribuem para o sinal de saída do detector. A maior parte da componente eletromagnética é, em geral, completamente absorvida nos primeiros 10 centímetros da coluna de água, a menos que o eixo do chuveiro tenha atingido diretamente o tanque, que é uma rara exceção. Como dito anteriormente, a contribuição relativa dos diferentes constituintes do chuveiro, principalmente, ao nível do mar, contribuições das componentes eletromagnética e muônica, dependem da distância radial do detector a partir do eixo do chuveiro. Em distâncias maiores, são principalmente os múons que produzem a maior parte do sinal.

Nesse capítulo descreveremos os principais aspectos do processo de depósito de energia nos tanques de água Cherenkov. De forma breve, abordaremos o processo de detecção de partículas em um tanque Cherenkov e a simulação dessa unidade detectora. Ainda presente nesse capítulo, mostraremos como foi feita a parametrização do sinal de resposta das partículas na unidade simulada. Como foco desse trabalho, foi dado mais destaque ao processo de produção de radiação Cherenkov, enquanto os demais processos de interação e perda de energia podem ser encontrados nas referências citadas e em [86].

4.2 Radiação Cherenkov

A radiação de Cherenkov é emitida na água pelos elétrons e múons (em geral, por partículas carregadas), bem como por elétrons produzidos por fótons convertidos através de espalhamento Compton e produção de pares. Essa radiação é a luz emitida durante a passagem dessas partículas carregadas através de um meio refrativo com velocidades superiores a velocidade da luz nesse meio [149]. Historicamente o fenômeno tem sido utilizado como um indicador da atividade de materiais radioativos em instalações nucleares, onde é responsável pelo brilho característico azul na água em torno de um núcleo do reator nuclear. Esse efeito é causado por uma partícula carregada interagindo com um átomo do meio radiador e o polarizando. Quando o átomo do meio relaxa e despolariza, ele emite um fóton. Se a partícula está viajando a uma velocidade menor que a velocidade da luz nesse meio, os fótons são emitidos de um modo incoerente e a interferência destrutiva os impedem de serem irradiados. Caso a partícula esteja viajando a uma velocidade superior a velocidade da luz no meio, os fótons formam uma frente de onda construtiva em um ângulo específico θ_c da trajetória da partícula.

Supondo qualitativamente, um elétron que se mova com uma velocidade relativamente

baixa através de um meio transparente (refrativo). Os átomos do meio próximos à trajetória do elétron são distorcidos por seus campos elétricos, tal que as cargas negativas dos elétrons são deslocadas para um lado e as cargas positivas do núcleo de outro, como mostra a figura 4.1a. Então o meio fica polarizado em torno do ponto P . Após esse elétron ter se movido para outro ponto P' , os átomos próximos ao ponto P retomam sua configuração normal, despolarizando-se. Durante a distorção, eles se comportam como dipolos elementares, e assim, as regiões elementares ao longo da trajetória da partícula recebem um breve pulso eletromagnético. Entretanto o campo de polarização em torno do elétron, neste caso, é completamente simétrico em azimute, bem como ao longo da trilha e, conseqüentemente, não há campo resultante a grandes distâncias e, portanto, nenhuma radiação. Quando o elétron se move em grande velocidade através do meio, comparadamente a velocidade da luz no meio, os átomos são polarizados de modo diferente, como mostra a figura 4.1b. Nesse caso, a longas distâncias, a simetria ao longo da trajetória do elétrons não é preservada, e o campo resultante de dipolo aparece mesmo em grandes distâncias do traço. Cada elemento do traço do determinado campo está configurado, e por sua vez, cada elemento irradia um breve pulso eletromagnético. No entanto, em geral, essas ondas irradiadas de todas as partes do traço sofrem interferência destrutiva e, portanto, o campo resultante em grandes distâncias ainda é zero. Mas quando a partícula carregada está se movendo mais rápido que a velocidade de fase da luz no meio, em um ponto distante, as ondas de todas as partes do traço podem estar em fase e então, haverá um campo resultante.

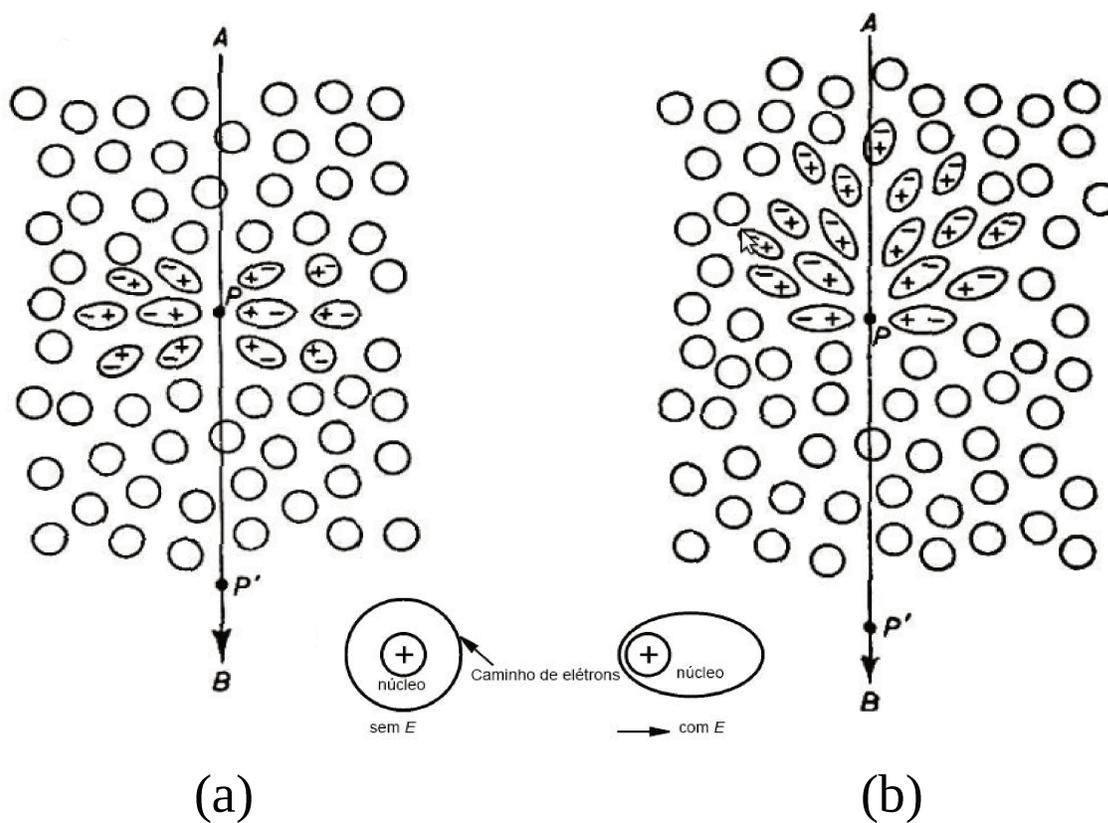


Figura 4.1: Polarização de um meio dielétrico pela passagem de uma partícula carregada de velocidade relativa baixa (a) e com velocidade relativa alta (b) em relação a velocidade da luz no meio.

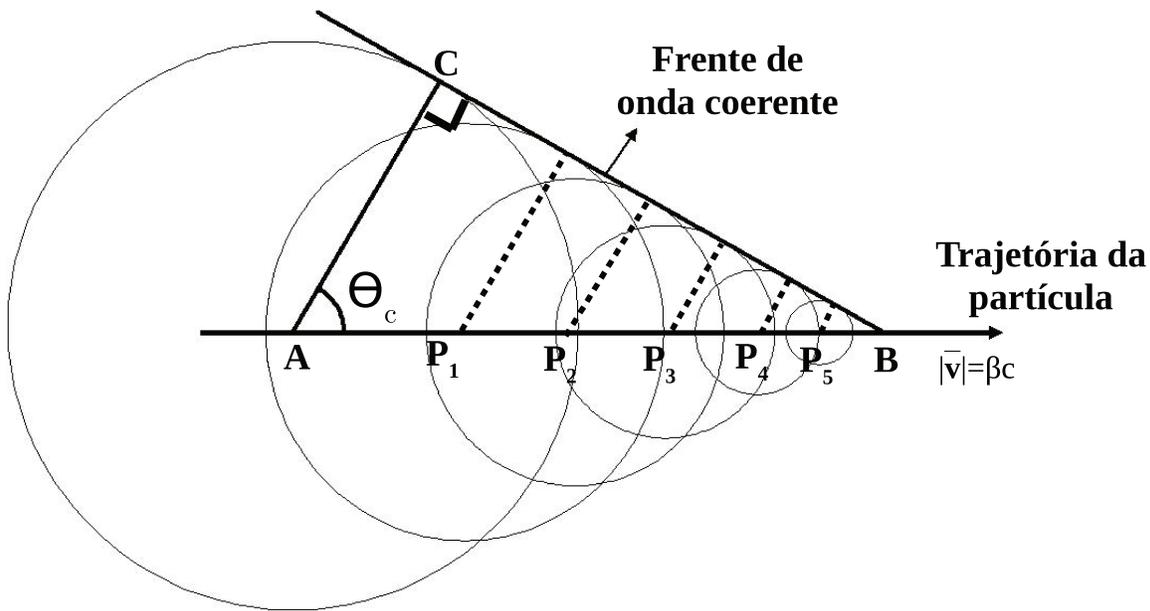


Figura 4.2: Frente de onda Cherenkov (frente coerente) formada usando o princípio de *Huygens*, da soma das frentes de ondas eletromagnéticas emitidas ao longo da trajetória da partícula. O resultado desse efeito, é um cone de luz emitido em torno da partícula.

Assumindo que a partícula se mova com uma velocidade $v = \beta c$, então em um intervalo de tempo $\Delta\tau$ a partícula percorre uma distância AB e a luz atravessa uma distância AC , tal que $AC = \Delta\tau \cdot (c/n)$, como mostra a figura 4.2. Nesse caso, pelo princípio de construção de *Huygens*, as frentes de ondas propagadas nos pontos P_1 , P_2 e P_3 no traço AB são, portanto, coerentes e constroem uma frente de onda plana em BC . A partir dessa descrição qualitativa obtemos duas propriedades principais. Para um certo meio de índice de refração $n(\lambda)$, existe uma velocidade limite da partícula carregada para que se possa emitir fótons Cherenkov (radiação ou luz Cherenkov) de comprimento de onda λ , de tal forma que

$$v > \frac{c}{n(\lambda)}, \quad (4.1)$$

onde $n(\lambda)$ é o índice de refração do meio em função do comprimento de onda λ . Com isso, pode-se verificar um limite na velocidade dado por

$$\frac{1}{n(\lambda)} \leq \frac{v}{c} \leq 1. \quad (4.2)$$

A segunda propriedade está relacionada com o ângulo θ_c da radiação Cherenkov. Esse ângulo de emissão dado por

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n(\lambda)\beta}, \quad (4.3)$$

onde $\beta = v/c$ e θ_c é o ângulo com respeito a direção da velocidade da partícula. esse ângulo é dependente do comprimento de onda dos fótons emitidos, assim como, da velocidade da partícula carregada. Com isso,

$$0 \leq \theta \leq \arccos\left(\frac{1}{n(\lambda)}\right). \quad (4.4)$$

A partir disso, o limiar de energia Cherenkov $E_{min_{Ch}}$ pode ser calculado utilizando a equação 4.1 para o cálculo do valor mínimo que deve ter o fator de Lorentz γ

$$\gamma_{min} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{n}{\sqrt{n^2-1}}, \quad (4.5)$$

$$E_{min_{Ch}} = m_0 \gamma_{min} c^2,$$

onde m_0 corresponde a massa de repouso da partícula relativística. A tabela 4.1 apresenta as energias limites das partículas para produção de fótons Cherenkov na água e no ar.

Com esse tratamento [150], é possível obter o número de fótons Cherenkov dN_γ produzidos

Partícula	Energia cinética na água	Energia cinética no ar
Elétron	257,0 KeV	21,0 MeV
Múon	53,0 MeV	4,4 GeV
Próton	475,0 MeV	39,0 GeV
Píon	70,0 MeV	5,8 GeV

Tabela 4.1: Limiar de energia Cherenkov para partículas na água e no ar.

por uma única partícula relativística por unidade de comprimento dl emitidos em um espectro de comprimento de onda no intervalo entre λ_1 e λ_2 através da relação de Frank-Tamm[151]

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = 2\pi Z^2 \alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)\beta^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (4.6)$$

$$N = 2\pi Z^2 \alpha l \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right),$$

onde Z é a carga da partícula ionizada em unidade da carga do elétron e $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$ é a constante de estrutura fina.

4.3 Sinal de resposta do tanque Cherenkov

O papel do conjunto detector de superfície é medir a densidade lateral e distribuição do tempo de partículas na frente de chuva ao nível do solo. Essas quantidades do chuva estão correlacionadas com a energia, a direção, e com a natureza da partícula primária, como mostrado no capítulo anterior. O desempenho do tanque Cherenkov na medição destes parâmetros define a performance física do conjunto detector de superfície. A técnica de detecção usando o tanque de água Cherenkov foi selecionada principalmente a partir de considerações de custo, mas também por causa de suas próprias virtudes: o tanque de água oferece uma forma natural de otimizar as alturas dos pulsos de múons em relação à componente eletromagnética. Devido à sua grande seção transversal lateral, o arranjo de tanques oferece uma boa sensibilidade para chuvas com grande ângulo zenital. O experimento Haverah Park, onde os detectores de água Cherenkov com área e altura semelhantes aos utilizados pelo OPA, foi de fundamental importância para apoiar a escolha dessa técnica de detecção.

Na seção 3.2 do capítulo 3 desse trabalho, descrevemos a estrutura e os principais componentes do tanque Cherenkov. De forma simples, o detector de água Cherenkov pode ser descrito como um volume de água limpa atuando como um radiador Cherenkov visto por um ou mais detectores sensíveis de luz (fotomultiplicadoras). E nesse processo de detecção, a água age também como um massivo absorvedor e conversor de fótons. As paredes internas dos tanques revestidos com o *Liner* possuem alta refletividade difusa nos comprimentos de onda da máxima produção de fotoelétrons, transmissividade da água e sensibilidade do fotocátodo. A camada de poliolefina fibrosa *Dupont Tyvek* do *Liner* foi aplicada para atender a esses requisitos. Os tanques têm um tempo de vida mínimo correspondente ao do experimento, de pelo menos 20 anos.

Quando a partícula incide no tanque, ela sofre diversos processos de interação e perda de energia dependendo de sua natureza. No caso de partículas carregadas (e fótons), partículas de interesse usando essa técnica de detecção, a passagem dessas na água do tanque geram fótons de baixa energia, os fótons Cherenkov, no processo detalhado na seção anterior desse capítulo. Esses fótons serão refletidos difusamente e com mínima perda (uma parte será absorvida) pelo revestimento *Liner*.

Embora os próprios tanques forneçam uma primeira defesa contra a contaminação de fontes de luz externa (incluindo ultravioleta), é necessário que o revestimento interno *Liner* seja completamente opaco para agir como uma proteção secundária contra pequenas quantidades de luz que vazam através das vedações e escotilhas do tanque, assim como para outros vazamentos de luz. Assim, é necessário que o revestimento seja completamente opaco contra fótons no nível de transmissão de luz. Para esse fim, a opacidade deve ser definida com 0% de

transmissão de luz para a luz de comprimentos de onda entre 300 nm e 700 nm. Para isso, o *Liner* possui uma camada de polietileno de baixa densidade de dióxido de titânio e uma camada de três filmes (um filme de baixa densidade de carbono preto entre dois filmes de polietileno de baixa densidade).

Cada tanque Cherenkov contém 12000 litros de água ultra-pura. A alta pureza da água é necessária, pois garante o máximo do comprimento de atenuação da luz Cherenkov ultra-violeta e a estabilidade da água durante os 20 anos de operação dos detectores. Por essas razões, a água do detector deve ser deionizada e completamente livre de microorganismos e nutrientes. Para isso, foi estabelecido que uma melhor qualidade da água viável exige um tratamento que fornece a saída de água com resistividade acima de 15 $M\Omega cm$. Os fótons Cherenkov gerados sofrem uma atenuação que segue um decaimento exponencial com respeito à espessura de matéria absorvedora atravessada (nesse caso, água pura). Logo, a fração de fótons não absorvidos em relação ao número inicialmente produzido I_0 após atravessarem uma espessura χ de água é dado por

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu\chi}, \quad (4.7)$$

onde μ é o coeficiente de absorção. Esse coeficiente μ é definido por

$$\mu = \sigma \left(\frac{N_a \rho}{A} \right), \quad (4.8)$$

sendo N_a o número de Avogrado, ρ a densidade do material, A o peso molecular e σ a seção de choque total de atenuação. No caso de fótons, $\sigma = \sigma_{FE} + \sigma_{Rayleigh} + \sigma_{Compton} + \sigma_{pares} + \sigma_{FN}$ é a soma das seções de choque dos principais processos de interações sofridos por fótons. Para misturas compostas, o coeficiente de absorção pode ser calculado usando a regra de Bragg (regra da aditividade)

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_n w_n \frac{\mu_n}{\rho_n}, \quad (4.9)$$

onde w_n é o peso relativo de cada elemento no material.

No caso do tanque Cherenkov, a absorção de fótons pela água e paredes do tanque não é desprezível. O espalhamento elástico, embora não seja insignificante, é menos importante do que a absorção. Por exemplo, estima-se que para fótons com $\lambda = 350$ nm, o comprimento de atenuação na água é cerca de 21 m, enquanto o comprimento de espalhamento é de 97 m para águas ultra-puras. Além disso, depois de ser espalhada a luz ainda estaria presente no tanque, considerando que desaparecerá após a absorção.

A luz Cherenkov produzida na água atinge a fotomultiplicadora depois de atravessar a

janela do *Liner*. Essa janela é a proteção localizada na frente de cada fotomultiplicadora. Quando valores razoáveis para as propriedades da refletividade da parede do tanque, claridade da água e desempenho das fotomultiplicadoras foram inseridos em simulações, os resultados indicaram que três fotomultiplicadoras de 200 mm seriam suficientes para cobrir o volume de $10 \text{ m}^2 \times 1,2 \text{ m}$ do tanque. Quando as três fotomultiplicadoras são arranjadas olhando para baixo da superfície superior do tanque, um rendimento médio de 50 fotoelétrons em resposta a um múon vertical atravessando o tanque é facilmente obtido, o que resulta em flutuações de Poisson aceitáveis. O estudo feito usando água deionizada em um tanque protótipo do Fermilab revestido com o *Liner*, rendimentos superiores a 150 fotoelétrons por múon vertical atravessando o tanque foram observados. Quando as três fotomultiplicadoras foram colocadas com 120° de intervalo entre elas em um círculo de raio de 1,2 m ($2/3$ do raio do tanque), foi obtida uma boa proporcionalidade entre a luz Cherenkov produzida e o rendimento de fotoelétrons. Medições com o tanque de teste também demonstraram que a resposta do sinal foi proporcional ao comprimento da trajetória de partículas inclinadas através do tanque.

Ao chegar ao fotocátodo, um fóton Cherenkov pode produzir a ejeção de um elétron (via efeito fotoelétrico), os assim chamados fotoelétrons. Essa conversão de fotoelétrons possui a eficiência quântica característica do tipo de tubo fotomultiplicador. As fotomultiplicadoras usadas nos tanques do OPA tem como máxima eficiência quântica 23% para o comprimento de onda de 420 nm, na faixa abrangida pela radiação Cherenkov. Os pulsos de saída dos ânodos das fotomultiplicadoras são transportados para a eletrônica de aquisição, usando cabos de baixa atenuação, onde são digitalizados.

Inicialmente foram realizados estudos de calibração entre a forma de pulso em carga e número de fotoelétrons gerados, através da medição do espectro de carga coletado no ânodo da fotomultiplicadora por eventos nos quais um único fotoelétron foi emitida pelo cátodo. E desse modo é possível relacionar o número de fotoelétrons gerados em relação ao sinal registrado. Esse estudo de calibração pode ser visto na referência [120]. Nesse trabalho a verificação completa da calibração seria reproduzir a forma dos espectro total da fotomultiplicadora por meio do espectro de um único fotoelétron juntamente com simulações de fótons Cherenkov. Para esse fim, foi desenvolvido um método de combinação de resultados experimentais e simulados. No estudo, foram simulados fótons Cherenkov produzidos pela passagem de múons verticais centrais que atravessam completamente o tanque. Os fótons Cherenkov foram criados por cálculos Monte Carlo com o código computacional GEANT4 [152]. Tanto o comprimento de absorção da água quanto a distribuição angular da luz refletida na superfície do tanque não são experimentalmente conhecidos. Então, o mais adequado é assumir que o número de fotoelétrons emitidos pelas fotomultiplicadoras segue uma distribuição de Poisson para um determinado número de fótons Cherenkov produzidos, com o seu valor médio dado experi-

mentalmente.

Logo, a partir do espectro distribuição de fótons Cherenkov, o número de fótons foi escolhido randomicamente, e então, da distribuição de Poisson foi sorteado o número de fotoelétrons. E finalmente, usando os dados experimentais do ânodo de carga produzida por um dado número de fotoelétrons, um histograma de distribuição de carga simulada foi gerado. Em resumo, este é um processo de três etapas: i) um certo número de fótons gerados é sorteado do espectro do GEANT, ii) uma distribuição de Poisson é assumida centrada no valor experimental de fotoelétrons produzidos multiplicada pela razão entre o número de fótons escolhido em i) e o valor médio da distribuição GEANT, e então um determinado número de fotoelétrons gerados é escolhido aleatoriamente a partir deste distribuição, iii) cada um destes fotoelétrons passa por uma amostragem aleatória dos espectros de fotoelétrons únicos para que seja atribuído um valor de carga.

Um segundo método para calcular o número de fotoelétrons é também apresentado em [120]. É baseada no fato de que a largura de espectro de carga está relacionada ao número de fotoelétrons produzidos na fotomultiplicadora. Isso deriva dos três processos aleatórios mencionados acima, já que a largura observada pode ser estimada pela soma em quadratura das largura dessas três distribuições.

A ênfase dada nessa seção aos trabalhos de calibração de fotomultiplicadoras e a parametrização de sinal em carga para calcular o número de fotoelétrons foi base para apresentar a simulação e parametrização de sinal usadas em nosso trabalho. A próxima seção apresentará os métodos de simulação do tanque e dos sinais gerados pelas partículas secundárias utilizados nos trabalhos de teses de mestrado e doutorado do Dr. Márcio Aparecido Müller [153] [40].

4.4 Simulação do tanque Cherenkov

Para simular o tanque Cherenkov foi utilizado um aplicativo desenvolvido por um membro da colaboração brasileira do Observatório Pierre Auger, o Dr. Hélio Nogima, baseado no pacote GEANT4 [152], chamado “*tank0*”. GEANT4 é um conjunto de ferramentas na linguagem C++ que fornece os mecanismos necessários para definir a geometria do detector e propriedades do material, e para simular o transporte de partículas e interações no detector. Com essa ferramenta os processos físicos mais relevantes podem ser contabilizados. Por exemplo, a simulação de um elétron atravessando um material pode incluir os efeitos da ionização, produção de raios delta (ionização secundária *Delta-ray production*), espalhamento múltiplo Coulombiano, Bremsstrahlung e radiação Cherenkov.

Usando o aplicativo “*tank0*”, grande parte das características do tanque real utilizados

no OPA são levadas em conta. Para a simulação foi considerado um tanque de 3,6 m de diâmetro e 1,6 m de altura, com paredes de 13,0 mm de espessura. O volume de água deionizada (a chamada água pura) é o volume real de 12000 l no interior do tanque, atingindo a altura de 1,2 m. O tanque é revestido pelo *Liner* de 5,0 mm espessura, que obedece as características e propriedades ópticas reais do material. A disposição e características das janelas transparentes que estão dispostas na frente das fotomultiplicadoras e das próprias fotomultiplicadoras são semelhantes as reais. Todo espaço externo e interno ao tanque está preenchido de ar. Toda a composição do material do tanque, do *Liner*, das janelas das fotomultiplicadoras, das fotomultiplicadoras e seus componentes e do ar são semelhantes ou muito próximas as reais. A simulação nesse tanque funciona de forma que quando uma partícula (que podem ser geradas aleatoriamente pelo código, inseridas no tanque de forma manual ou extraídas de simulações de chuveiros realizadas por outros aplicativos de simulação de CAEs) incidem no tanque, os processos físicos de interações dessa partícula com a água, conforme mencionados anteriormente, são simulados. Os fótons de baixa energia gerados via efeito Cherenkov por essas partículas, interagem com as paredes do tanque, sendo uma parte desses absorvida, e outra refletida, até que alguns alcancem as fotomultiplicadoras. A figura 4.3 mostra a simulação no GEANT4 de um elétron que incide no topo do tanque gerando luz Cherenkov refletida diversas vezes nas paredes do tanque.

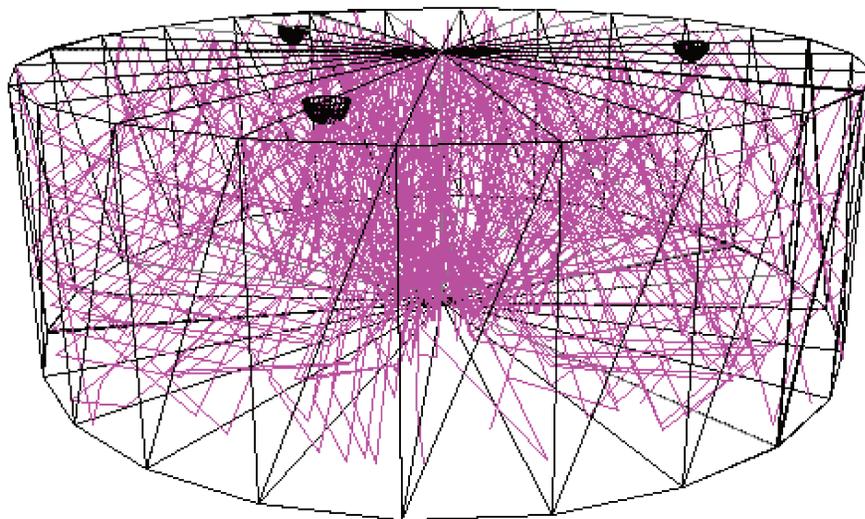


Figura 4.3: Elétron incidindo no topo do tanque de água e gerando luz Cherenkov (traços rosa). Na figura é possível visualizar a disposição das três fotomultiplicadoras no topo do tanque.

Conforme os fótons Cherenkov incidem no fotocátodo das fotomultiplicadoras, fotoelétrons são gerados conforme a eficiência quântica da mesma. A figura 4.4 mostra uma curva típica de eficiência de um fotocátodo na detecção de fótons Cherenkov. Para isso, é inserida na simulação uma curva de eficiência correspondente a uma resposta muito próxima à da fotomultiplicadora utilizada no experimento. Com isso, os fotoelétrons são gerados, e o processo de calibração entre o número de fotoelétrons e o sinal de saída do ânodo é semelhante ao descrito na seção anterior, presente no trabalho [120]. Tendo como base o espectro de sinal em carga gerado por um fotoelétron, para cada fotoelétron emitido no fotocátodo, o sinal em carga do mesmo é sorteado nesse espectro. Dessa forma, uma distribuição gaussiana de sinal de saída no ânodo é obtida, e sua integral corresponde a carga total. As diversas gaussianas geradas para cada fotoelétron são somadas, determinando então, o sinal que será digitalizado à uma frequência que simule os circuitos de FADCs reais.

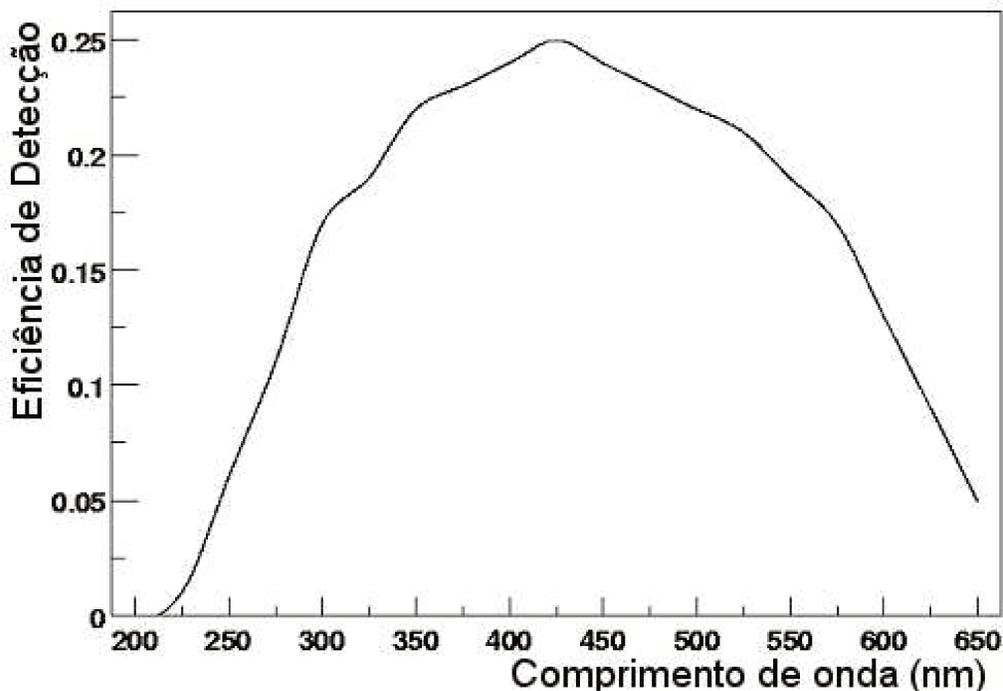


Figura 4.4: Espectro de eficiência do fotocátodo.

4.4.1 Trabalhos preliminares de simulação de módulos Cherenkov no estudo de interações hadrônicas

O trabalho [153] realizado por Müller teve o objetivo de estudar a difusão de hádrons dentro dos módulos do detector de superfície do OPA e suas imediações (atmosfera próxima ao tanque e solo abaixo do mesmo) através do desenvolvimento de um aplicativo baseado no aplicativo “*tank0*” em GEANT4 com modificações necessárias para esse estudo. A implementação de uma simulação do sinal gerado por partículas secundários de um CAE nos típicos módulos de detecção, de forma a contribuir com uma calibração de sinal nos módulos, permitirá ajustar uma função de distribuição lateral de partículas, e conseqüentemente realizar a reconstrução do CAE. Essa pesquisa preliminar abre o caminho para o estudo de discriminação entre os sinais gerados por múons e sinais da componente eletromagnética.

No trabalho, o novo aplicativo com base “*tank0*” foi chamado de “*tank0Mod*”. Esse estudo também visava caracterizar o sinal em regiões de interesse do desenvolvimento lateral do CAE, com partículas incidentes injetadas nos módulos, partículas essas extraídas de chuveiros simulados com o aplicativo CORSIKA [13] e também partículas manualmente ajustadas (partículas com localização de incidência no tanque, natureza e energia definidas pelo usuário). Foram adicionados outros processos de interações hadrônicas, como espalhamentos elásticos e inelásticos e captura eletrônica, aos processos já existentes utilizados pelo GEANT4 baseados no pacote GHEISHA [154]. Outra modificação foi implementar possíveis sinais gerados por partículas secundárias provenientes das interações de nêutrons, múons e elétrons com o solo. Essas partículas secundárias carregadas podem gerar fótons Cherenkov ao atravessar a água do tanque. A figura 4.5 mostra a simulação de um nêutron de 10 GeV atingindo o solo e gerando partículas secundárias. Essa foi uma das simulações presentes nos estudos [153].

Essas simulações permitiram comparar as alterações nos sinais gerados por partículas usando o aplicativo base “*tank0*” e o aplicativo modificado “*tank0Mod*”. Da mesma forma, foi possível comparar os sinais gerados pelas partículas secundárias da interação de nêutrons com o solo e o sinal gerado por múons e prótons. As simulações foram realizadas para estudar o sinal gerado por uma fração da frente de um CAE nos módulos de detecção de superfície do OPA.

Como resultado, foi possível verificar que tanto nêutrons verticais, quanto nêutrons que incidem inclinados no solo em diversas espessuras de camada do solo, produzem uma quantidade significativa de fótons Cherenkov que foram detectados pela fotomultiplicadora e que conseqüentemente geraram sinal. Com isso, pode-se também avaliar a quantidade de solo, tanto quanto profundidade tanto como raio de distância do ponto de impacto, em que a intensidade do sinal produzido fosse relevante.

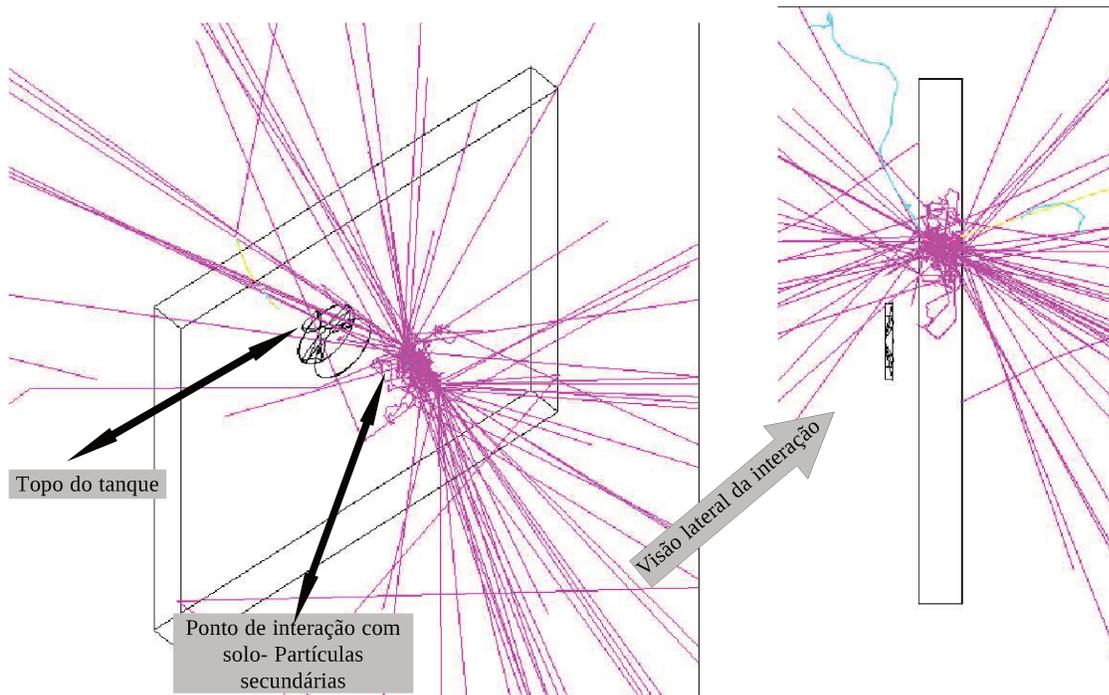


Figura 4.5: Simulação do tanque “*tank0Mod*” de um nêutron de 10 GeV interagindo com o solo e gerando partículas secundárias, que ao interagirem com a água do tanque podem gerar fótons Cherenkov.

Na comparação de simulações dos sinais gerados por partículas de 2 arquivos externos (conjunto de múons, elétrons, nêutrons e gamas escolhidos com determinadas energias) usando os aplicativos “*tank0*” e “*tank0Mod*”, pode-se notar um acréscimo de sinal usando o “*tank0Mod*” em torno de 42%. O primeiro arquivo usado na comparação possuía 200 partículas, sendo 80 múons com energias de 700 MeV, 40 nêutrons com energias de 2 GeV, 40 elétrons com energias de 100 MeV e 40 gamas com energias de 50 MeV. Já o segundo arquivo era composto por 300 partículas, sendo 120 múons com energias de 700 MeV, 60 nêutrons com energias de 2 GeV, 60 elétrons com energias de 100 MeV e 60 gamas com energias de 50 MeV.

Acompanhando esses resultados, o trabalho seguinte de Müller [40] teve como objetivo contribuir no estudo de caracterização do sinal de frentes de CAEs nos módulos do detector de superfície do OPA. Para isso, foi realizado um estudo do sinal depositado para cada tipo de partícula da frente de um CAE individualmente, assim como para alguns casos dos sinais gerados pelas componentes hadrônica e a componente eletromagnética juntamente com a muônica. As partículas injetadas no tanque possuíam valores discretos de energia no intervalo de poucos eV até poucas dezenas de TeV. Com isso, foram obtidas “*curvas resposta*” do detector para cada partícula, curvas essas equivalentes as distribuições de probabilidade para o número de fótons coletados no tanque Cherenkov (fótons que geraram efetivamente sinais

nas fotomultiplicadoras). A partir desses resultados para valores discretos de distribuição de fótons, foi possível obter por interpolação, uma função de distribuição geral para cada partícula, cobrindo todos os valores de energias dentro dessa faixa. Ou seja, foi possível obter uma parametrização do sinal para qualquer partículas a qualquer faixa de energia, de forma que tais parametrizações acarretam em uma economia de tempo de processamento em ordem de milhares de vezes. Como por exemplo, a simulação de geração de sinal de uma partícula com energia na ordem de GeV que levava a princípio cerca de 200 s, com a curva de parametrização esse tempo foi reduzido a ordem de ms. As simulações de sinais gerados pelas partículas foram realizadas usando o aplicativo “*tank0Mod*”, e para cada tipo de partícula (partículas como múons negativos, múons positivos, elétrons, gamas, pósitrons, nêutrons, anti-nêutrons, píons positivos, píons negativos e prótons) com valores de energia no intervalo de 1 eV até 10 TeV, o processo foi repetido, milhares de vezes.

Essas partículas com ângulos zenitais de entrada foram injetadas no módulo de simulação “*tank0Mod*” em posições aleatórias em uma área que cobria 6 m × 6 m na altura do topo do tanque. Durante esse processo foram consideradas duas possibilidades: a partícula deposita energia ou não deposita energia. Se a partícula não deposita energia nem mesmo no caso em que interage com o solo gerando secundários (esses não depositariam energia), ela não foi considerada na estatística para parametrização do sinal. Caso essa partícula deposite energia na água do tanque, ainda haverá duas possibilidades: não gerar fotoelétrons detectáveis pelas fotomultiplicadoras, ou seja, não haverá sinal registrado; ou gerar fotoelétrons detectáveis, que gerem sinais nas fotomultiplicadoras.

O caso de fotoelétrons não detectáveis foi caracterizado como “*zero fotoelétrons*”. Nesse trabalho de parametrização, os histogramas aparecem sem essa possibilidade. Porém, em nosso presente estudo, os “*zero fotoelétrons*” são considerados nos cálculos. Eventualmente essas partículas poderiam ser detectadas, dependendo das calibrações dos elementos sensíveis à luz.

A figura 4.6 apresenta algumas curvas de parametrizações ajustadas aos histogramas normalizados de fotoelétrons coletados pelas três fotomultiplicadoras do tanque para algumas partículas a dadas energias. Essas curvas ajustadas com a ferramenta ROOT¹ foram chamadas de “*curvas respostas*”, e são resultantes da soma de uma exponencial ($f(x) = \exp(p0 + p1 \cdot x)$) e uma gaussiana ($f(x) = p2 \cdot \exp\{-0,5 \cdot [(x - p3)/p4]^2\}$) (curvas resultantes com melhor ajuste aos dados). Foram feitos histogramas de todas as partículas já citadas em diversas

¹ROOT é uma ferramenta implementada na linguagem orientado-objeto C++ com programa e livrarias desenvolvidas pelo CERN. Ele foi originalmente projetado para análise de dados de Física de Partículas, contendo várias características específicas para esse campo, mas também é usado em outras aplicações tais como astronomia e mineração de dados. Todas as curvas e histogramas de análises dos trabalhos [40], [40] e de nosso presente trabalho foram feitas com o ROOT.

energias. Das “*curvas respostas*” são retirados os parâmetros ajustáveis (p_0, p_1, p_2, p_3 e p_4) que por meio de interpolações para qualquer valor de energia forneceram uma parametrização geral para cada tipo de partícula. De forma que as partículas geradas em frentes de CAEs pelo CORSIKA, serão devidamente selecionadas pelo método de *unthinning* desenvolvido por Billoir [38], mas ao invés de serem injetadas no GEANT4 (no “*tank0Mod*”), o cálculo do número de fotoelétrons coletados será feito através das “*curvas respostas*” em fotoelétrons coletados. E para cada uma dessas partículas terá um sorteio entre as possibilidades de gerar ou não fotoelétrons coletados nas fotomultiplicadoras (“*zero fotoelétrons*” ou “*curva resposta*” em fotoelétrons).

Já figura 4.7 mostra gráficos de número médio de fotoelétrons coletados em função da energias para elétrons, pósitrons, múons positivos, múons negativos e nêutrons. Essa média inclui os fotoelétrons coletados nas 3 possibilidades de curvas (“*zero fotoelétrons*”, gaussiana ou exponencial). Cada energia das partículas mostradas nos gráficos dessas figuras apresenta uma estatística de 1000 a 1500 eventos. Cada figura possui a média e os desvios padrões das distribuições de fotoelétrons de cada tipo de partícula a dada energia como pode ser visto na figura 4.6.

A descrição nessa seção dos métodos e resultados obtidos nos trabalhos de Müller são de extrema importância, já que nesse presente trabalho usaremos as curvas dos sinais parametrizados (“*curva resposta*” em fotoelétrons) para realizar o estudo da contaminação e separação das componentes eletromagnética e muônica.

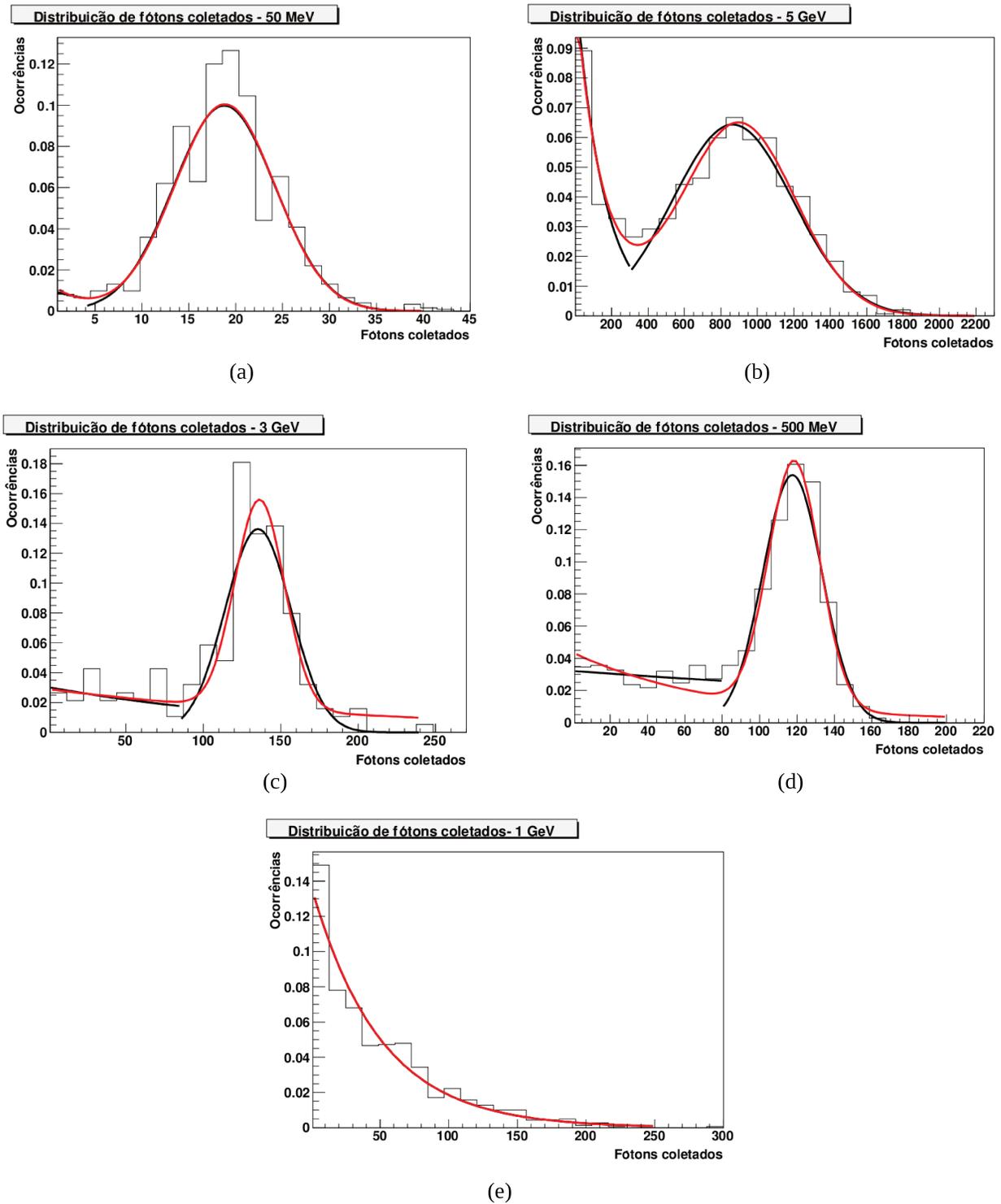


Figura 4.6: Histogramas do número de fotoelétrons detectados pelas três fotomultiplicadoras do tanque com suas *curvas resposta* devidamente ajustadas a eles. As duas curvas pretas são as funções exponenciais e guassianas e as curvas vermelhas são as *curvas resposta* das somas das duas anteriores. São distribuições de fotoelétrons para: (a)elétron de 50 MeV, (b)pósitron de 5 GeV, (c)múon positivo de 3 GeV, (d)múon negativo de 500 MeV e (e)nêutron de 1 GeV.

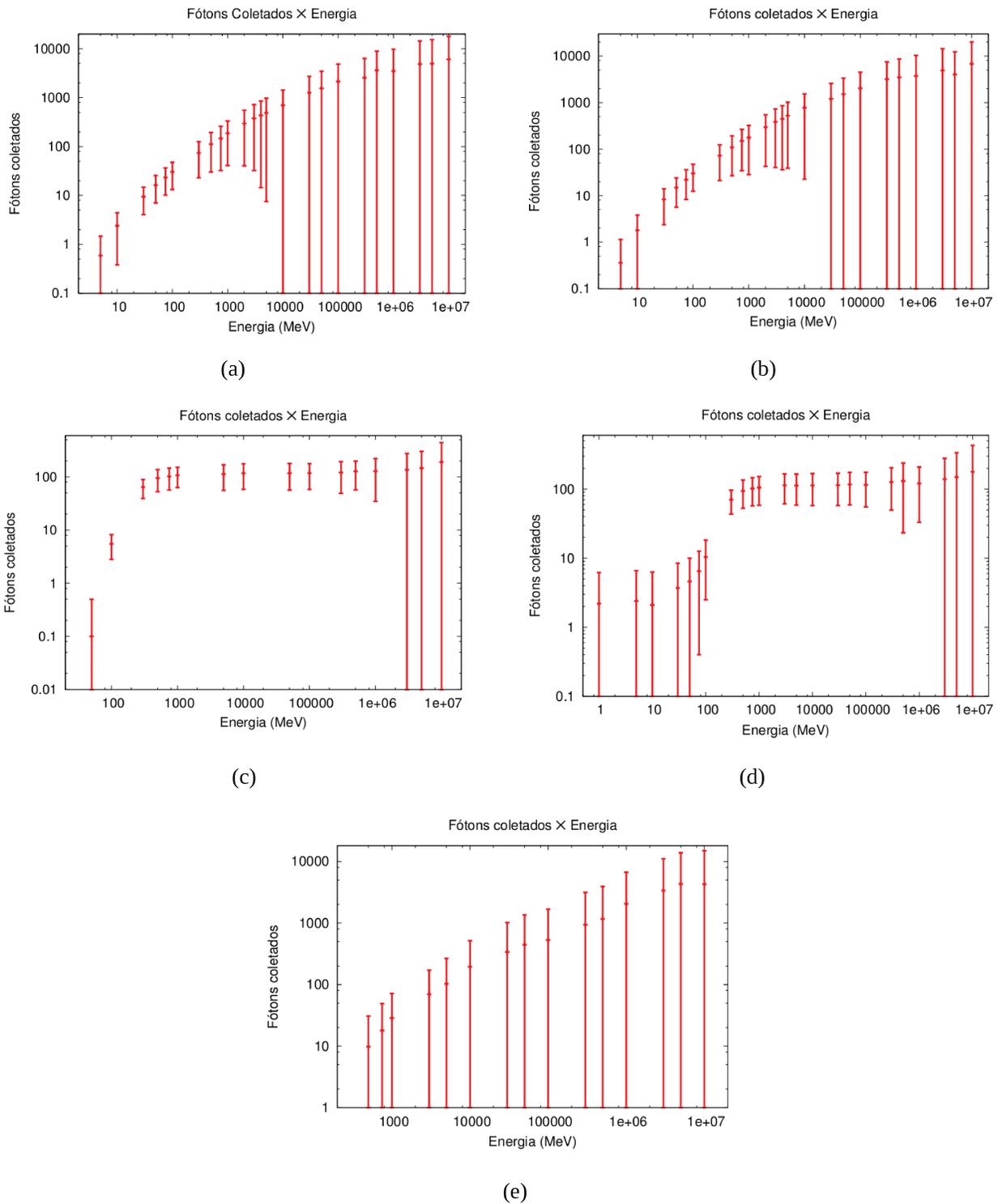


Figura 4.7: Gráficos dos números de fotoelétrons coletados pelas três fotomultiplicadoras em função da energia para: (a)elétrons, (b) pósitrons, (c)múons positivos, (d)múons negativos e (e)nêutrons. A figura apresenta os valores médios de número de fotoelétrons e desvios das distribuições dos números de fotoelétrons coletados, como mostra a figura 4.6, para cada tipo de partícula a determinada energia.

5

Métodos de simulação e separação de componentes

Esse capítulo será dedicado a apresentar dois métodos: o “*unthinnig*” (originalmente chamado de método de *sampling*) segundo Billoir [38] e o *Muon Jump* segundo Garrido [39].

Para isso, começaremos apresentando a base do método de *thinning* usado na simulação de CAEs por softwares de simulação como o *CORSIKA*. Após isso, descreveremos o método de Billoir, o chamado método *sampling*, um método de regeneração de um conjunto de partículas incidentes nos tanques Cherenkov do detector de superfície a partir de um conjunto global de partículas ponderadas (ou seja, de um conjunto de partículas que sofreram o *thinning* [155]).

Ainda nesse capítulo, descreveremos o método *Muon Jump* para estimar o sinal da componente eletromagnética com base na derivada dos sinais registrados em FADCs onde os valores elevados indicam a ocorrência de um muon.

Na última parte desse capítulo, apresentaremos de forma breve, o método de filtros que estamos propondo, complementar ao método das derivadas (*Muon Jump*), na tentativa de tornar mais eficiente a discriminação do sinal da componente muônica do sinal total das frentes de chuviscos atmosféricos extensos.

Os resultados das análises separação das componentes das frentes dos chuviscos usando as técnicas citadas, serão apresentados no próximo capítulo.

5.1 Thinning

A simulação do desenvolvimento de chuva de raios cósmicos na atmosfera é um problema computacional bem intensivo no uso de CPU. Simulações de chuva em altíssimas energias tornam-se proibitivamente pesados, em tempo de processamento computacional e espaço em disco. Esse processo é extremamente sensível às seções de choque transversais no regime de altas energias, onde o número total de partículas secundárias excede 10^{12} para as energias de primários incidentes acima 10^{20} eV (a simulação completa desse CAE exigiria cerca de 20 anos em estações rápidas de trabalho e produziria cerca de 30 TB em dados). A figura 5.1(a) mostra gráficos de tempo computacional de CPU para simulações de CAEs completos com primários de ferro em função da energia dos mesmos usando o *CORSIKA* para simular os chuveiros. Já a figura 5.1(b) mostra os tamanhos (espaço em disco) dos arquivos de saída do *CORSIKA* para chuveiros completos de primários de ferro em função da energias desses.

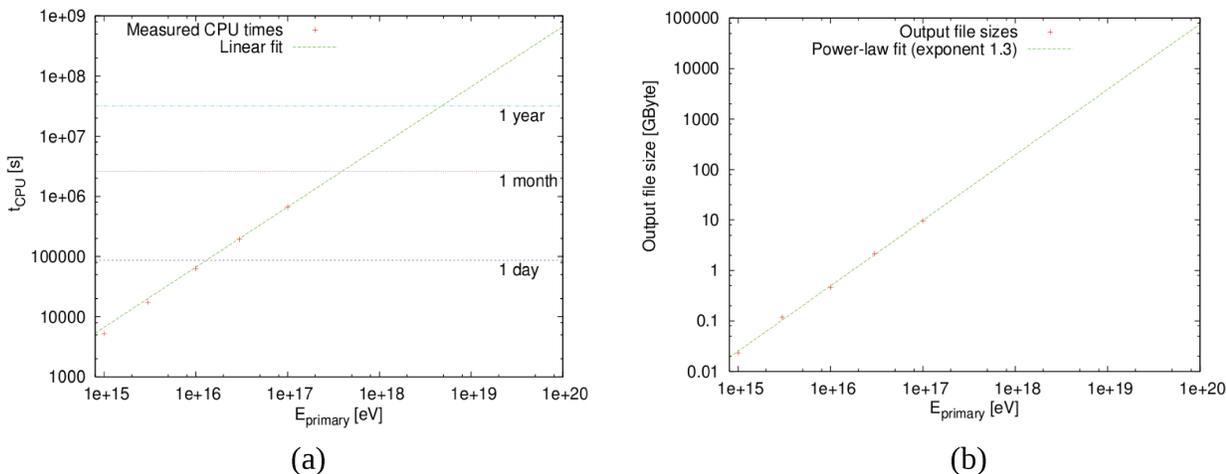


Figura 5.1: (a) Medidas de tempos computacionais de simulações CAE completo de ferro com *CORSIKA* (em um PC Linux de 2 GHz) em função da energia do núcleo de ferro primário. Um ajuste linear extrapolado até 10^{20} eV também é mostrado, gerando um tempo de CPU de cerca de 21 anos para simular totalmente um chuva a 10^{20} eV. (b) Tamanho do arquivo de saída do *CORSIKA* para chuveiros de ferro sem *thinning* com diferentes energias de primários. O tamanho do arquivo depende fortemente dos cortes de energia para as partículas que prosseguiram no desenvolvimento do CAE, entre outros fatores, e, portanto, só deve ser tomado como uma estimativa aproximada. Um ajuste em lei de potência, resultando em um índice maior que 1, também é mostrada. Esses gráficos foram retirados do trabalho apresentado em [35].

Para solucionar o problema em simular CAE em altas energias, foram criados os chamados métodos de *thinning*, onde apenas um conjunto representativo de partículas do CAE é rastreado durante seu desenvolvimento. Há diversos métodos de *thinning* [156] [157], e eles se diferem

no modo de selecionar a amostra de partículas representativas. Ao selecionar essa amostra, as propriedades dos detectores devem ser consideradas. O detector de superfície (conjunto de tanques Cherenkov) mede as densidades de partículas em distâncias afastadas do centro do CAE, onde elas são extremamente baixas em comparação com a densidade em regiões próximas ao núcleo do chuveiro. O objetivo de um método de *thinning* é, portanto, reduzir o número de partículas rastreadas no núcleo do chuveiro e acompanhar as partículas que atingem o solo em outras regiões. Com um detector de fluorescência é possível estimar o número total de partículas no chuveiro. Como a maioria das partículas estão no núcleo do chuveiro, não há necessidade de um rastreamento preciso em regiões fora do núcleo. Infelizmente as exigências impostas pelos dois tipos de detectores as torna mutuamente excludentes. O primeiro algoritmo para o método de *thinning* foi introduzido por Hillas [158] e é baseado apenas nas energias das partículas. Esse é adequado para reconstruir o núcleo do chuveiro, mas não é otimizado para regiões afastadas do núcleo do CAE.

Então, como o método de *thinning* seleciona apenas um representativo sub-conjunto de partículas a ser seguido, descartando todas as outras, as partículas seguidas adquirem pesos estatísticos para compensar a energia das partículas descartadas. Esse procedimento acelera significativamente a simulação e reduz o tamanho do arquivo saída de dados do CAE, mas o preço a pagar é o número reduzido de partículas ao nível do solo o que implica maiores flutuações estatísticas Poissonianas. Essas flutuações artificiais são em média de partes do chuveiro, onde, mesmo com *thinning*, muitas partículas são selecionadas (por exemplo, no núcleo do chuveiro), mas na parte externa ao núcleo, onde as densidades das partículas são pequenas, as flutuações artificiais representam um sério problema.

Com o estudo de CAEs, ficou demonstrado que o *thinning* deve ser baseado na energia das partículas [159].

5.1.1 Thinning estatístico

O *thinning* é realizado após cada interação das partículas de um CAE, em que novas partículas são produzidas. O chuveiro inicia com a partícula cósmica primária tendo um peso de valor 1. Cada partícula no vértice é selecionada para continuar sendo rastreada somente com uma certa probabilidade F_i , chamado de fator de aceitação. Os pesos $w_i = w'_i/F_i$ são atribuídos às partículas aceitas na seleção para explicar as não monitoradas, sendo w'_i o peso da partícula que incide no vértice, a partícula “mãe” ($w'_1 = 1$, peso do primário). O esquema estatístico do método de *thinning* é mostrado na figura 5.2.

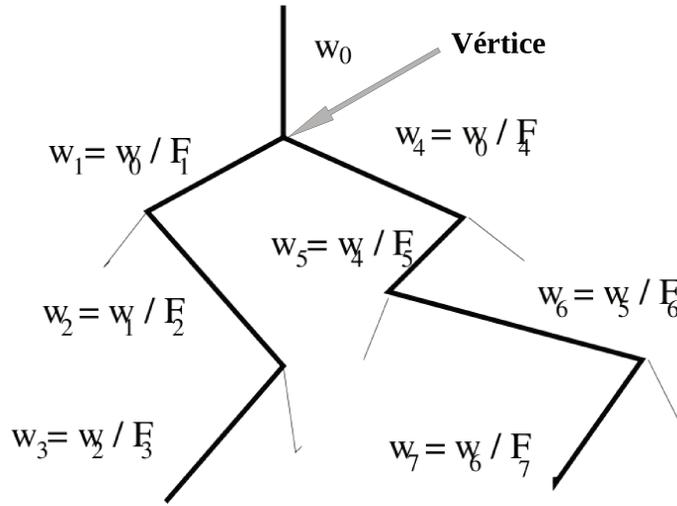


Figura 5.2: Esquema do método de *thinning*. Pesos são atribuídos às partículas selecionadas (partículas rastreadas representadas pelas linhas em negrito) para contabilizar as partículas não monitoradas [36].

De forma a conservar a energia em cada vértice de interação, os fatores de aceitação são escolhidos tais que

$$F_i(E_i) = \begin{cases} 1, & \text{se } E_i > E_{thin}, \\ \frac{E_i}{\sum_k E_k}, & \text{para qualquer outro valor} \end{cases} \quad (5.1)$$

onde E_i é a energia da partícula a ser rastreada e E_{thin} é a energia limiar de *thinning* para a seleção da amostragem de partículas. Partículas com energia acima desse valor não sofrem *thinning*, essas devem ser aceitas incondicionalmente para evitar um novo aumento seus pesos. O número de partículas rastreadas, e conseqüentemente, o tempo de computação de CPU (t_{CPU}) depende quase que linearmente da razão $\epsilon_{thin} = E_{thin}/E_0$, o chamado nível de *thinning*, onde E_0 é a energia da partícula primária cósmica incidente.

Embora as probabilidades para aceitação de partículas sejam semelhantes, existem duas grandes diferenças entre o *thinning* estatístico e de Hillas. No método segundo Hillas exatamente uma partícula é selecionada para prosseguir o rastreamento em cada vértice, enquanto segundo o método estatístico cada partícula passa por um teste aleatório. A outra diferença é na manipulação de vértices, onde há algumas partículas com energias acima e abaixo da energia E_{thin} . No método original de Hillas, nenhum *thinning* era realizado em vértices que tinham partículas com energias acima de E_{thin} . Nos códigos mais novos de simulação, tais como *AIRES* e *CORSIKA*, existem maneiras diferentes de lidar com tais vértices para aumentar o desempenho.

5.1.2 Thinning no CORSIKA

O *thinning* é normalmente especificado por um nível de *thinning* ϵ_{thin} e por um peso máximo, w_{max} , que impede que os pesos das partículas se tornem grande demais. Ambos fatores, ϵ_{thin} e w_{max} geralmente são escolhidos de maneira diferente para partículas eletromagnéticas, hádrons e múons, para que possa refletir a diferença dos números de cada tipo de partículas em um chuveiro. Na figura 5.3 é possível observar os efeitos de *thinning* em uma simulação de um CAE de primário de próton a 10^{18} eV para 4 diferentes níveis de *thinning*.

No *CORSIKA*, a decisão de em que ponto do desenvolvimento do chuveiro o procedimento de *thinning* vai começar, e dado pelo nível de energia de *thinning*, que é usualmente expresso em função do fator de $\epsilon_{thin} = E_{thin}/E_0$, onde E_0 é a energia do primário. Nesse *software*, o processo procede como em um *thinning* estatístico com algumas modificações. Como dito anteriormente, a seleção da partícula no vértice de interação é a grande diferença entre os métodos de *thinning* de Hillas e o estatístico segundo novos softwares de simulação como o *CORSIKA*. Nesse código a seleção é realizada de 4 diferentes maneiras [37], que estão apresentadas nos esquemas da figura 5.4. Resultados mostram que esse tipo de abordagem seleciona muitas partículas de baixas energias para serem monitoradas. Cada partícula é selecionada segundo sua probabilidade de sobrevivência, seu fator de aceitação p_i . Após passar pelo processo de seleção, o peso dessa partícula é aumentada por um fator de peso $w_i = 1/p_i$. Esse primeiro estágio (a) do desenvolvimento do CAE tem sido utilizado na versão 5.20 do *CORSIKA*.

Dependendo da soma das energias dessas “*i*” partículas secundárias com $E_i < E_{thin}$, a probabilidade de sobrevivência (ou fator de aceitação) das partículas é calculada por

$$p_i = \begin{cases} \frac{E_i}{\sum_i E_i} & \text{para } \sum_i E_i < E_{thin} \\ \frac{E_i}{E_{thin}} & \text{para } \sum_i E_i \geq E_{thin} \end{cases} \quad (5.2)$$

Para $\sum_i E_i \geq E_{thin}$, o somatório de todos os p_i resulta em $\sum p_i > 1$, indicando que, eventualmente, mais de um secundário é mantido para tratamento seguinte no desenvolvimento do CAE. Esse caso está representado pela figura 5.4(b). Uma forma especial do caso (b) ocorre principalmente na cascata eletromagnética, onde apenas duas partículas emergem de uma interação, caso mostrado na figura 5.4(c). Nesse caso, a partícula de entrada carrega uma energia $E > E_{thin}$, enquanto ambas secundárias seguem com energia abaixo do limiar E_{thin} . Novamente uma partícula é mantida, enquanto a chance p_j de manter também a outra secundária é dada por

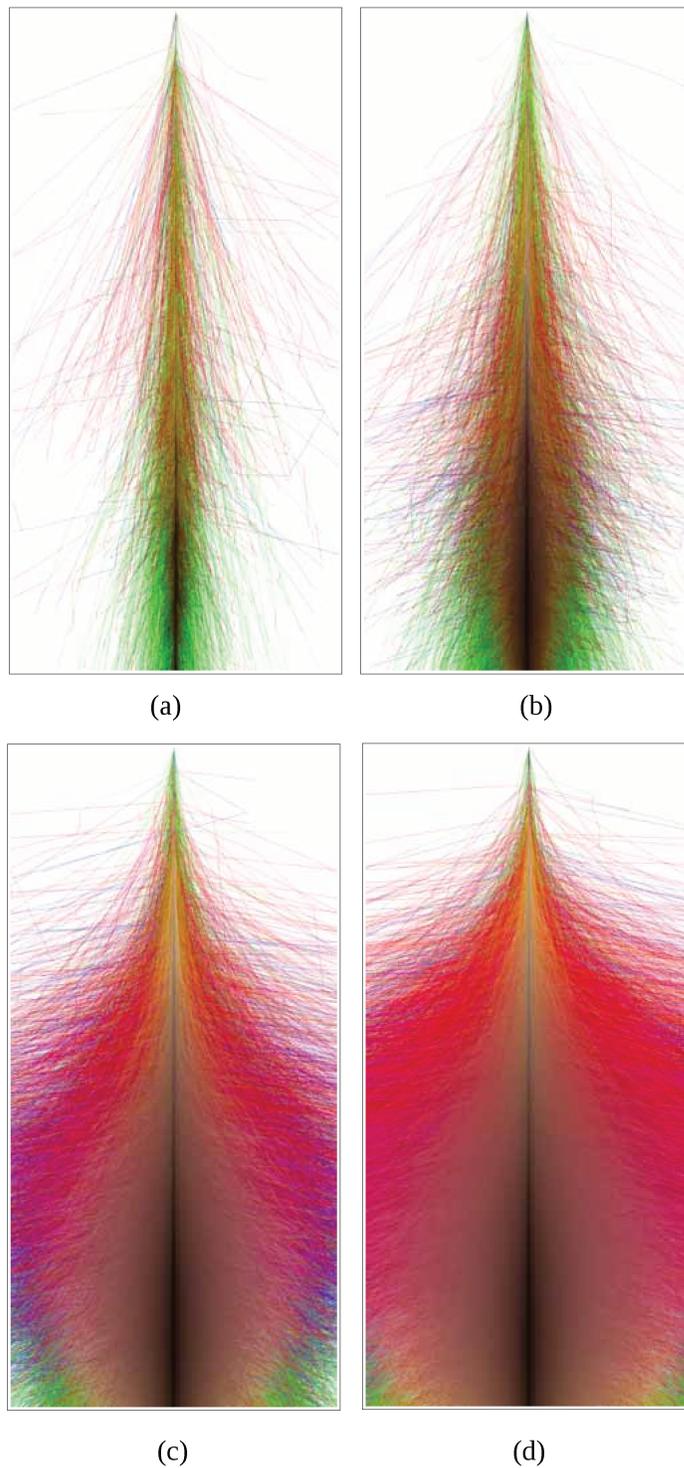


Figura 5.3: Visualização da simulação de um chuva de próton vertical de 10^{18} eV com *CORSIKA* com diversos níveis de *thinning*. Os traços vermelhos correspondem aos elétrons, pósitrons e gammas; traços verdes correspondem aos múons; e e faixas azuis denotam hádrons. As cores são mistas (compostas), e não simplesmente pintados os traços em cima uns dos outros. A escala de cores é logarítmica, cores mais escuras correspondentes à densidade de partículas mais alta. As escalas de eixos são de 10 km na horizontal e 30 km na direção vertical. Em (a) o nível de *thinning* para componente eletromagnética $\epsilon_{thin}^{el} = 10^{-1}$; em (b) $\epsilon_{thin}^{el} = 10^{-3}$; em (c) $\epsilon_{thin}^{el} = 10^{-5}$; e em (d) $\epsilon_{thin}^{el} = 10^{-6}$. Figuras retiradas de [35].

$$p_j = \sum_i p_i - 1 = \frac{\sum_i E_i}{E_{thin} - 1} > 0 \quad \text{tal que} \quad \sum_i E_i > E_{thin} \quad . \quad (5.3)$$

Um caso adicional variante do caso (b) é mostrado na figura 5.4(d). Esse caso (d) ocorre frequentemente em processos *Bremsstrahlung*. O elétron ou o pósitron mantém a maior parte da energia de entrada $E > E_{thin}$, enquanto um fóton de baixa energia é irradiado. A probabilidade p para manter o fóton no desenvolvimento da cascata é dada pela razão entre sua energia e a energia do nível de *thinning*

$$p = \frac{E_{foton}}{E_{thin}}. \quad (5.4)$$

Todos os casos apresentados na figura 5.4 são realizados sucessivamente dentro do *CORSIKA*, cada um contribuindo para a melhoria da velocidade da simulação. Os resultados de ganho em simulação obtidos com os diversos estágios de desenvolvimento dos CAE para cada tipo de componente com o *CORSIKA* podem ser vistos em [37].

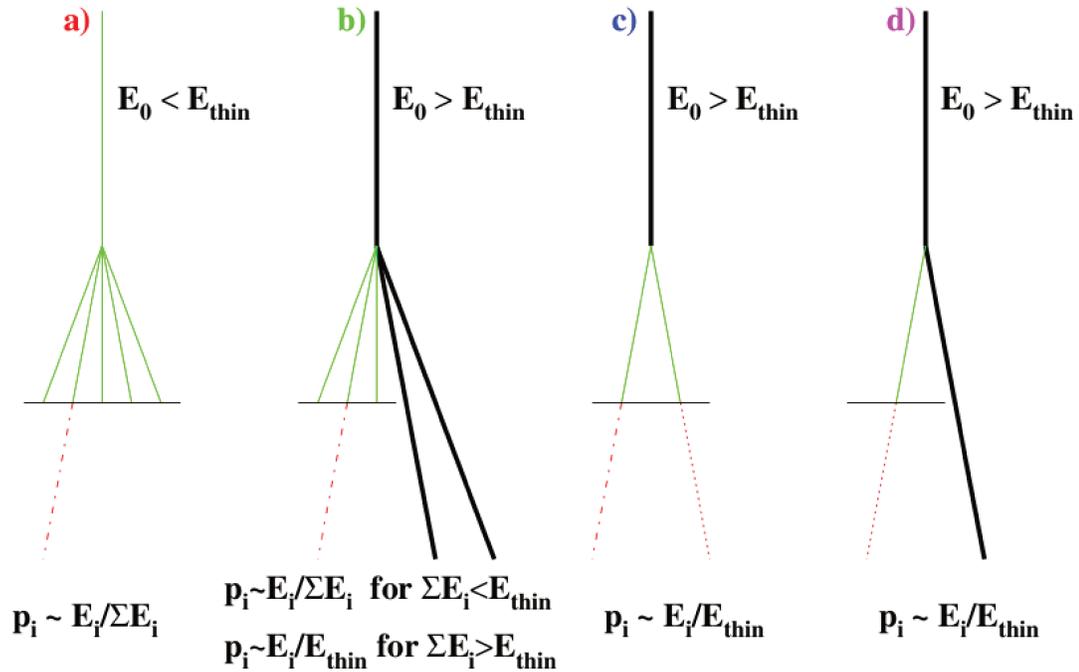


Figura 5.4: Os vários estágios de desenvolvimento da seleção de amostragem de *thinning* no *CORSIKA*. A linha horizontal abaixo do vértice simboliza o algoritmo de amostragem de seleção, que permite apenas as partículas selecionadas sigam no desenvolvimento do CAE e descarta as outras. O somatório, nos casos a) e b) é executado sempre sobre todas as “*i*” partículas secundária com $E_i < E_{thin}$. Partículas com $E > E_{thin}$ são representados pelas linhas sólidas mais grossas, e as partículas selecionadas pelo procedimento de *thinning* são dadas por linhas tracejadas-pontilhadas e pontilhada. Figura retirada de [37].

O fator mais importante em um *thinning* é o nível de energia abaixo do qual o esse processo começa a ser ativado. Em geral, a redução do nível de *thinning* causa um acréscimo no tempo de CPU e também no número de partículas que atingem o nível do detector. No entanto, o ganho em tempo de CPU e a redução de armazenamento de dados requerida com o aumento do nível de *thinning* é desfavorecido com um aumento na incerteza de quantidades observáveis importantes.

Para o nível de *thinning* reduzido a um fator $\epsilon_{thin} \approx 10^{-7}$, as flutuações adicionais resultantes do processo de *thinning* tornam-se extremamente pequenas ao ponto de serem dominadas por flutuações inerentes em processos estatísticos de desenvolvimento de CAEs sempre presentes mesmo sem aplicações de técnicas de *thinning*. Reduções maiores nos níveis de *thinning* abaixo de $\epsilon_{thin} < 10^{-7}$ traz apenas melhorias pouco significativas nas incertezas estatísticas, no entanto, um esforço pouco válido já que necessitará de um acréscimo significativo em tempo de CPU e em disco para o armazenamento dos dados das partículas.

Os chuveiros usados nesse trabalho e nos trabalhos [153] e [40] foram simulados no *CORSIKA*, os níveis de *thinning* usados foram de 10^{-7} , tanto para a componente hadrônica quanto para a eletromagnética. Esse valor nos permite garantir menores incertezas nos resultados obtidos.

5.2 Unthinning

Com o conjunto de detecção híbrida do OPA, o desenvolvimento longitudinal é registrado pelo conjunto de detectores de luz de fluorescência, que observa a maior parte das partículas ao longo do eixo do chuveiro, enquanto o conjunto de detecção de superfície, formado pelos módulos detectores de luz Cherenkov, observam a distribuição lateral das partículas no solo. Como dito anteriormente, o *thinning* não causa grandes problemas nas simulações de fluorescência, no entanto as simulações de superfície são muito sensíveis a esse método.

O conjunto de detectores de superfície registram sinais até um limiar de detecção de energia depositada por tanque de 0,75 GeV, correspondendo em média a 3 múons verticais ou 75 fótons. Assim, em cada registro de chuveiro haverá diversos tanques disparados, a grandes distâncias do eixo, registrando os baixos sinais das poucas partículas nessas regiões. O *thinning* remove muitas dessas partículas, acarretando assim, em significativos efeitos nos sinais simulados. Porém as simulações devem também reproduzir esses baixos sinais nos tanques. Além disso, não é simples calcular uma resposta realista dos detectores para partículas que carregam grandes pesos. Portanto, as efetivas partículas processadas nas simulações de detectores devem ser reamostradas a partir das partículas disponíveis que sofreram *thinning*.

A reamostragem ou o chamado procedimento de “*unthinning*” para superar este problema foi proposta por Billoir em [38]. Nesse trabalho ele descreve o método de *sampling* para regenerar esse número de partículas que atinge o detector com seus respectivos pesos.

Devido ao processo de *thinning*, é necessário realizar algum tipo de suavização na densidade de partículas no solo em torno das posições de cada tanque, já que essas estão superestimadas pelos pesos adquiridos durante o procedimento. Essas densidades dependem principalmente, como já visto, da distância ao eixo do chuveiro, assim como da distribuição azimutal angular das partículas, da estrutura temporal de chegada e da posição de chegada da partículas, existindo correlações entre as diferentes variáveis que descrevem o fluxo de partículas. Portanto, a parametrização da distribuição de partículas em um espaço multidimensional é uma tarefa complicada.

Para isso, Billoir desenvolveu o método *sampling* local para reamostragem das partículas, onde todas as partículas no solo dentro de uma zona de reamostragem em torno de uma determinada estação detectora (tanque Cherenkov) são selecionadas para o procedimento de *unthinning*. As partículas selecionadas têm seus respectivos pesos multiplicados por uma razão de reamostragem (*Área do detector/Área de reamostragem*), seus tempos de chegada deslocados em um pequeno intervalo para que mantenham o mesmo atraso com respeito ao plano frontal do chuveiro, e a energia e direção são mantidas inalteradas. Com isso, a partir dessa amostra renormalizada, um conjunto de partículas, agora sem peso, é extraído e randomicamente distribuídos nas paredes e no topo do tanque.

Descreveremos o procedimento considerando um CAE com ângulo azimutal ϕ_{ch} e ângulo zenital θ_{ch} . A zona de reamostragem é definida como uma zona anexada a uma estação para uma distância r_{est} , como mostra o esquema representado na figura 5.5. Com coordenadas cilíndricas (r, Φ, Z) no sistema de coordenadas do CAE, essa zona é definida por

$$\begin{cases} \frac{|r - r_{est}|}{r_{est}} < \delta, \\ |\Phi - \Phi_{est}| < \alpha. \end{cases} \quad (5.5)$$

E sendo essa área de reamostragem definida e projetada no solo como

$$A_{unthin} = \frac{4\alpha\delta r_{est}^2}{\cos\theta_{ch}}. \quad (5.6)$$

No trabalho de Billoir, após realizados estudos, os resultados apontam que para diminuir desvios e as flutuações artificiais, no caso de chuveiros inclinados, os valores de δ e α devem ser tais que $\delta \simeq 0,15$ e $\alpha < 20^\circ$. O estudo completo desses valores pode ser visto em [35].

selecionada dada pela equação 5.6 e w o peso que a partícula adquiriu quando submetida ao *thinning*. Com isso, a partícula com peso w é regenerada n vezes com uma probabilidade $p(n)$. O ideal é que a escolha do tamanho da área de reamostragem seja tal que as partículas tenham a probabilidade de regeneração de 0 ou 1 vez.

O seguinte passo do procedimento de *unthinning* é o deslocamento no tempo de chegada das partículas. Para isso, é realizada uma distribuição uniforme aleatória da posição de entrada da partícula na área do detector A_{det} , dada pelas coordenadas $(x_{det}, y_{det}, z_{det})$. Logo, o tempo de chegada das partículas no solo na posição $(x, y, 0)$ é deslocado de um intervalo dado por

$$\delta t = \frac{\text{sen}\theta_{ch} [\cos\phi_{ch}(x - x_{det}) + \text{sen}\phi_{ch}(y - y_{det})] - \cos\theta_{ch}z_{det}}{c}. \quad (5.9)$$

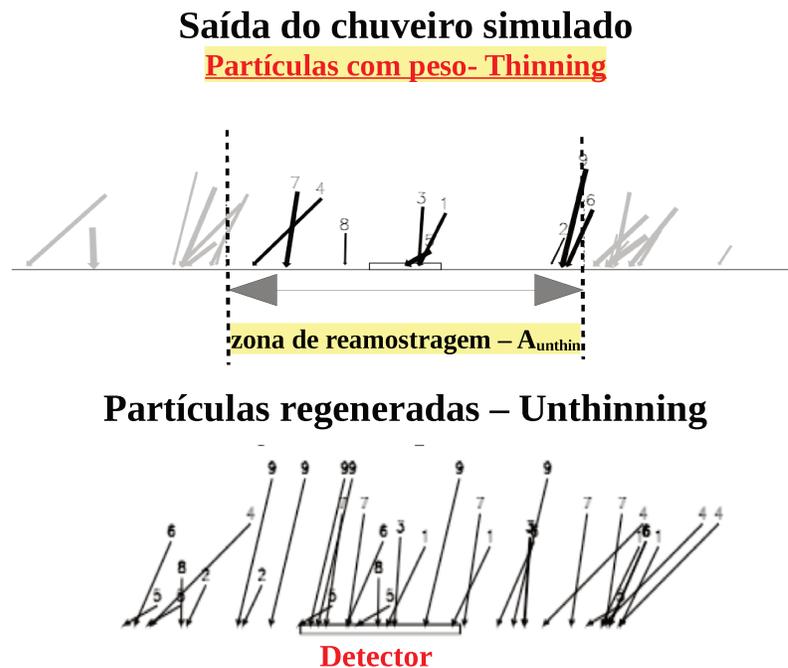


Figura 5.6: Esquema do unthinning. Os números identificam os pesos das partículas.

Em nosso presente estudo, usamos o tamanho da área do detector igual o tamanho da área usada por Müller em seu estudo de parametrização de sinal depositado pelas partículas em tanques Cherenkov, correspondente a $A_{det} = 36,0 \text{ m}^2$. Os valores dos desvios $\delta = 0,15$ e $\alpha = 0,15$, foram escolhidos de forma a manter um nível aceitável (poucos por cento) de flutuações e desvios dos valores médios das distribuições angular e de energia do CAE.

5.3 Método *Jump*

Nos chuueiros atmosféricos as componentes eletromagnética e hadrônica se desenvolvem de modo bastante complexo. Ao nível do solo, as partículas detectadas pelos tanques Cherenkov, são essencialmente uma mistura de fótons e elétrons, da componente eletromagnética, e múons, da componente muônica. A contribuição relativa da componente eletromagnética e muônica de um chuueiro no nível do solo depende do estágio de desenvolvimento e da distância radial. Assim, para um dado estágio de desenvolvimento e uma distância radial fixa, como vimos na subseção 2.5.1 do capítulo 2, um chuueiro de primário de ferro pode induzir 40% mais de múons do que um primário de próton de mesma energia. Com isso, identificar e medir a contribuição relativa da parte muônica dos chuueiros nos sinais registrados é de extrema importância para identificar a natureza do primário.

Como já visto na subseção 3.2.4 do capítulo 3, um dos parâmetros mais sensíveis à composição de massa dos raios cósmicos é o conteúdo muônico de um CAE. O OPA têm capacidade de medir o número de múons em um evento cósmico usando o detector de superfície composto de tanques Cherenkov. Os sinais registrados pelos FADCs nos tanques Cherenkov mostram uma estrutura temporal característica do qual o sinal de um múon pode ser observado. O método *Muon Jump* [39] [160] é um método desenvolvido para estimar o número de múons baseado na derivada dos sinais registrados em FADCs, em que valores altos, como saltos nos sinais registrados, indicam sinais muônicos. Com a distribuição das derivadas dos sinais em bins temporais, pode ser possível extrair o número de múons em um intervalo radial apropriado, para um primário de energia e ângulo zenital definido.

Análises e resultados de estudos de composição de massa usando o método do *Muon Jump* em dados do observatório Auger podem ser vistos em [160].

5.3.1 Definição do conceito de Muon Jump

Um possível método para estimar o número de múons é usar a estrutura temporal detalhada dos sinais Cherenkov nos tanques, sinais esses relacionados ao comprimento da trajetória da partícula na água e digitalizados nos FADCs em bins temporais de 25 ns. Os múons induzem picos nos sinais, enquanto a componente eletromagnética produz um sinal contínuo formado de pequenos picos. A contribuição relativa entre os sinais dos picos dos múons e o contínuo eletromagnético mais espalhado temporalmente depende da distância radial ao eixo do CAE, mesmo sendo os múons muito menos abundantes do que os fótons e elétrons (exceto à distâncias maiores que 800 m do chuveiro). A figura 5.7 mostra a resposta em contagem no FADC (sinais médios) em bins temporais de 25 ns para as componentes eletromagnética e muônica de chuveiros com primários verticais de próton e ferro, com energias de 10^{19} eV e simuladas com o aplicativo *Offline* [161]. A média do sinal foram estimadas de tanques entre 800 m e 1600 m em relação ao eixo dos chuveiros. Os chuveiros foram simulados com o *CORSIKA* usando os modelos de interações hadrônicas *QGSJet* e *GHEISHA*, e os sinais foram obtidos fazendo a convolução entre essas distribuições das componentes e da resposta do detector, usando o programa *SDSim*¹. Nessa figura pode-se notar os primeiros sinais a serem registrados são sinais muônicos, enquanto o sinal componente eletromagnética domina a parte final. Como esperado, o primeiro pico devido à múons, é maior para o ferro que para prótons.

Dessa forma, as derivadas de sinais $v(i)$ (*jumps*) em relação aos bins temporais t_i são definidas como

$$v(i) = \Delta V(t_i) = V(t_{i+1}) - V(t_i), \quad (5.10)$$

onde $V(t_i)$ é o sinal registrado no bin t_i expresso em unidades pico *VEM* e a diferença de tempo $\delta t = t_{i+1} - t_i = 25$ ns (o período de amostragem do FADC).

A figura 5.8 mostra a distribuição das derivadas dos sinais, $\frac{dN}{dv}$ simulada com o aplicativo *Offline*, de 70 chuveiros de ferro, com energias de 10^{19} eV (cada chuveiro simulado 10 vezes e usando o *CORSIKA*). A distribuição das derivadas do sinal total (soma das componentes muônica e eletromagnética) exibe uma clara elevação, induzida essencialmente pela componente muônica. Para essas distribuições foi usado o *SDSim* [162] para a simulação do detector de superfície. Os sinais médios presentes nas figuras foram registrados por 2400 estações localizadas entre 800 m e 1600 m dos eixos dos CAEs.

¹*SDSim* é um programa que simula de forma rápida a resposta das partículas de um chuveiro incidindo na água de um detector Cherenkov [162].

Assumindo que a distribuição de *jumps* total seja a soma das distribuições de *jumps* das componentes eletromagnética e muônica, tem-se que [39]

$$\frac{dN}{dv} = \left(\frac{dN}{dv}\right)_{\mu} + \left(\frac{dN}{dv}\right)_{el} . \tag{5.11}$$

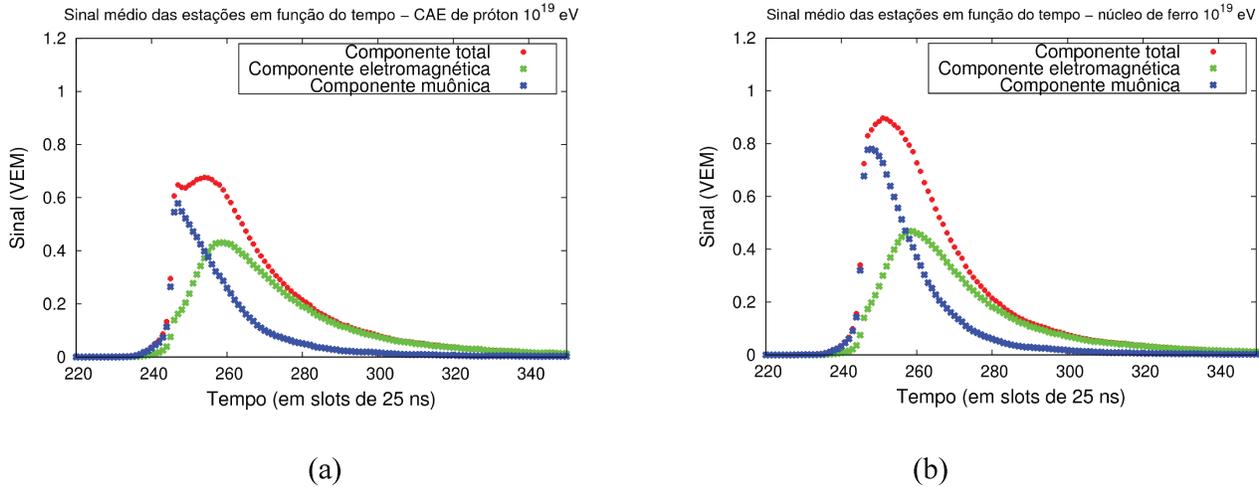


Figura 5.7: Distribuição dos sinais médios totais e das componentes dos chuveiros de próton (a) e ferro (b), detectados em tanques Cherenkov espalhados a distâncias radiais entre 800 m e 1600 m dos eixos dos CAES. Esses sinais estão registrados em bins de 25 ns, conforme a amostragem dos FADC.

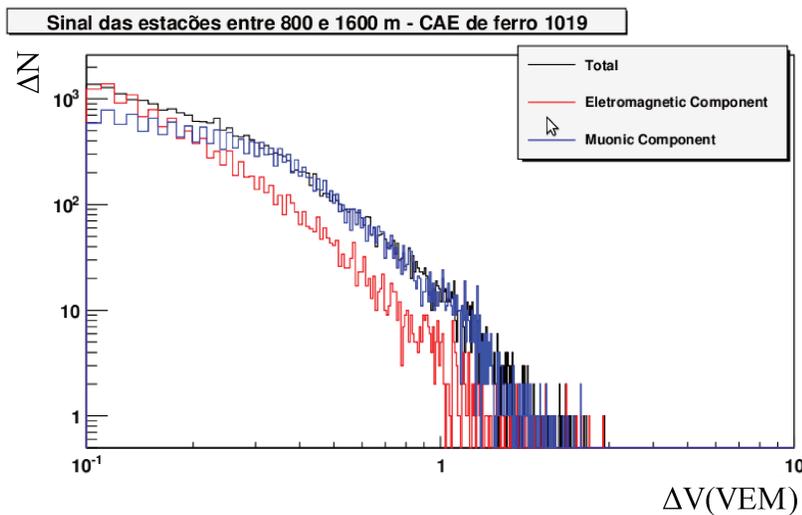


Figura 5.8: Distribuições das derivadas dos sinais das componentes de 70 chuveiros simulados de ferro, com energia de 10^{19} eV à 45° , medidos sobre 2400 estações distribuídas entre 800 m e 1600 m dos eixos dos chuveiros.

A relação 5.11 é uma boa aproximação apenas quando o efeito de acúmulo de partículas em bins temporais (especialmente múons) não é muito forte. Próximo ao núcleo do chuveiro, onde a densidade de partículas é alta, a relação 5.11 não é mais válida.

5.3.2 Estimador do número de múons

A idéia principal proposta em [39] de usar a distribuição de *jumps* para estimar o número de múons registrados em módulos Cherenkov é relacionar a área abaixo da curva de distribuição $\frac{dN}{dv}$ acima de um corte limite de *jump* de sinal v_{th} . Ou seja, definir estimadores dos tipos

$$\begin{cases} N_{\mu}^{(a)} \propto \sum_{v_{th}}^{\infty} \left(\frac{dN}{dv}\right) dv, \\ N_{\mu}^{(b)} \propto \sum_{v_{th}}^{\infty} v \left(\frac{dN}{dv}\right) dv. \end{cases} \quad (5.12)$$

A primeira definição de estimador de número de múons, $N_{\mu}^{(a)}$ tem boa validade a distâncias radiais grandes, onde os picos de múons são individualmente distinguíveis nos traços FADC. No entanto, a pequenas distâncias os picos de múons podem se aglomerar nos bins do FADC, e sendo assim contabilizado apenas um único múon. Esse estimador é também ineficiente a médias distâncias radiais dos eixos dos CAEs. Com isso, surge a necessidade de definir um estimador que possa contabilizar os “pesos” das derivadas a pequenas e médias distâncias radiais. Para isso, o estimador $N_{\mu}^{(b)}$ foi definido. O conceito desse estimador é ponderar a distribuição $\frac{dN}{dv}$ pelo valor $v(i)$ das derivadas (*jumps*). Dessa forma, quando N múons incidirem no mesmo bin temporal do FADC, a derivada de sinal irá contribuir com um número $\langle N \rangle$. Para grandes distâncias, ambos estimadores, $N_{\mu}^{(a)}$ e $N_{\mu}^{(b)}$, são equivalentes.

Logo, usa-se a relação seguinte para relacionar a distribuição $\frac{dN}{dv}$ com um estimador experimental $J(v_{th})$ calculado para cada estação a cada evento, dado por

$$J(v_{th}) = \sum_{v > v_{th}}^{\infty} v \left(\frac{dN}{dv}\right) dv = \sum_{v > v_{th}}^{\infty} v \Delta N = \sum_{v > v_{th}; t_i, ADCbin}^{\infty} v(t_i). \quad (5.13)$$

Esse estimador é a soma das derivadas de sinais ponderadas induzidas pela componente muônica e derivadas de sinais ponderadas induzidos pela componente eletromagnética acima de um limiar v_{th} , tal que

$$J(v_{th}) = N_{\mu}(v > v_{th}) \times \langle v \rangle_{\mu}(v > v_{th}) + N_{ele}(v > v_{th}) \times \langle v \rangle_{ele}(v > v_{th}), \quad (5.14)$$

onde $N_{\mu}(v > v_{th})$ é o número de múons com *jumps* $v > v_{th}$, $N_{ele}(v > v_{th})$ é o sinal eletromagnético em *VEM* com *jumps* $v > v_{th}$, $\langle v \rangle_{\mu}(v > v_{th})$ e $\langle v \rangle_{ele}(v > v_{th})$ são os valores médios de *jumps* para múons e para o volume de partículas eletromagnéticas com *jumps* acima do limiar

v_{th} , respectivamente.

O estimador *jump* ainda pode ser escrito de forma simples como

$$J(v_{th}) = N_{\mu} \times \epsilon_{\mu}(v > v_{th}) + N_{ele} \times C_{ele}(v_{th}), \quad (5.15)$$

onde $\epsilon_{\mu}(v_{th})$ é considerado como uma eficiente seleção de múons e C_{ele} como uma contaminação eletromagnética, ambos em unidade *VEM*.

Considerando v_{th} como um valor de limiar que apresenta uma boa separação das componentes eletromagnética e muônica, então podemos definir o número de múons estimado em cada módulo Cherenkov como

$$N_{\mu} = \alpha(E, r, \theta) \times J(v_{th}), \quad (5.16)$$

onde o fator $\alpha(E, r, \theta)$ quantifica a magnitude de correção do estimador com relação ao número de múons.

Segundo [39], o fator $\alpha(E, r, \theta)$ é igual ao produto de dois termos, sendo o primeiro um fator $\frac{1}{\epsilon_{\mu}(v_{th})}$ para corrigir o cálculo do N_{μ} do estimador $J(v_{th})$ para uma seleção eficiente de múons devido ao corte v_{th} . Já o segundo termo aplica uma correção média da contaminação eletromagnética no estimador $J(v_{th})$. Todo o cálculo para chegar a esse valor do fator $\alpha(E, r, \theta)$ pode ser visto na referência citada.

Dessa forma, o número de múons em um detector de superfície (um conjunto de módulos Cherenkov) pode ser estimado como

$$N_{\mu}^{est} = \eta(E, r, \theta) \times \sum_{v > v_{th}; t_i, ADCbin}^{\infty} v(t_i), \quad (5.17)$$

Em [39] e [160], o valor desse fator de correção η para o número de múons corresponde a 1,4 com um limiar de corte das distribuições das derivadas de $v_{th} = 0,5$ VEM para grandes distâncias do eixo do chuveiro ($r > 1800$ m).

5.3.3 Filtros nos perfis dos sinais nos FADCs

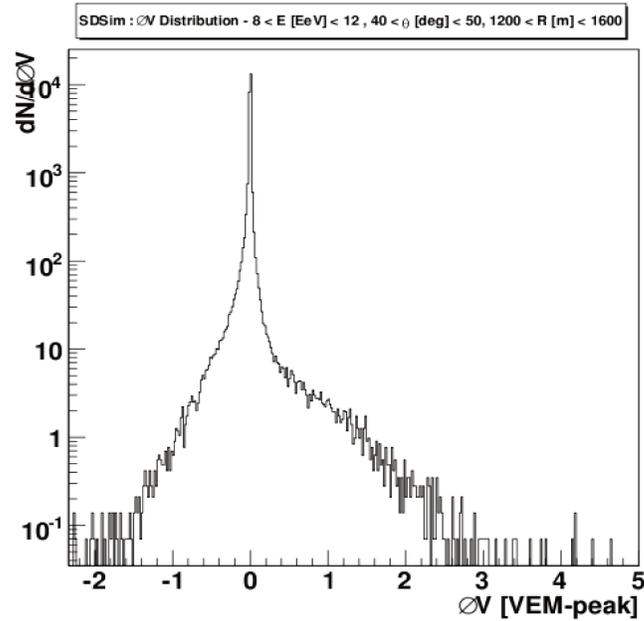
Além de explorar os característicos perfis das distribuições das derivadas dos sinais das componentes muônica e eletromagnética, vamos fazer uma abordagem complementar ao método das derivadas. A partir das distribuições de sinais registrados nos FADCs, usaremos filtros em sinais para selecionar as derivadas das componentes muônicas e identificar derivadas dos sinais de múons consecutivos que não podem ser selecionadas usando simplesmente o método dos *jumps*.

Um estimador de número de múons eficiente, necessita de um valor limiar de corte em sinal que separe as derivadas dos sinais provenientes de múons, das derivadas dos sinais de elétrons (equação 5.13). Esse valor foi definido na subseção anterior como v_{th} , o valor que oferece uma boa separação das derivadas dos sinais das componentes eletromagnética e muônica. Esse valor de corte em sinal é um tipo de filtro usado para selecionar e separar as pequenas derivadas dos sinais eletromagnético, já que esses apresentam um perfil em sinal contínuo temporalmente, das derivadas maiores induzidas pelos sinais de múons. Em nossa metodologia de análise de separação das derivadas dos sinais das componentes dos chuveiros, iremos definir esse filtro como ΔV_l .

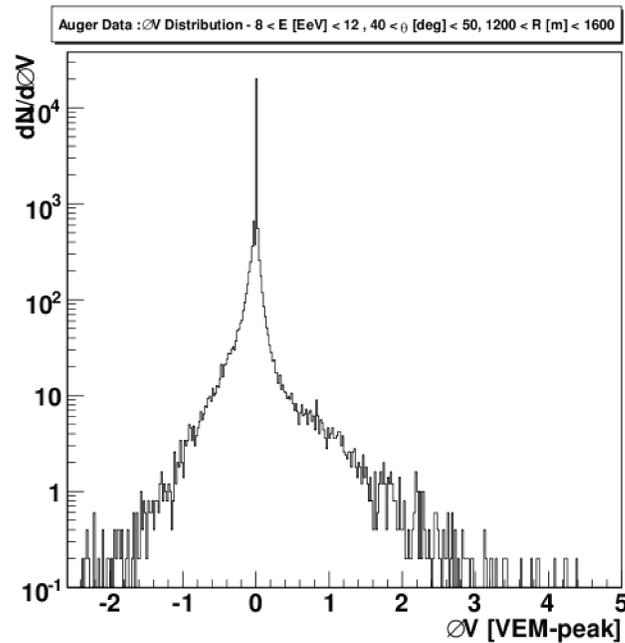
Com a definição da equação 5.10, caso o sinal no bin t_{i+1} for maior que o sinal registrado no bin t_i , a derivada $\Delta V(t_i) < 0$. Dessa forma, veremos uma distribuição de derivadas totais dos sinais com valores positivos e negativos, como mostra a figura 5.9 retirada de [39]. O perfil de distribuição total das derivadas dos sinais não se apresenta de forma simétrica, assim como pode ser observada na figura. Com isso, o valor do filtro ΔV_l pode ser diferente para selecionar derivadas positivas, ΔV_l^+ , e derivadas negativas, ΔV_l^- . Essa característica não é explorada no método do *Muon Jump* original, desenvolvido por [39]. Porém no método de filtros que propomos, segundo análises do Dr. Márcio Müller, ela será explorada.

No caso de dois sinais de múons consecutivos, o primeiro registrado no bin t_i com sinal $V(t_i)$, e outro no bin t_{i+1} com sinal $V(t_{i+1})$, em que a derivada do sinal entre esses seja tal que $\Delta V(t_i) < \Delta V_l^+$ (caso a derivada seja positiva com $v(t_{i+1}) > v(t_i)$) ou $\Delta V(t_i) > \Delta V_l^-$ (no caso de derivada negativa com $v(t_{i+1}) < v(t_i)$), a segunda derivada do sinal devido ao segundo múon não seria selecionada usando apenas o filtro das derivadas dos sinais.

Como múons induzem em média maiores sinais nos bins dos FADCs, foi proposto uma espécie de um segundo filtro para que em casos de múons consecutivos, esses sinais possam ser identificados.



(a)



(b)

Figura 5.9: (a) Distribuição das derivadas dos sinais das componentes de um chuveiro simulado de primário próton, com energia de 10^{19} eV e ângulo de incidência zenital de 45° , medidos sobre 718 estações distribuídas entre 1200 m e 1600 m. A assimetria da distribuição é induzida pela componente muônica. (b) Distribuição total das derivadas dos sinais de dados de eventos do OPA, com energias entre 8 EeV e 12 EeV, ângulos de incidências zenitais entre 40° e 50° , medidos sobre 521 estações distribuídas entre 1200 m e 1600 m. Figuras retiradas de [39].

Após essa primeira seleção baseada em um corte ΔV_l^\pm nas distribuições das derivadas, esse segundo filtro é aplicado para selecionar múons consecutivos, cujas derivadas não passaram pela primeira seleção. Nesse caso, aplicamos esse segundo filtro, definido como V_{filter} nos sinais dos bins t_i e t_{i+1} . Dessa forma, a derivada do sinal não selecionado pelo primeiro filtro como derivada proveniente de sinais de múons, será assim selecionada, caso $V(t_i) > V_{filter}$ e $V(t_{i+1}) > V_{filter}$.

A figura 5.10 mostra os casos de seleção de sinais de múons para uma distribuição total de sinais em bins temporais. Qualquer caso diferente dos citados nessa figura, representa a seleção de sinais correspondentes a componente eletromagnética.

Nesse presente trabalho iremos explorar a técnica de separação usando esse conjunto de filtros nas distribuições dos sinais gerados pelas componentes eletromagnética e muônica de frentes de chuviros. Serão realizadas análises dos valores de corte em sinais dos filtros e estudos da contaminação da componente eletromagnética. Em um futuro trabalho, exploraremos os resultados preliminares afim de determinar um estimador geral essa metodologia. A próxima secção apresenta as descrições das análises e resultados obtidos no nosso estudo.

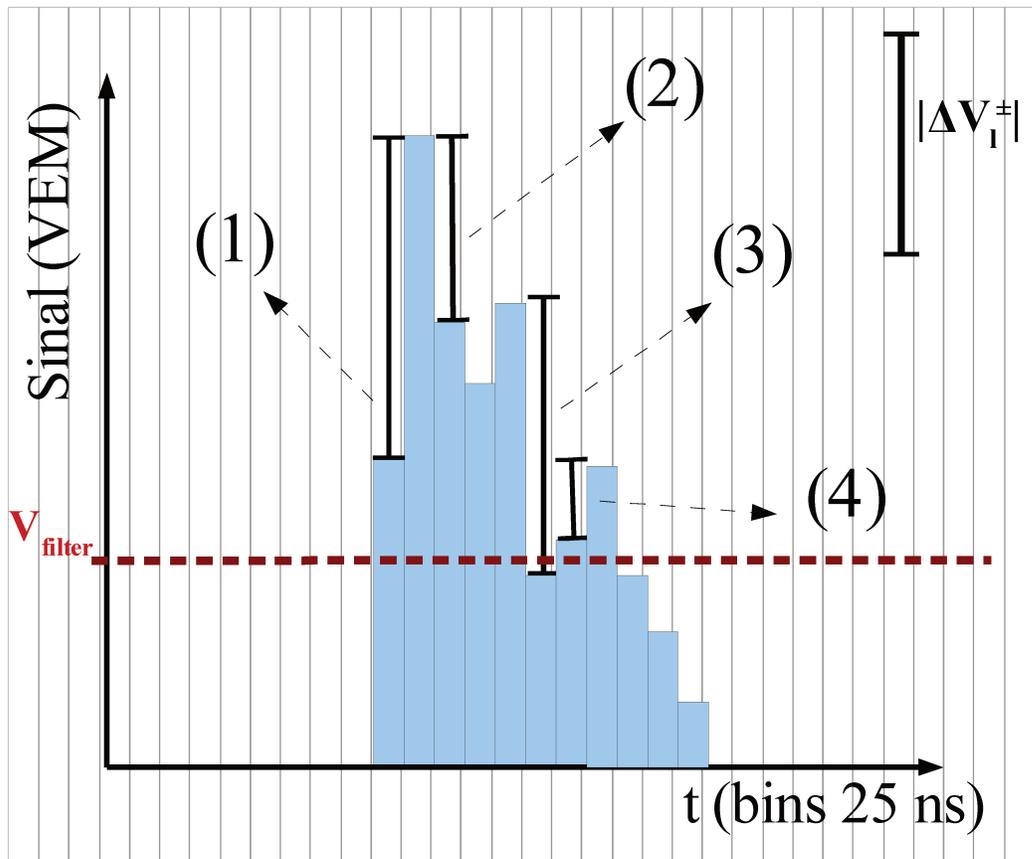


Figura 5.10: Esquema de seleção dos sinais correspondentes a múons nos perfis de distribuição temporal de sinais em FADCs. Os casos citados por número na figura indica as formas possíveis de seleção de derivadas dos sinais totais dos tanques como derivadas referentes a sinais de múons. (1) $\Delta V(t_i) > 0$ e $\Delta V(t_i) > \Delta V_l^+$; (2) $\Delta V(t_i) < 0$, $\Delta V(t_i) > \Delta V_l^-$, $V(t_i) > V_{filter}$ e $V(t_{i+1}) > V_{filter}$; (3) $\Delta V(t_i) < 0$ e $\Delta V(t_i) < \Delta V_l^-$; (4) $\Delta V(t_i) > 0$, $\Delta V(t_i) < \Delta V_l^+$, $V(t_i) > V_{filter}$ e $V(t_{i+1}) > V_{filter}$.

6

Análises e Resultados

Nesse presente capítulo serão apresentados, em sua primeira parte, as análises realizadas para verificação da eficiência do método de separação de componentes com estudos de contaminação da componente eletromagnética na componente muônica. Compararemos nessa seção os sinais gerados por múons e partículas eletromagnéticas em ângulos zenitais e energias discretas.

A segunda parte mostrará análises prévias realizadas em frentes de CAEs usando o método de separação de filtros baseado nas distribuições temporais de sinais.

6.1 Eficiência do método de separação e contaminação

6.1.1 Distribuição de energia cinética das partículas

Antes de comparar os sinais discretos gerados por partículas das componentes eletromagnética e muônica dos chuveiros, será realizada uma análise breve das distribuições de energias cinéticas das partículas das frentes dos CAEs. Essa pré-análise permitirá identificar os intervalos de energias que abranjam grande parte das partículas dessas componentes nos CAEs, de forma que possamos a partir disso, estudar a contaminação dos sinais das mesmas.

A figura 6.1 mostra as distribuições de energias cinéticas de múons positivos (a), múons negativos (b), elétrons (c), pósitrons (d) e gamas (e) de 10 chuveiros de primários de núcleos de ferro com energias de 10^{19} eV e ângulos de incidência zenitais de 30° na extensão total do

chuveiro.

Com uma região de interesse pré-selecionada dentro das distâncias radiais de 800 m à 1600 m do eixo do CAE ($S[800,1600]$), reduziremos ainda mais o intervalo de estudo de comparação dos sinais gerados por ambas componentes para observar a eficiência da separação dos sinais. Essa região foi escolhida porque regiões com raio menor que 800 m apresentam grandes concentrações de partículas eletromagnéticas mais energéticas (ver figura 2.15 da secção 2.5.3 do capítulo 2), que resultam em um sinal eletromagnético elevado, de forma que os sinais das componentes eletromagnética e muônica estejam emaranhados. Já as regiões acima de 1600 m apresentam um baixo fluxo de partículas e grandes flutuações estatísticas. Dessa forma, a região $S[800,1600]$ é o intervalo pré-selecionado para todo o estudo de separação de sinais e aplicação do método *jump* presente nesse trabalho.

Com isso, analisaremos as distribuições de energias cinéticas das partículas das componentes eletromagnética e muônica (múons positivos, múons negativos, elétrons, pósitrons e gamas) dentro do intervalo de distribuição radial $S[800,1600]$. Essas distribuições nos permitirá determinar intervalos de energias das partículas com maiores probabilidades de ocorrência nessa região dos chuviros. A figura 6.2 mostra as distribuições de energias de múons positivos (a), múons negativos (b), elétrons (c), pósitrons (c) e gamas (d) na região de 800 m à 1600 m do eixo dos mesmos chuviros presentes na figura 6.1.

Além das distribuições para 10 CAEs de ferro de 10^{19} eV a 30° , foram obtidas análises de distribuições de energias cinéticas das partículas de ambas as componentes dos chuviros, com primários de ferro com energias de 10^{20} eV e ângulos de incidência de 0° , e de partículas de 10 CAEs com primários de prótons com energias de 10^{20} eV e ângulos fixos de 0° e 30° .

Todos os chuviros analisados nessa subsecção foram simulados com o CORSIKA usando os modelos de interações hadrônicas QGSJet (altas energias) e GHEISHA (baixas energias), fator de *thinning* de 10^{-7} , e energias mínimas de corte de 50 MeV para hádrons e múons e 50 keV para elétrons, pósitrons e gamas. As energias cinéticas das partículas foram calculadas com os valores das componentes dos momentos das mesmas fornecidos pelas simulações. As distribuições de energias cinéticas foram ponderadas com os respectivos pesos que cada uma das partículas recebeu durante o processo de *thinning* na simulação.

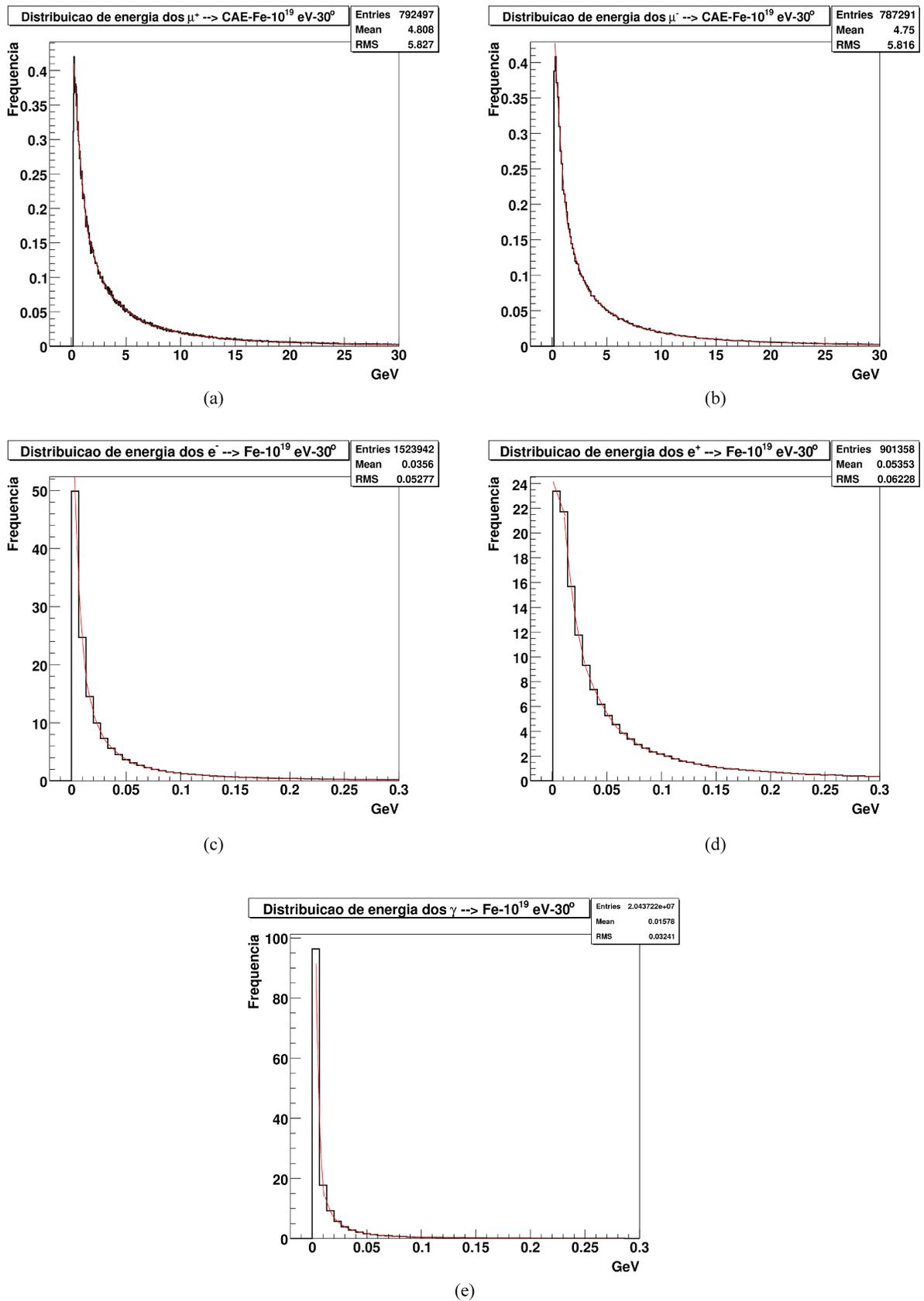


Figura 6.1: Distribuições de energias cinéticas de múons positivos (a), múons negativos (b), elétrons (c), pósitrons (d) e gammas (e) de CAEs de primários de núcleos de ferro com energias de 10^{19} eV e ângulos zenitais de 30° .

Após realizadas as distribuições de energias cinéticas das partículas dos chuviros citados, pode-se verificar que:

- mais de 92,0% dos números de múons positivos e negativos dos chuviros de núcleos de ferro com energias de 10^{19} eV a 30° na região $S[800,1600]$ possuem energias menores que 5 GeV, sendo que nesse intervalo, as energias médias se concentram em torno de 2 GeV para múons.

Para os chuviros com primários de núcleos de ferro com energias de 10^{20} eV a 0° na região $S[800,1600]$, mais de 96,0% dos múons positivos e negativos possuem energias menores que 5 GeV, com energias médias em torno de 1 GeV para múons.

- mais de 96,00% dos números de múons positivos e negativos dos chuviros de primários de prótons com energias de 10^{20} eV a 0° na região $S[800,1600]$ possuem energias menores que 5 GeV, sendo que nesse intervalo, as energias médias se concentram em torno de 1 GeV para múons positivos e negativos.

Para os chuviros com primários de prótons com energias de 10^{20} eV a 30° na região $S[800,1600]$, mais de 95,0% de múons positivos e negativos possuem energias menores que 5 GeV, com energias médias em torno de 2 GeV para múons.

- mais de 94,0% dos elétrons e 85,0% dos pósitrons dos chuviros de núcleos de ferro com energias dos primários de 10^{19} eV a 30° na região $S[800,1600]$ possuem energias menores que 50 MeV, sendo que nesse intervalo de energia, as energias médias se concentram em torno de 25 MeV para elétrons e 35 MeV para pósitrons. Já gamas possuem mais 98,0% de sua distribuição nessa região com energias menores que 50 MeV, e energia média de cerca de 10 MeV.

Para os chuviros com primários de núcleos de ferro com energias de 10^{20} eV a 0° na região $S[800,1600]$, mais de 95,0% dos elétrons e 85,0% dos pósitrons possuem energias menores que 50 MeV, com energias médias em torno de 20 MeV para elétrons e 35 MeV para pósitrons. E gamas com mais de 99,0% de sua distribuição com energias menores que 50 MeV, sendo a energia média de 9 MeV.

- nos chuviros de primários de prótons com energias dos primários de 10^{20} eV a 0° na região $S[800,1600]$, mais de 90,0% dos números de elétrons e 80,0% dos pósitrons possuem energias menores que 50 MeV, sendo que nesse intervalo de energia, as energias médias se concentram em torno de 25 MeV para elétrons e 35 MeV para pósitrons. Já

gammas possuem mais de 99,0% de sua distribuição nessa região com energias menores que 50 MeV, com uma energia média de 9 MeV.

Para os chuviros com primários de prótons com energias de 10^{20} eV a 30° na região $S[800,1600]$, mais de 90,0% dos elétrons e 80% dos pósitrons possuem energias menores que 50 MeV, com energias médias em torno de 25 MeV para os elétrons e 30 MeV para pósitrons. E gammas com 99,0% de sua distribuição com energias menores que 50 MeV, sendo a energia média de 9,0 MeV.

Os resultados acima são estimativas com baixa estatística (apenas 10 chuviros para cada tipo e energia do primário), de forma que eles possam nos fornecer apenas uma base para inferir os resultados de estudos de contaminação de sinais de múons mais relevantes. As variações dos valores das energias médias e distribuições de energias existentes entre elétrons e pósitrons, se deve a essa baixa estatística, já que ambas as partículas estão sujeitas aos mesmos processos de interações. O mesmo acontece com variações existentes entre múons positivos e negativos. Com isso, vamos analisar na subseção a seguir o nível de separação entre os sinais gerados por múons com energias menores que 1 GeV e partículas eletromagnéticas com energias menores que 50 MeV, partículas essas constituintes da maior fração dos chuviros.

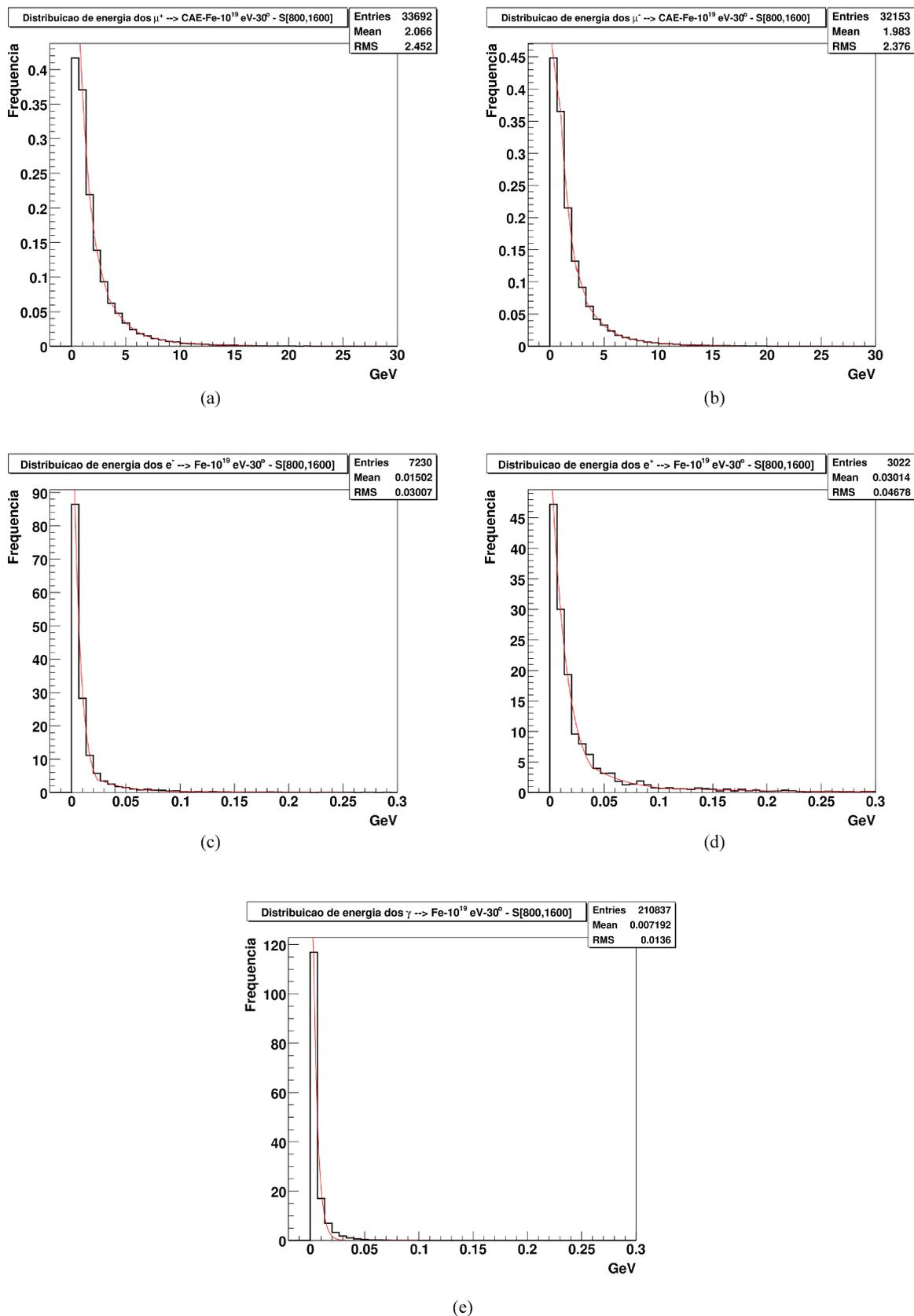


Figura 6.2: Distribuições de energias de múons positivos (a), múons negativos (b), elétrons (c), pósitrons (d) e gammas (e) de CAEs de primários de núcleos de ferro com energias de 10^{19} eV e ângulos zenitais de 30° na região S[800,1600] de distribuição lateral de partículas do chuva.

6.1.2 Sinais gerados pelas componentes eletromagnética e muônica

Usando o aplicativo *tank0Mod* (aplicativo de simulação de tanque Cherenkov descrito na seção 4.4 do capítulo 4) desenvolvido no trabalho [40], foram injetadas em posições aleatórias no topo do tanque Cherenkov elétrons, pósitrons, gamas, múons positivos, múons negativos, com diversas energias e ângulos zenitais de incidências de 0° , 30° e 45° . A partir disso, foram obtidos os números de fotoelétrons gerados por cada partícula ao atravessar o tanque. Para cada tipo de partícula a uma determinada inclinação foram simulados cerca de 1000 a 1500 eventos. Esses conjuntos de simulações para cada caso forneceu curvas de distribuições de fotoelétrons gerados no tanque. A conversão do número de fotoelétrons gerados por um tipo de partícula com determinada energia quando simuladas no *tank0Mod* em sinal correspondente em unidades de *VEM* foi realizada a partir de um espectro de distribuição de fotoelétrons do sinal de 1 *VEM* obtido com simulações de múons com energias de 2 GeV incidindo verticalmente no centro do tanque simulado usando o aplicativo *tank0Mod* (curva estimada do ajuste das distribuições de sinais de cerca de 1000 eventos). O ajuste dessa distribuição de fotoelétrons forneceu uma curva gaussiana com média de 131,59 e desvio padrão de 18,94. Com base na distribuição de fotoelétrons gerados por uma partícula com determinada energia, a conversão é feita a partir de sorteios realizados nesse espectro de sinal.

Com as respostas das simulações de partículas usando o aplicativo *tank0Mod* e sorteios no espectro de sinal em *VEM*, histogramas das distribuições dos sinais das partículas a dadas energias e ângulos de incidências são gerados. A figura 6.3 mostra os sinais gerados por prótons com energias de 500 MeV incidindo verticalmente no tanque (a), píons positivos de 3 GeV incidindo no tanque com ângulo zenital de incidência de 30° (b) e nêutrons de 1 TeV incidindo no tanque a um ângulo zenital de 45° (c).

Para comparar os sinais gerados por múons e partículas eletromagnética (elétrons, pósitrons e gamas) nesse trabalho, foram realizados ajustes nos histogramas dos sinais gerados por essas partículas com energias dentro dos intervalos de maiores probabilidades de ocorrência das mesmas em frentes de chuviscos em distâncias radiais de $S[800,1600]$ definidos na subseção anterior (múons até 5 GeV e partículas eletromagnéticas até 50 MeV).

A exemplo, a figura 6.4 mostra comparações entre curvas de sinais gerados pela passagem de múons positivos verticais com energias de 500 MeV no tanque usando o aplicativo *tank0Mod* e de elétrons verticais com energias de 50 MeV (a), 100 MeV (b), 300 MeV (c) e 500 MeV (d). Nessa figura é possível verificar que não seria possível distinguir uma grande parte dos sinais gerados por múons positivos com energia de 500 MeV do sinal gerado por um elétron com energia de 300 MeV (figura 6.4 (c)). No entanto, elétrons, pósitrons e gamas com energias acima de 100 MeV correspondem a menos de 1,0% dos chuviscos analisados anteriormente.

Para classificar o nível de distinção entre os sinais será definido um fator F_c , chamado de

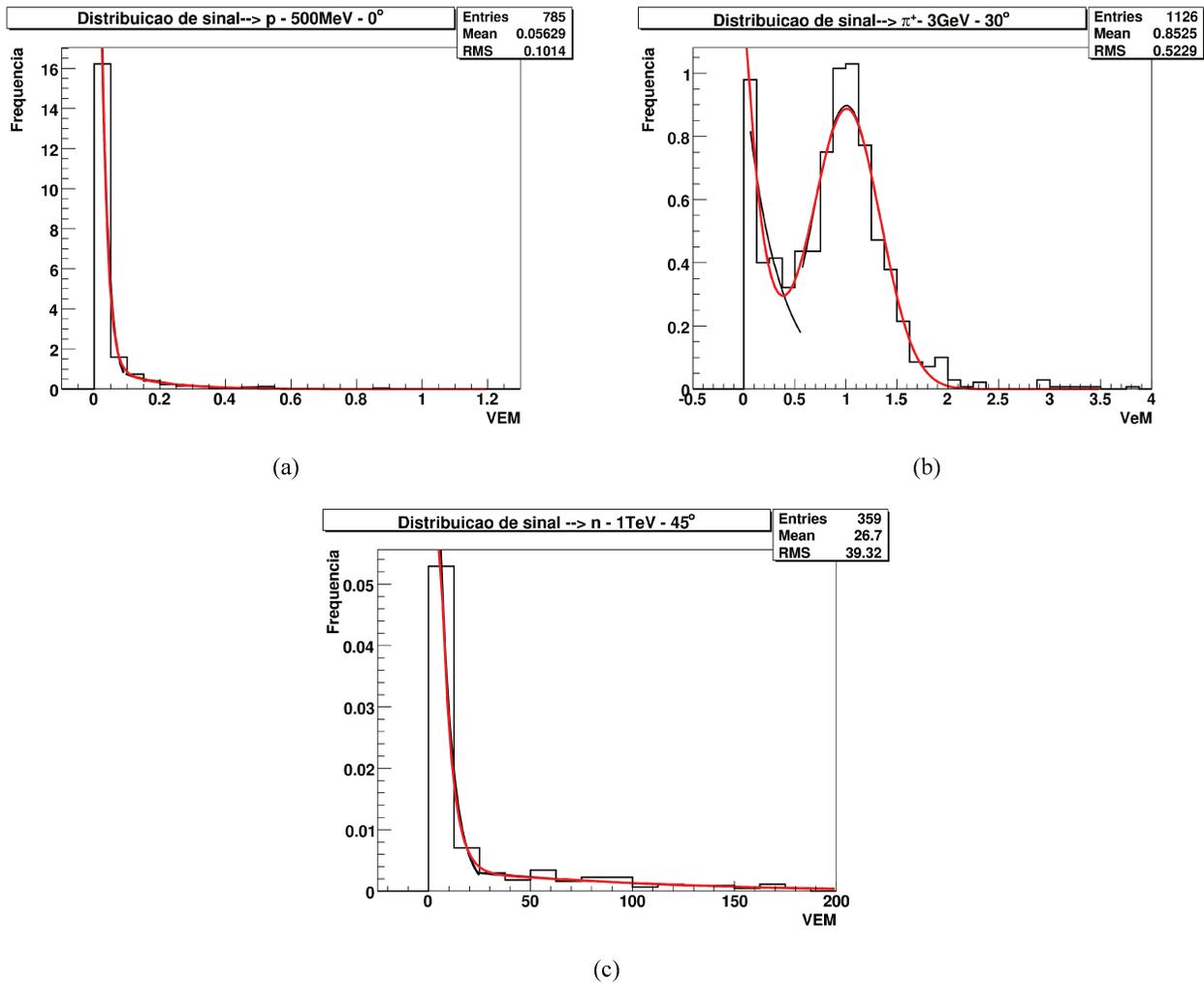


Figura 6.3: Distribuições de sinais gerados por partículas no tanque simulado usando o aplicativo *tank0Mod*. (a) Corresponde a distribuição dos sinais gerados por prótons com energias de 500 MeV e ângulos de incidência de 0°, (b) corresponde a distribuição dos sinais píons positivos que incidem no tanque com energias de 3 GeV e ângulos de incidência de 30°, e (c) correspondem aos sinais gerados por nêutrons com energias de 1 TeV e ângulos de incidência de 45° que atingem o tanque. As linhas vermelhas e pretas são curvas de ajustes das distribuições de sinais.

fator de coincidência. Esse fator indica o quanto da área da distribuição dos sinais de um tipo de partícula coincide com a distribuição dos sinais gerados por um outro tipo de partícula quando realizado um corte em sinal (quando determinado um valor de filtro em sinal) ou no caso dos sinais totais (toda a distribuição de sinal, sem corte). Uma coincidência total entre os sinais das partículas, corresponde a um fator $F_c = 1,0$. Nesse trabalho, o fator F_c será usado para verificar o nível de contaminação dos sinais gerados por múons pelo sinais gerados por partículas eletromagnéticas.

Por exemplo, na figura 6.4 (a), menos de 1,1% da área da curva de distribuição dos sinais dos múons coincide com os sinais gerados por elétrons, ou seja, um fator de coincidência de $F_c = 0,01$ quando não for definido nenhum corte em sinal (no caso de sinal total). Quando realizado cortes em sinais, além da informação do fator de coincidência, a informação do quanto do espectro de sinal está acima do valor de corte é fundamental. Por exemplo, nesse mesmo caso, ao realizar um corte de 0,35 VEM nas distribuições de sinais dos múons e dos elétrons, o fator de coincidência é praticamente nulo para sinais acima do valor do corte, sendo que mais de 98,0% dos sinais gerados por múons estão acima desse valor de corte. Esse é um caso em que o sinal gerado por um múon de 500 MeV é totalmente distinguível do sinal gerado por um elétron com energia de 50 MeV, ou podemos dizer, que a contaminação nos sinais de múons com 500 MeV (não somente para múons positivos, mas também no caso de múons negativos) por elétrons de 50 MeV (também nos casos de pósitrons e gamas com essas energias) é muito pequena.

Já o fator de coincidência para o caso 6.4 (b) aumenta para cerca de $F_c < 0,08$ considerando o sinais totais gerados pelas partículas. Nesse caso, realizando um corte em sinal de 0,6VEM, temos um fator de coincidência de sinais quase nulo, onde mais de 92,0% do sinal do múon é gerado acima desse valor de sinal de corte. Para o caso apresentado na figura 6.4 (d), o fator de coincidência entre os sinais desses múons de 500 MeV e de elétrons de mesmas energias é de $F_c < 0,65$ considerando os sinais totais. Se realizarmos um corte em 1,0 VEM, onde menos de 8,0% dos sinais gerados pelos múons e mais de 73,0% dos sinais gerados pelos elétrons estão acima desse valor, o fator de coincidência de sinal acima de 1,0 VEM entre o sinal gerado pelo múon e o sinal do elétrons cai para $F_c < 0,34$. No entanto, a contaminação do sinal muônico pela sinal eletromagnético é total. Caso as médias de energias dos elétrons e dos múons nos CAEs fossem de 500 MeV, diferenciar os sinais gerados por múons dos sinais gerados por elétrons (pósitrons e gamas) não seria possível para valores de sinais abaixo de 1,0 VEM. Para partículas com sinais acima de 1 VEM, teríamos 34% dos sinais gerados por múons.

Com base nas distribuições de energias cinéticas de partículas das componentes muônica e eletromagnética dos chuveiros da subseção anterior, definimos um conjunto de partículas em que foram realizadas as comparações de sinais para estudos de contaminação: múons com energias até 1 GeV e elétrons, pósitrons e gamas com energias até 50 MeV. Como citado anteriormente, múons com até 5 GeV concentram mais de 92,0% dos múons na região $S[800,1600]$. Em [40] pode ser visto que múons a 30° com energias superiores a 1 GeV produzem em média a mesma quantidade de sinal no tanque (ver figura 6.5). Por essa razão, serão feitas apenas comparações entre os sinais de múons com energias até 1 GeV, já que as distribuições de sinais de múons até a ordem de TeV possuem médias bem semelhantes a múons de energia de 1 GeV.

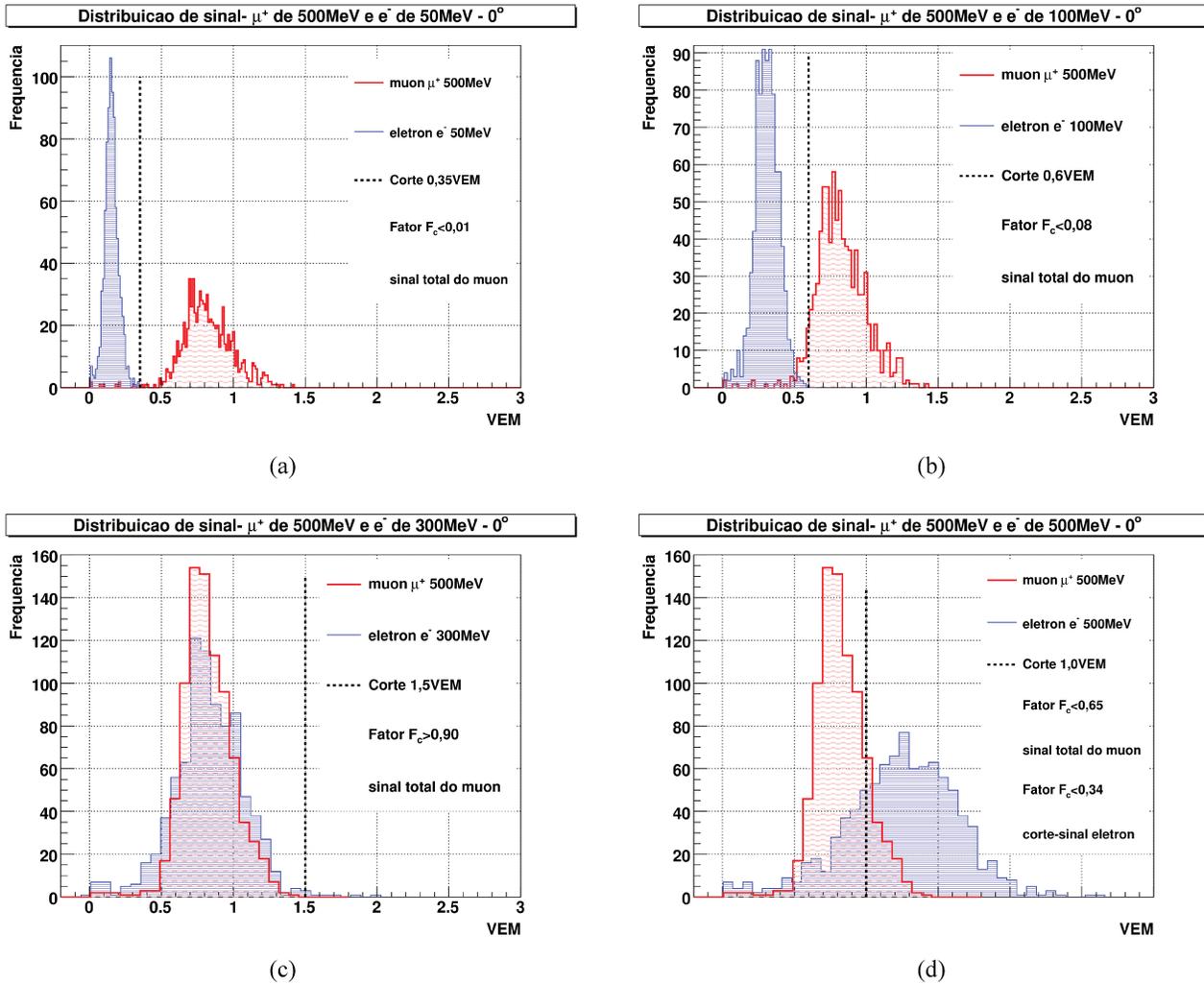


Figura 6.4: Comparação entre os sinais gerados por múons positivos com energias de 500 MeV e elétrons com energias de 50 MeV (a), 100 MeV (b), 300 MeV (c) e 500 MeV (d). Nas legendas podem ser observados os fatores de coincidência F_c de cada caso dos sinais totais e a partir de valores de cortes (caso (d)).

Com isso, as figuras a seguir mostram comparações entre os sinais de múons e elétrons, pósitrons e gamas. Nas legendas de cada subfigura é possível observar os valores dos fatores de coincidência entre os sinais totais das partículas e os valores dos sinais acima de determinados valores de cortes. A figura 6.6 mostra comparações entre os sinais de um múon e elétrons, ambos verticais. As legendas da figura 6.6 apresentam também a fração (porcentagem) dos sinais das distribuições de sinais dos múons e elétrons acima do corte (filtro).

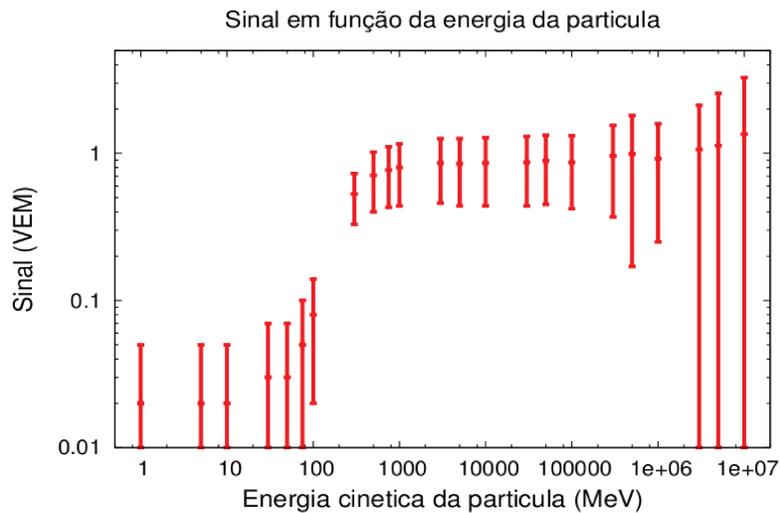


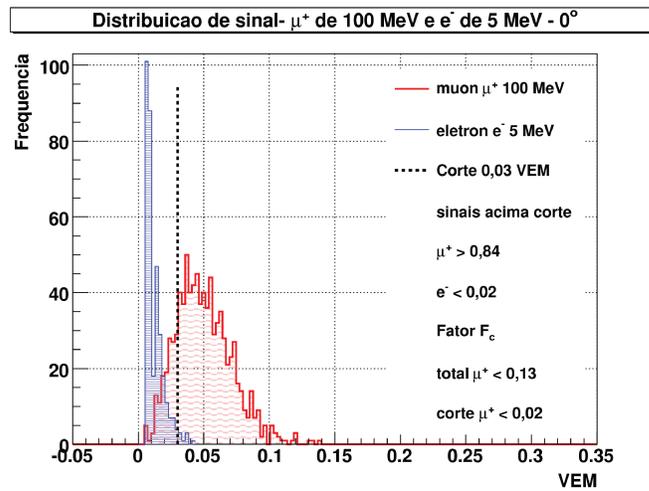
Figura 6.5: Sinal gerado por múons a 30° em função da energia dos mesmos. Múons a partir de 1 GeV geram sinais em torno de 0,9 VEM. Estudo realizado no trabalho [40]. As pequenas variações dos valores das médias na ordem de GeV deve-se ao pequeno número de eventos simulados para cada valor de energia (de 1000 a 1500 eventos). Os grandes valores de desvios para energias na ordem de TeV é em resposta a baixa estatística para partículas com esses valores de energia (cerca de 500 eventos).

Quando realizadas as distribuições de energias cinéticas de múons com energias inferiores a 5 GeV nos CAEs foi observado que o número dessas partículas com energias menores que 300 MeV correspondem menos de 8,0% do número de múons dos chuviros. Com isso, o grande fator de contaminação entre os múons e elétrons presentes na figura 6.6 (b) não se tornam relevantes.

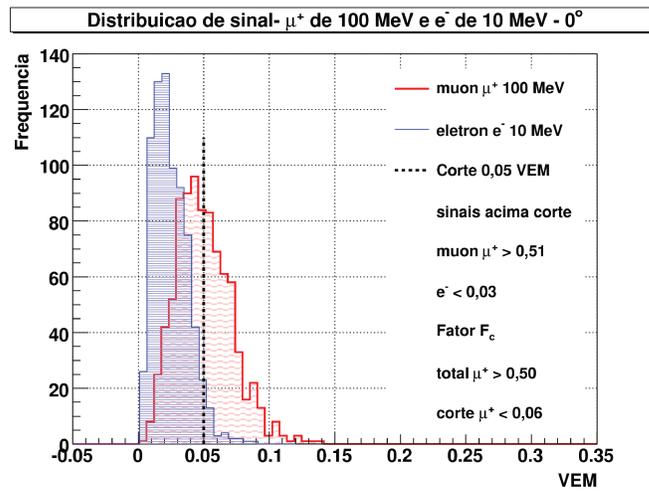
A figura 6.7 mostra a comparação dos sinais de múons positivos com energias de 300 MeV com elétrons. Os fatores de coincidência obtidos através dos ajustes das curvas de distribuições de sinais totais foram menores que de 0,001 para (a) e (b), e 0,005 em (c).

A figura 6.8 mostra a comparação entre os sinais gerados por múons positivos de 300 MeV e gamas. Esses múons e gamas foram injetados verticalmente no tanque. É possível ver que há uma contaminação muito pequena das partículas eletromagnéticas nos sinais de múons nessas faixas de energias.

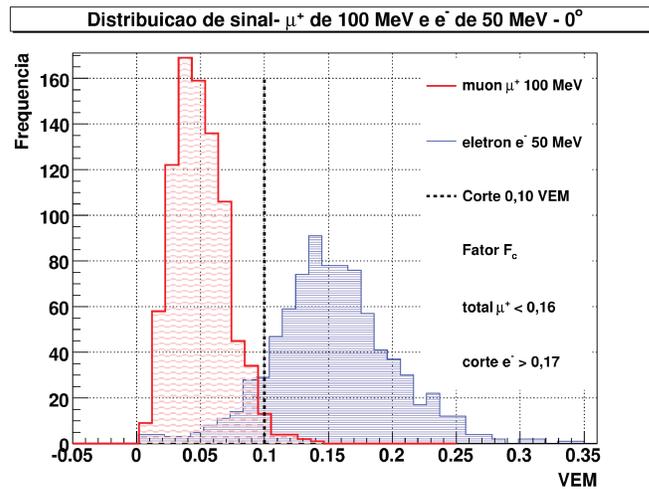
As figuras 6.9 e 6.10 mostram as contaminações dos sinais de múons negativos com energias de 1 GeV por pósitrons e gamas, respectivamente. Os fatores de coincidências de sinais encontram-se em destaque nas legendas de cada caso mostrado nessas figuras.



(a)

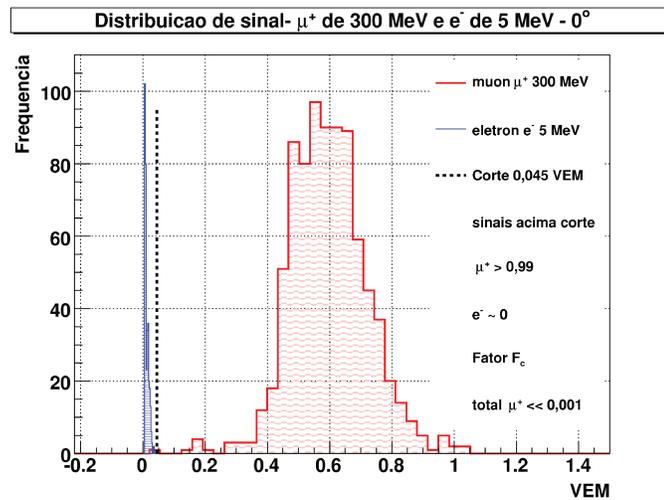


(b)

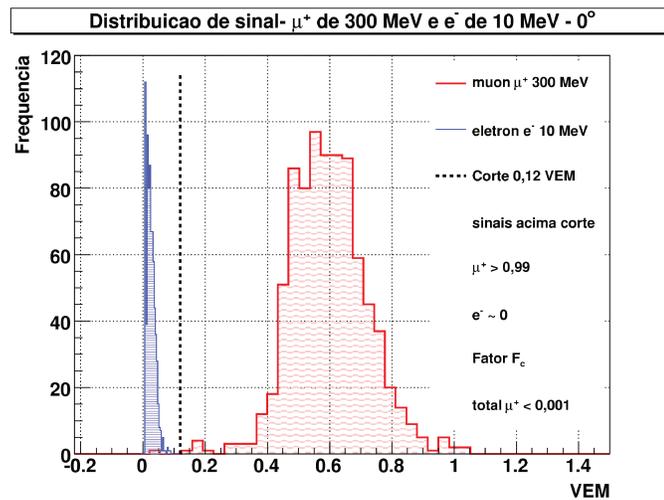


(c)

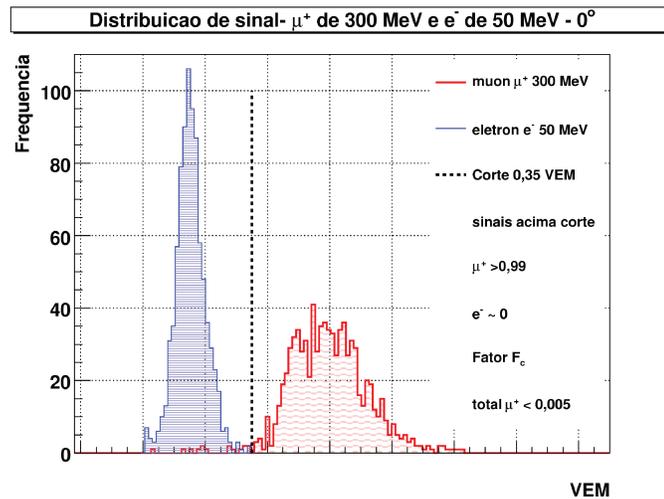
Figura 6.6: Comparações entre os sinais gerados por múons positivos com energias de 100 MeV e elétrons de energias de 5 MeV (a), 10 MeV (b) e 50 MeV (c). Os fatores de coincidência entre os sinais gerados por múons e os sinais gerados por elétrons obtidos através dos ajustes as curvas de distribuições de sinais foram menores de que 0,13 (a), 0,50 (b) e 0,16 (c).



(a)

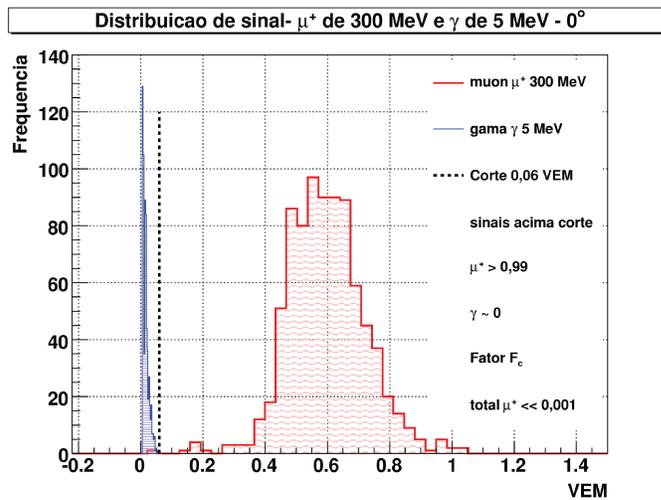


(b)

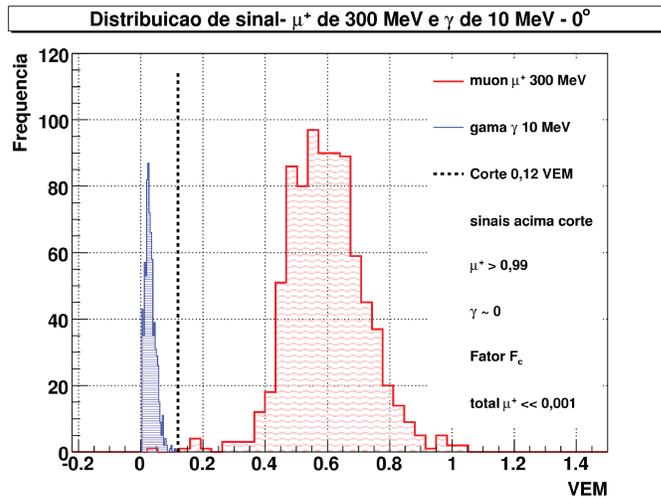


(c)

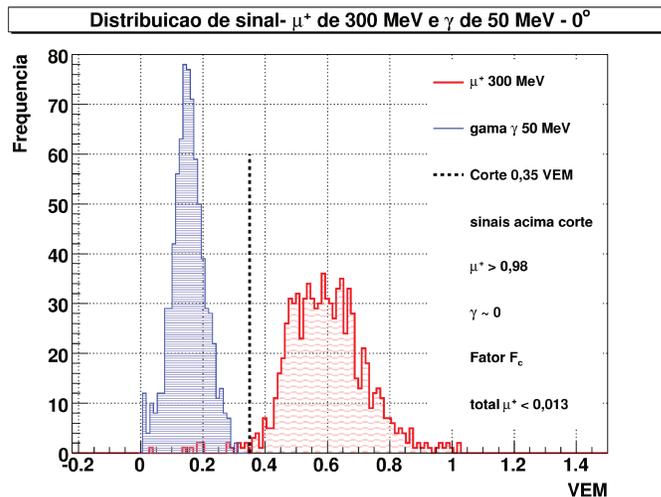
Figura 6.7: Comparações entre os sinais gerados por múons positivos com energias de 300 MeV e elétrons de energias de 5 MeV (a), 10 MeV (b) e 50 MeV (c). As legendas apresentam valores dos fatores de coincidência dos sinais totais.



(a)

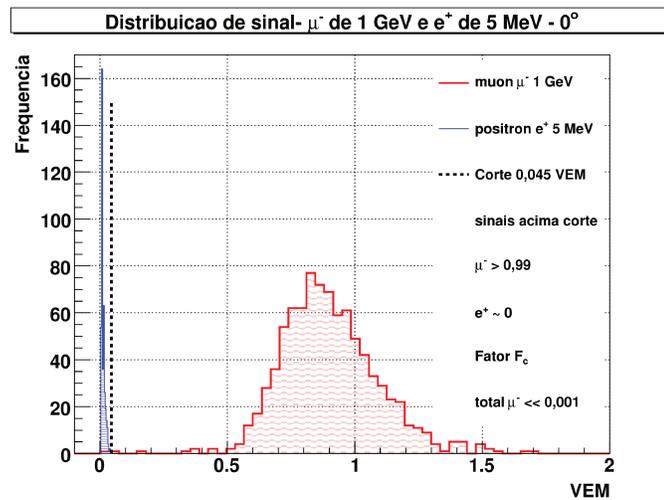


(b)

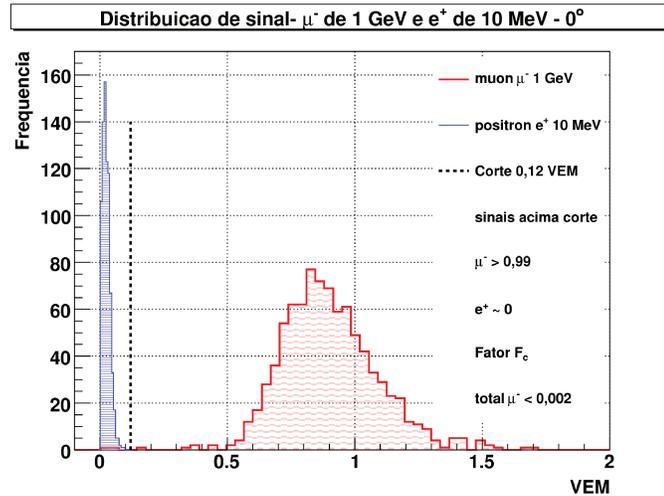


(c)

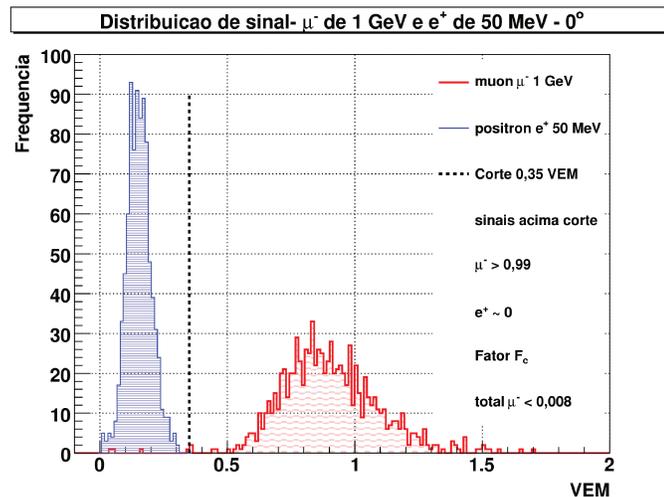
Figura 6.8: Comparações entre os sinais gerados por múons positivos com energia de 300 MeV e gamas de energias de 5 MeV (a), 10 MeV (b) e 50 MeV (c). Os fatores de coincidência obtidos através dos ajustes as curvas de distribuições de sinais foram menores que de 0,001%, 0,001% e 0,013%, respectivamente.



(a)

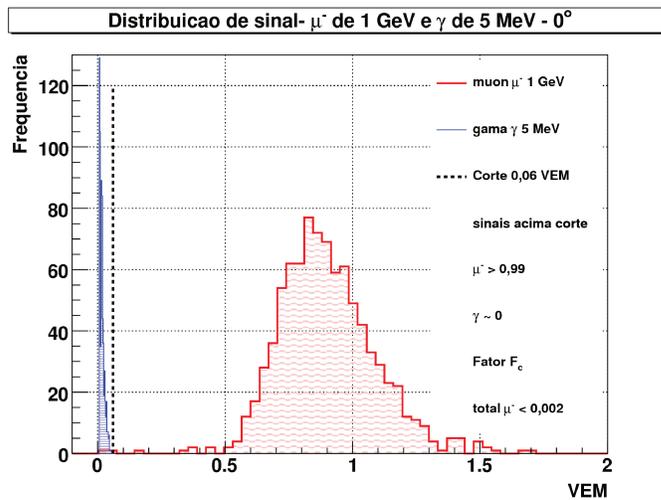


(b)

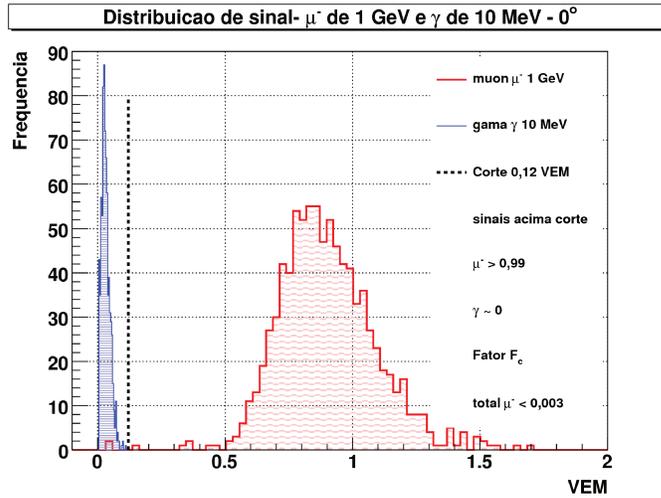


(c)

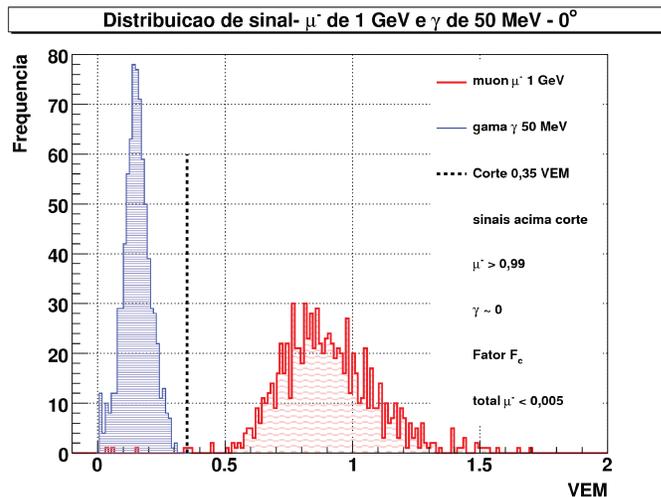
Figura 6.9: Comparações entre os sinais gerados por múons negativos com energia de 1 GeV e pósitrons de energias de 5 MeV (a), 10 MeV (b) e 50 MeV (c). Os fatores de coincidência obtidos através dos ajustes das curvas de distribuições de sinais foram menores que 0,001, 0,002 e 0,008, respectivamente.



(a)



(b)



(c)

Figura 6.10: Comparações entre os sinais gerados por múons negativos com energia de 1 GeV e gamas de energias de 5 MeV (a), 10 MeV (b) e 50 MeV (c). Os fatores de coincidência obtidos através dos ajustes as curvas de distribuições de sinais foram menores que 0,01 para todos os casos.

Os fatores de coincidências foram calculados com base nos ajustes realizados para cada distribuição de sinal das partículas. Múons positivos e negativos de 300 MeV apresentam fatores de coincidência de sinais com elétrons, pósitrons e gamas com energias de 5 MeV, 10 MeV e 50 MeV menores que 0,02. O fator de coincidência é ainda menor, menos de 0,01, para o caso de múons positivos e negativos com energias de 1 GeV e elétrons, pósitrons e gamas com energias de 5 MeV, 10 MeV e 50 MeV. Os resultados anteriores correspondem as partículas que foram injetadas verticalmente no aplicativo que simula o tanque Cherenkov.

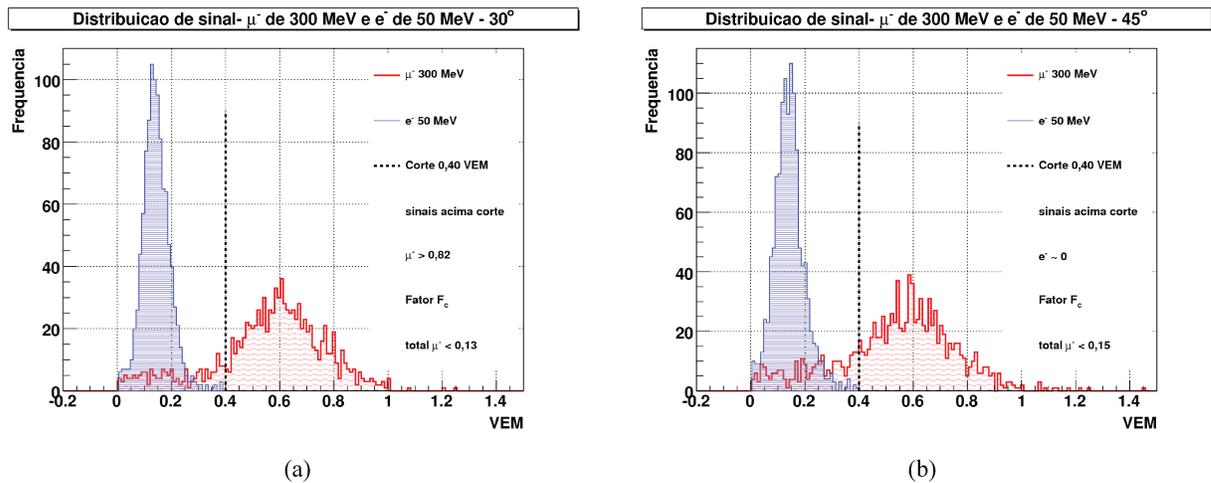


Figura 6.11: Comparações entre os sinais gerados por um múon negativo de 300 MeV e um elétron de 50 MeV ambos a 30° (a), e os sinais gerados por um múon negativo de 300 MeV e um elétron de 50 MeV ambos a 45° (b). Nessa figura é possível perceber um aumento significativo na contaminação dos sinais das partículas eletromagnéticas nos sinais dos múons em relação a coincidência dos sinais dessas partículas injetadas a 0° ($F_c < 0,2$).

Comparações de sinais de respostas das partículas muônicas com partículas eletromagnéticas injetadas no tanque usando o aplicativo *tank0Mod* a 30° e 45° também foram realizadas. Os fatores de coincidência de sinais nesse caso entre múons e partículas eletromagnéticas para as mesmas energias comparadas no caso de partículas verticais, chegam a fatores menores que 0,13 e 0,15 para o caso das partículas muônicas de energia de 300 MeV e eletromagnéticas de 5 MeV, 10 MeV e 50 MeV incidindo no tanque a 30° e 45° , respectivamente. A figura 6.11 apresenta comparações de sinais entre múons negativos e elétrons injetados no tanque com ângulos de entradas de 30° (a), e comparações entre os sinais gerados por múons negativos e elétrons com ângulos de entradas de 45° (b). Os múons em questão apresentam energias de 300 MeV e os elétrons possuem energias de 50 MeV. As distribuições de sinais das partículas foram obtidas para uma média de 1000 a 1500 eventos. Esses são os casos que apresentam maiores valores de contaminação dos sinais de múons de até 1 GeV por partículas

eletromagnéticas até 50 MeV com ângulos de entradas de 30° e 45°.

O aumento nos fatores de coincidência entre múons e partículas eletromagnéticas incidindo a 30° e 45° podem ser apenas devido a baixa estatística de eventos usados nos cálculos, já que cada distribuição dos sinais das partículas contam com uma média de 1000 a 1500 eventos. No entanto, podemos observar que a contaminação dos sinais de múons pela componente eletromagnética mantém-se abaixo de 20% para múons com energias até 1 GeV e elétrons, pósitrons e gamas até 50 MeV. Esse resultado nos fornece a informação de que grande parte dos sinais gerados por múons, cerca de 80%, se difere dos sinais produzidos por partículas eletromagnéticas na região $S[800,1600]$ do eixo do CAE. Esse resultado também nos fornece uma previsão de que o método de *jumps* baseado nas derivadas dos sinais pode ser eficiente nessa região para caracterizar a separação das componentes eletromagnética e muônica dos chuviros.

A idéia principal dessa secção é que podemos aplicar um filtro em sinal (o que chamamos nesse capítulo de valor de corte) em que possamos identificar quantitativamente o sinal de cada componente acima e abaixo desse filtro. Esse fato, agregado às características peculiares das derivadas temporais dos sinais das componentes nos permitirão produzir uma metodologia de identificação das componentes.

Os resultados das análises apresentadas nessa subsecção nos fornece apenas os valores de coincidência e fatores de separação dos sinais entre um único múon com uma partícula eletromagnética dados determinados ângulos de incidências zenitais e energias cinéticas. No caso dos tanques do detector de superfície do Observatório Pierre Auger, os sinais gerados por essas partículas são registrados nos FADCs em bins temporais de 25 ns. Na maioria dos casos, não são registrados apenas uma partícula eletromagnética e um único múon nesses bins. Sendo assim, é necessário que as análises de coincidências de sinais gerados por essas componentes sejam realizadas nas frentes de chuviros atmosféricos extensos.

Na secção a seguir apresentaremos análises da contaminação eletromagnética na componente muônica realizadas em frentes de CAEs, assim como resultados preliminares da aplicação do método baseado nas derivadas temporais dos sinais com o objetivo de caracterizar a separação de ambas componentes.

6.2 Separação das componentes nas frentes de CAEs

Para o estudo de identificação e separação das componentes eletromagnética e muônica dos chuveiros usamos chuveiros simulados com o aplicativo CORSIKA, com fator de *thinning* de 10^{-7} , e os modelos de interações hadrônicas QGSJet no regime de altas energias e GHEISHA em baixas energias. A energia mínima de corte (se a energia for abaixo desse valor, ela será depositada) usada foi de 50 MeV para hádrons e múons, e 50 keV para elétrons, pósitrons e gamas.

Com isso, foi preciso fazer o processo de reamostragem do chuveiro, o processo de *unthinning* descrito na secção 5.2 do capítulo 5. Para cada chuveiro foram selecionadas as áreas de reamostragens A_{unthin} conforme a equação 5.6, para estações centradas em 1000 m, 1200 m, 1400 m, 1600 m, 1800 m e 2000 m, com valores de $\alpha = 0,15 \text{ rad}$ e $\delta = 0,15$ (equações 5.5). A área do detector selecionada foi $A_{det} = 36 \text{ m}^2$, área essa correspondente a área do sinal parametrizado para as partículas no trabalho [40]. Como estamos interessados no estudo de sinais em tanques Cherenkov, as partículas reamostradas nessa área foram deslocadas em posição e tempo para tanques Cherenkov centrados nas áreas A_{det} . As posições no tanque foram uniformemente sorteadas, posições (x,y,z) dos tanques e seus tempos sofreram correspondentes atrasos (equação 5.9). A figura 6.12 mostra o esquema de seleção das áreas para o processo de *unthinning*.

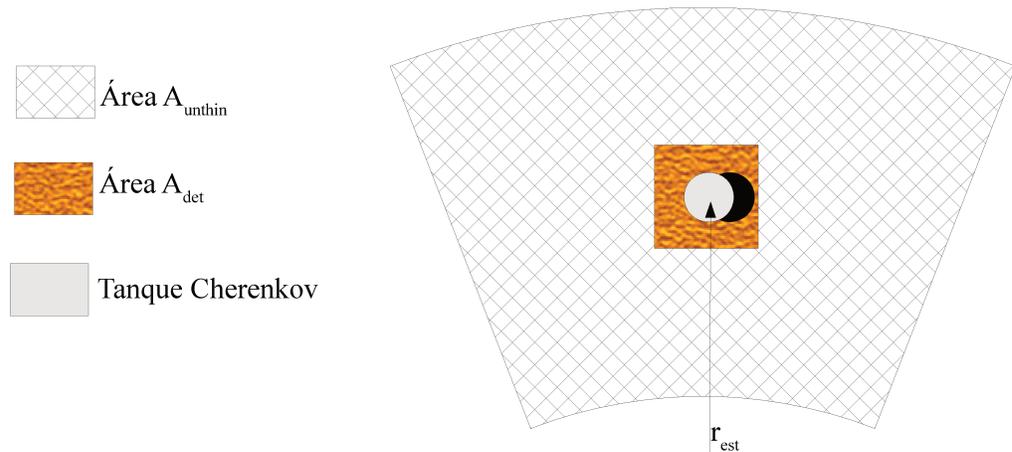


Figura 6.12: Esquema das áreas selecionadas no processo de *unthinning*.

No processo de *unthinning*, múons foram regenerados apenas 1 vez ou não sofreram regeneração. Partículas eletromagnéticas foram regenerados poucas vezes (menos de 10). A figura 6.13 mostra a distribuição de regenerações de múons e partículas eletromagnéticas a 1200 m do eixo do chuveiro. Os elétrons que foram regenerados mais de 1 vez, tiveram seus tempos de chegadas atrasados para que fossem induzidos menos falsos picos (acúmulo de partículas

eletromagnéticas chegando em um mesmo bin temporal e induzindo um pico acima do limiar parecido com um pico induzido por múons).

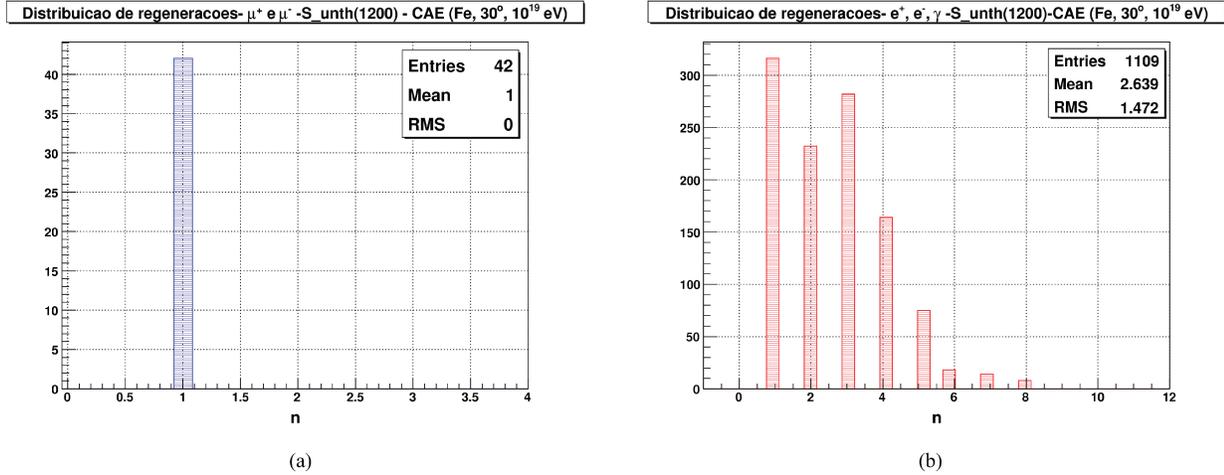


Figura 6.13: Distribuições de regenerações, processo de $unthinning$ para múons (a) e partículas eletromagnéticas a 1200 m do eixo do chuva. O valor de n indica o número de vezes que essa partícula foi reamostrada durante processo.

Após o processo de reamostragem dos chuveiros nos tanques Cherenkov as partículas selecionadas, têm seus sinais sorteados nas curvas de parametrização geral (gaussiana+exponencial) [40], segundo sua natureza. A figura 6.14 mostra as distribuições de sinais para as componentes muônicas (a) e eletromagnéticas (b). As curvas foram obtidas a partir da distribuição das energias cinéticas da amostragem das partículas em regiões próximas a distância r_{est} (anel com $\delta_r = 0.15$) do eixo do CAE.

Para esse estudo, foram usados 7 chuveiros com primários de Fe, energia de 10¹⁹ eV e e ângulo zenital de 30°. As parametrizações de sinais disponíveis até o momento foram realizadas para múons e partículas da componente eletromagnética (entre outras partículas) incidindo no tanque com ângulo de 30°. Já que múons sofrem pequenos desvios da direção do raio cósmico primário (grande massa e pequena seção de choque), usamos apenas chuveiros com inclinações primárias de 30°. Quanto aos elétrons e pósitrons, esses sofrem grandes desvios. A figura 6.15 mostra as distribuições angulares de múons (a) e partículas eletromagnéticas (b) selecionadas a 1000 m do eixo de um chuva de Fe, com energia de 10¹⁹ eV e ângulo zenital de 30°.

Sorteados os sinais das partículas em unidades de VEM , foi obtida a distribuição temporal desses. Usamos intervalos temporais nas distribuições de 25 ns, intervalo típico usado na amostragem do experimento. Para cada chuva, foram selecionadas duas áreas, ou seja, duas estações centradas em raios (r_{est}) de 1000 m, 1200 m, 1400 m, 1600 m, 1800 m e 2000 m.

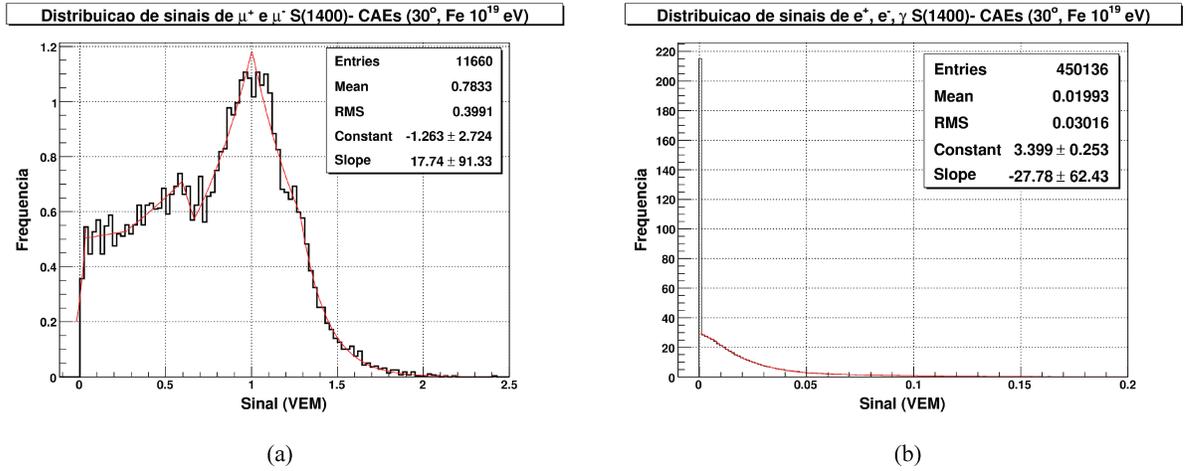


Figura 6.14: Curvas de sinais obtidas a partir das distribuições de energias cinéticas da região cerca de $r_{est} = 1400 m$ do eixo do chuva. A distribuição (a) corresponde a múons e (b) a gamas, elétrons e pósitrons. Cada distribuição conta com a estatística de 7 chuvas.

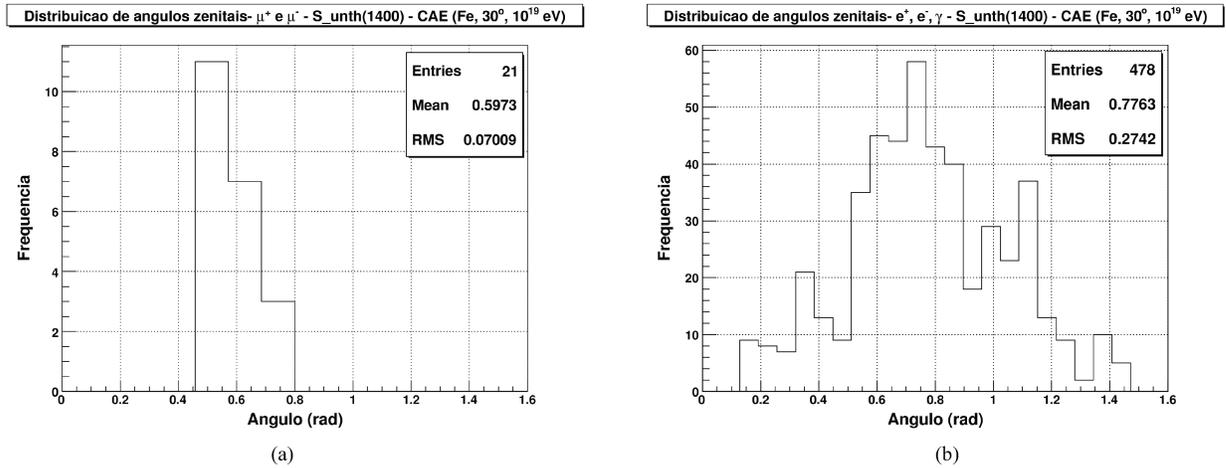


Figura 6.15: Distribuições dos ângulos zenitais de múons (a) e partículas eletromagnéticas (b) de um chuva reamostrados para uma estação a $1400 m$.

A figura 6.16 mostra os perfis de distribuições de sinais. As subfiguras do topo, mostra os sinais separados de cada componente, enquanto a figura abaixo, mostra o sinal total, sinal esse registrados nos FADCs. É possível ver que a $1000 m$ o sinal eletromagnético está bem presente, ao passo que, esse sinal diminui para distâncias maiores, onde a componente eletromagnética tem uma menor densidade. Múons induzem sinais muito maiores que partículas eletromagnéticas, na maioria dos bins, enquanto partículas eletromagnéticas possuem sinais mais espalhados temporalmente.

A partir dos perfis de distribuições de sinais das componentes eletromagnéticas e muônicas dos chuvas detectadas pelas estações, foi possível traçar as distribuições das derivadas dos sinais (distribuições de *jumps*). Com isso analisamos as distribuições das derivadas dos

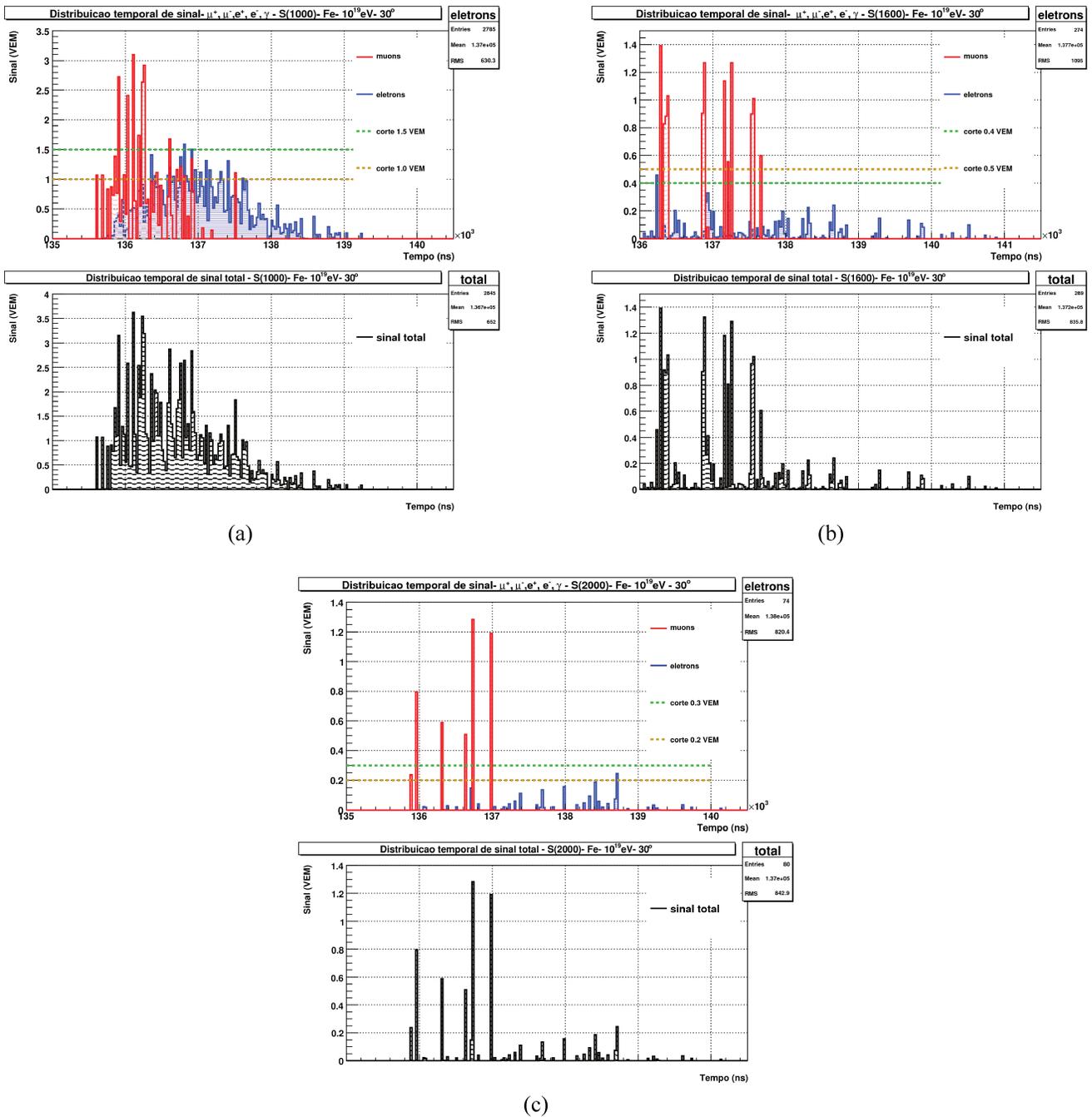


Figura 6.16: Distribuições de sinais em bins temporais de 25 ns das componentes eletromagnética e muônica (subfiguras do topo) e dos sinais totais conforme registrados nos FADCs (subfiguras abaixo). Os sinais são de apenas 1 estação a distâncias de 1000 m (a), 1600 m (b) e 2000 m. As linhas tracejadas indicam os cortes em sinais (V_{filter}) selecionados para otimizar o método de separação das componentes.

sinais para determinar valores eficientes de cortes ΔV_l que forneçam uma boa separação das componentes.

As subseções abaixo apresentam a análise de eficiência de alguns valores para os filtros. Nesses pontos apresentaremos com detalhes valores de eficiência dos filtros. Após isso, descreveremos na parte final do capítulo de forma breve e geral, os resultados dessas análises com valores otimizados dos filtros e suas eficiências.

Estações a 1000 m

Cada uma das 14 estações a 1000 m dos eixos dos chuveiros possui, em média, cerca de $(111,1 \pm 5,8)$ VEM de sinal total depositado no tanque. Sendo $(43,6 \pm 3,5)\%$ do sinal total correspondente a componente muônica.

Aplicando o filtro $\Delta V_l^\pm = \pm 0,4$ VEM as distribuições dos sinais totais depositados, $(81,3 \pm 5,6)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas de múons e $(21,7 \pm 2,7)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas eletromagnéticas são selecionados. A eficiência desse filtro com valor de $\Delta V_l^\pm = \pm 0,5$ VEM foi de $(76,6 \pm 5,5)\%$ dos valores das derivadas das componentes muônicas e $(16,7 \pm 3,5)\%$ dos valores das derivadas referentes as componentes eletromagnéticas.

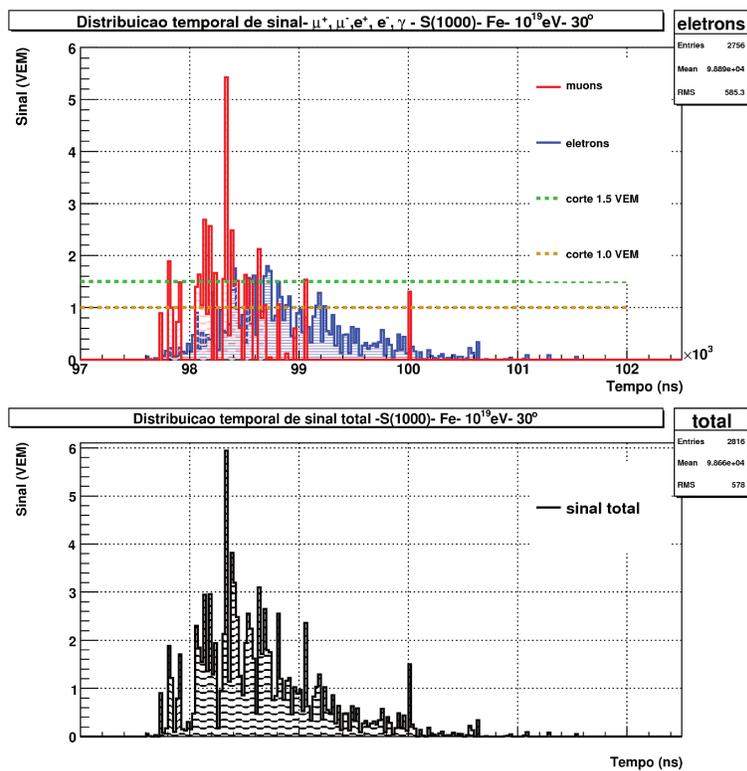
Se a esse primeiro filtro, adicionarmos uma seleção complementar aplicando o $V_{filter} = 1,5$ VEM nos intervalos $-(0,5)0,4 \text{ VEM} < \Delta V(i) < +(0,4)0,5 \text{ VEM}$, a eficiência na seleção dos sinais das derivadas da componente muônica aumenta em até 5,1%.

Cortes com valor $V_{filter} = 1,5$ VEM nas distribuições dos sinais totais das estações separam $(21,2 \pm 4,2)\%$ do sinal muônico e $(1,53 \pm 0,4)\%$ do sinal total eletromagnético acima desse valor. Nesse caso, a coincidência de sinal entre a componente eletromagnética e muônica, o fator F_C , corresponde a menos de 0,12 em todas as estações.

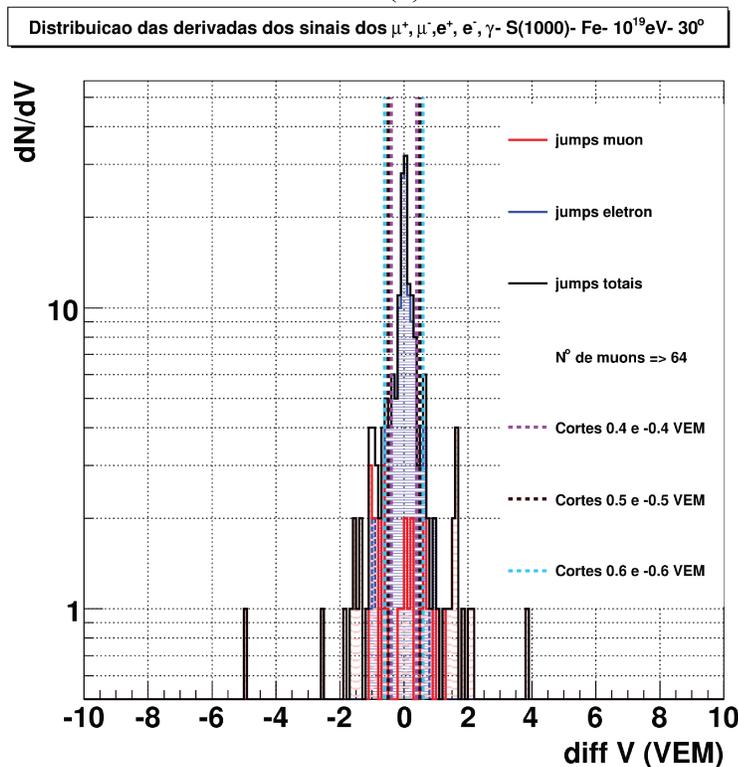
Então, resumindo em termos de sinais das derivadas selecionadas $\sum v \frac{dN}{dv} dv$ a partir de um conjunto de filtros, o conjunto de filtros $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,4 \text{ VEM}, V_{filter} = 1,5 \text{ VEM}]$ quando aplicado às distribuições das derivadas, separa $(74,5 \pm 3,0)\%$ do valor da soma de sinal total das derivadas de $(81,6 \pm 5,5)$ VEM correspondente a componente muônica. Já para o conjunto $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,5 \text{ VEM}, V_{filter} = 1,5 \text{ VEM}]$ separa $(77,2 \pm 2,5)\%$ dos sinais das derivadas de múons do valor do sinal total das derivadas de $(76,5 \pm 8,0)$ VEM.

Esses valores de filtros e eficiência de seleção são correspondentes a análises de sinais em 14 estações. A 6.17 mostra as distribuições temporais dos sinais (a) e de suas derivadas (b) para uma estação a 1000 m do eixo do chuveiro.

A figura 6.18 apresenta as distribuições das derivadas dos sinais registrados em 14 estações de um total de 7 chuveiros. Aplicando os mesmos valores de filtros ΔV_l^\pm que foram aplicado aos sinais de cada estação, os valores de eficiência de seleção das componentes são mantidos.



(a)



(b)

Figura 6.17: (a) Distribuições de sinais em bins temporais de 25 ns das componentes eletromagnética e muônica (subfiguras do topo) e dos sinais totais conforme registrados nos FADCs (subfiguras abaixo). Os sinais são de apenas 1 estação a distâncias de 1000 m. A figura (b) mostra a distribuição das derivadas desses sinais.

Estações a 1200 m

Cada uma das 14 estações a 1200 m dos eixos dos chuveiros possui, em média, cerca de $(51,9 \pm 10,0)$ VEM de sinal total depositado no tanque. Sendo $(86,9 \pm 3,5)\%$ do sinal total correspondente a componente muônica.

Aplicando o filtro $\Delta V_l^\pm = \pm 0,3$ VEM as distribuições dos sinais totais depositados, $(81,9 \pm 6,4)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas de múons e $(15,0 \pm 3,3)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas eletromagnéticas são selecionados. A eficiência desse filtro com valor de $\Delta V_l^\pm = \pm 0,4$ VEM foi de $(76,2 \pm 5,0)\%$ dos valores das derivadas das componentes muônicas e $(8,6 \pm 2,2)\%$ dos valores das derivadas referentes as componentes eletromagnéticas.

Se a esse primeiro filtro, adicionarmos uma seleção complementar aplicando o $V_{filter} = 0,7$ VEM nos intervalos $-(0,4)0,3 \text{ VEM} < \Delta V(i) < +(0,3)0,4 \text{ VEM}$, a eficiência na seleção dos sinais das derivadas da componente muônica aumenta em até 18,0%.

Vários valores para o filtro V_{filter} foram testados. Porém cortes com valor $V_{filter} = 0,7$ VEM nas distribuições dos sinais totais das estações separam $(41,9 \pm 6,7)\%$ do sinal muônico e $(4,0 \pm 0,6)\%$ do sinal total eletromagnético acima desse valor. Nesse caso, a coincidência de sinal entre a componente eletromagnética e muônica, o fator F_C , corresponde a menos de 0,09 em todas as estações.

Então, resumindo em termos de sinais das derivadas selecionadas $\sum v \frac{dN}{dv} dv$ a partir de um conjunto de filtros, o conjunto de filtros $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,3 \text{ VEM}, V_{filter} = 0,7 \text{ VEM}]$ quando aplicado às distribuições das derivadas, separa $(81,0 \pm 3,6)\%$ do valor da soma de sinal total das derivadas de $(54,6 \pm 8,4)$ VEM correspondente a componente muônica. Já para o conjunto $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,4 \text{ VEM}, V_{filter} = 0,7 \text{ VEM}]$ separa $(86,9 \pm 3,5)\%$ dos sinais das derivadas de múons do valor do sinal total das derivadas de $(76,5 \pm 8,0)$ VEM.

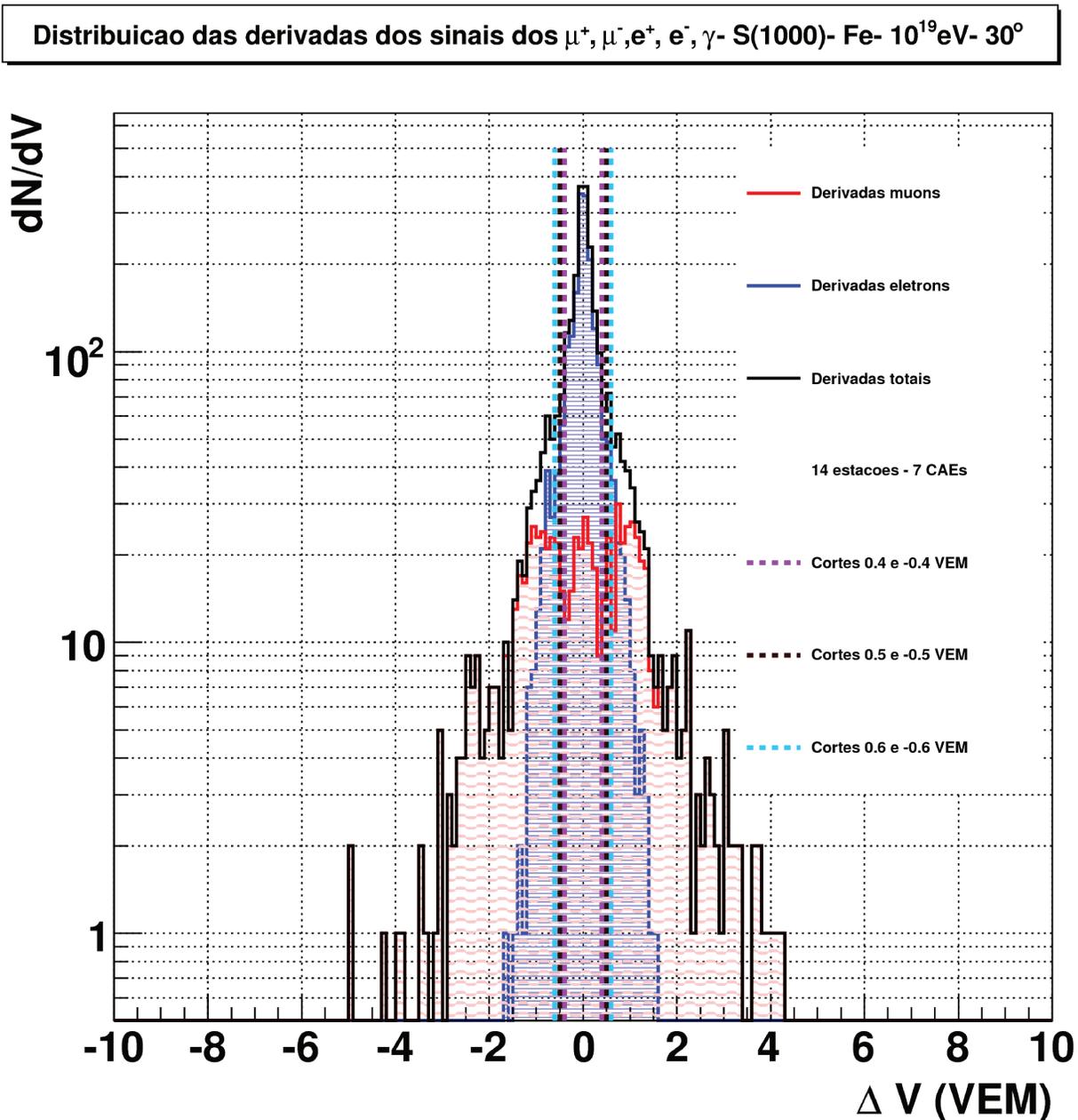


Figura 6.18: Distribuições das derivadas dos sinais registrados em bins temporais de 25 ns da componente eletromagnética, da componente muônica, e o sinal total. Essas distribuições correspondem ao perfil de derivadas de 14 estações a 1000 m de 7 chuvisros. O filtro $\Delta V_l^\pm = \pm 0,4$ VEM seleciona cerca de 80,0% dos sinais das derivadas de múons registrados nas estações, e cerca de 20,0% dos sinais eletromagnéticos. Aplicar o filtro $V_{filter} = 1,5$ VEM acarreta em um aumento de eficiência em selecionar as derivadas em sinais dos múons de cerca de 2,0%. O filtro $\Delta V_l^\pm = \pm 0,5$ VEM seleciona cerca de 75,0% dos sinais das derivadas dos múons registrados nas estações, e cerca de 17,0% dos sinais eletromagnéticos. Já aplicar um filtro $\Delta V_l^\pm = \pm 0,6$ VEM seleciona cerca de 70,0% dos sinais das derivadas dos múons registrados nas estações, e cerca de 12,0% dos sinais eletromagnéticos.

Estações a 1400 m

Cada uma das 14 estações a 1400 m dos eixos dos chuveiros possui, em média, cerca de $(27,8 \pm 2,0)$ VEM de sinal total depositado no tanque. Sendo $(60,0 \pm 6,4)\%$ do sinal total correspondente a componente muônica.

Aplicando o filtro $\Delta V_l^\pm = \pm 0,2$ VEM as distribuições dos sinais totais depositados, $(87,3 \pm 6,9)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas de múons e $(12,9 \pm 2,5)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas eletromagnéticas são selecionados. A eficiência desse filtro com valor de $\Delta V_l^\pm = \pm 0,3$ VEM foi de $(82,4 \pm 8,3)\%$ dos valores das derivadas das componentes muônicas e $(5,0 \pm 1,6)\%$ dos valores das derivadas referentes as componentes eletromagnéticas.

Se a esse primeiro filtro, adicionarmos uma seleção complementar aplicando o $V_{filter} = 0,4$ VEM nos intervalos $-(0,3)0,2 \text{ VEM} < \Delta V(i) < +(0,2)0,3 \text{ VEM}$, a eficiência na seleção dos sinais das derivadas da componente muônica aumenta em até $13,0\%$.

Vários valores para o filtro V_{filter} foram testados. Porém cortes com valor $V_{filter} = 0,4$ VEM nas distribuições dos sinais totais das estações separam $(67,2 \pm 4,8)\%$ do sinal muônico e $(6,5 \pm 1,9)\%$ do sinal total eletromagnético acima desse valor. Nesse caso, a coincidência de sinal entre a componente eletromagnética e muônica, o fator F_C , corresponde a menos de $0,12$ em todas as estações.

Então, resumindo em termos de sinais das derivadas selecionadas $\sum v \frac{dN}{dv} dv$ a partir de um conjunto de filtros, o conjunto de filtros $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,2 \text{ VEM}, V_{filter} = 0,4 \text{ VEM}]$ quando aplicado às distribuições das derivadas, separa $(82,5 \pm 5,0)\%$ do valor da soma de sinal total das derivadas de $(40,0 \pm 4,3)$ VEM correspondente a componente muônica. Já para o conjunto $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,3 \text{ VEM}, V_{filter} = 0,4 \text{ VEM}]$ separa $(89,4 \pm 5,0)\%$ dos sinais das derivadas de múons do valor do sinal total das derivadas de $(29,1 \pm 4,0)$ VEM.

Estações a 1600 m

Cada uma das 14 estações a 1600 m dos eixos dos chuveiros possui, em média, cerca de $(19,5 \pm 3,0)$ VEM de sinal total depositado no tanque. Sendo $(63,5 \pm 3,6)\%$ do sinal total correspondente a componente muônica.

Aplicando o filtro $\Delta V_l^\pm = \pm 0,2$ VEM as distribuições dos sinais totais depositados, $(85,3 \pm 6,5)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas de múons e $(9,5 \pm 3,0)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas eletromagnéticas são selecionados. A eficiência desse filtro com valor de $\Delta V_l^\pm = \pm 0,3$ VEM foi de $(79,3 \pm 7,0)\%$ dos valores das derivadas das componentes muônicas e $(4,1 \pm 1,2)\%$ dos valores das derivadas referentes as componentes eletromagnéticas.

Se a esse primeiro filtro, adicionarmos uma seleção complementar aplicando o $V_{filter} = 0,4$ VEM nos intervalos $-(0,3)0,2$ VEM $< \Delta V(i) < +(0,2)0,3$ VEM, a eficiência na seleção dos sinais das derivadas da componente muônica aumenta em até 20,0%.

Vários valores para o filtro V_{filter} foram testados. Porém cortes com valor $V_{filter} = 0,4$ VEM nas distribuições dos sinais totais das estações separam $(56,4 \pm 5,9)\%$ do sinal muônico e $(3,7 \pm 1,1)\%$ do sinal total eletromagnético acima desse valor. Nesse caso, a coincidência de sinal entre a componente eletromagnética e muônica, o fator F_C , corresponde a menos de 0,08 em todas as estações.

Então, resumindo em termos de sinais das derivadas selecionadas $\sum v \frac{dN}{dv} dv$ a partir de um conjunto de filtros, o conjunto de filtros $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,2$ VEM, $V_{filter} = 0,4$ VEM] quando aplicado às distribuições das derivadas, separa $(83,5 \pm 7,6)\%$ do valor da soma de sinal total das derivadas de $(24,2 \pm 4,2)$ VEM correspondente a componente muônica. Já para o conjunto $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,3$ VEM, $V_{filter} = 0,4$ VEM] separa $(90,2 \pm 5,6)\%$ dos sinais das derivadas de múons do valor do sinal total das derivadas de $(22,1 \pm 4,8)$ VEM.

Estações a 1800 m

Cada uma das 14 estações a 1800 m dos eixos dos chuveiros possui, em média, cerca de $(10,0 \pm 1,2)$ VEM de sinal total depositado no tanque. Sendo $(65,0 \pm 5,6)\%$ do sinal total correspondente a componente muônica.

Aplicando o filtro $\Delta V_l^\pm = \pm 0,2$ VEM as distribuições dos sinais totais depositados, $(91,4 \pm 4,7)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas de múons e $(6,7 \pm 2,2)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas eletromagnéticas são selecionados. A eficiência desse filtro com valor de $\Delta V_l^\pm = \pm 0,3$ VEM foi de $(81,2 \pm 9,9)\%$ dos valores das derivadas das componentes muônicas e $(3,6 \pm 1,0)\%$ dos valores das derivadas referentes as componentes eletromagnéticas.

Se a esse primeiro filtro, adicionarmos uma seleção complementar aplicando o $V_{filter} = 0,3$ VEM nos intervalos $-(0,3)0,2 \text{ VEM} < \Delta V(i) < +(0,2)0,3 \text{ VEM}$, a eficiência na seleção dos sinais das derivadas da componente muônica aumentou 12,0% em apenas 1 estação.

Vários valores para o filtro V_{filter} foram testados. Porém cortes com valor $V_{filter} = 0,3$ VEM nas distribuições dos sinais totais das estações separam $(63,8 \pm 6,9)\%$ do sinal muônico e $(3,9 \pm 1,2)\%$ do sinal total eletromagnético acima desse valor. Nesse caso, a coincidência de sinal entre a componente eletromagnética e muônica, o fator F_C , corresponde a menos de 0,10 em todas as estações.

Então, resumindo em termos de sinais das derivadas selecionadas $\sum v \frac{dN}{dv} dv$ a partir de um conjunto de filtros, o conjunto de filtros $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,2 \text{ VEM}, V_{filter} = 0,3 \text{ VEM}]$ quando aplicado às distribuições das derivadas, separa $(87,1 \pm 5,9)\%$ do valor da soma de sinal total das derivadas de $(14,2 \pm 2,6)$ VEM correspondente a componente muônica. Já para o conjunto $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,3 \text{ VEM}, V_{filter} = 0,3 \text{ VEM}]$ separa $(92,0 \pm 3,6)\%$ dos sinais das derivadas de múons do valor do sinal total das derivadas de $(13,0 \pm 2,5)$ VEM.

Estações a 2000 m

Cada uma das 14 estações a 2000 m dos eixos dos chuveiros possui, em média, cerca de $(7,4 \pm 1,2)$ VEM de sinal total depositado no tanque. Sendo $(70,0 \pm 3,6)\%$ do sinal total correspondente a componente muônica.

Aplicando o filtro $\Delta V_l^\pm = \pm 0,1$ VEM as distribuições dos sinais totais depositados, $(91,0 \pm 4,5)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas de múons e $(14,5 \pm 4,2)\%$ dos valores $\frac{dN}{dv} dv$ das derivadas eletromagnéticas são selecionados. A eficiência desse filtro com valor de $\Delta V_l^\pm = \pm 0,2$ VEM foi de $(86,2 \pm 6,5)\%$ dos valores das derivadas das componentes muônicas e $(4,2 \pm 2,0)\%$ dos valores das derivadas referentes as componentes eletromagnéticas.

Se a esse primeiro filtro, adicionarmos uma seleção complementar aplicando o $V_{filter} = 0,2$ VEM nos intervalos $-(0,2)0,1$ VEM $< \Delta V(i) < +(0,1)0,2$ VEM, não há aumento de eficiência em separação.

Vários valores para o filtro V_{filter} foram testados. Porém cortes com valor $V_{filter} = 0,2$ VEM nas distribuições dos sinais totais das estações separam $(92,8 \pm 2,9)\%$ do sinal muônico e $(3,0 \pm 0,9)\%$ do sinal total eletromagnético acima desse valor. Nesse caso, a coincidência de sinal entre a componente eletromagnética e muônica, o fator F_C , corresponde a menos de 0,10 em todas as estações.

Então, resumindo em termos de sinais das derivadas selecionadas $\sum v \frac{dN}{dv} dv$ a partir de um conjunto de filtros, o conjunto de filtros $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,1$ VEM, $V_{filter} = 0,2$ VEM] quando aplicado às distribuições das derivadas, separa $(84,3 \pm 4,5)\%$ do valor da soma de sinal total das derivadas de $(12,3 \pm 2,3)$ VEM correspondente a componente muônica. Já para o conjunto $[\Delta V_l^\pm = \pm 0,2$ VEM, $V_{filter} = 0,2$ VEM] separa $(91,1 \pm 4,8)\%$ dos sinais das derivadas de múons do valor do sinal total das derivadas de $(11,0 \pm 1,4)$ VEM.

Resultados gerais

Dessa forma, a figura 6.19(a) mostra os valores dos filtros ΔV_l^\pm em função da distância radial ao eixo do chuveiro com valores V_{filter} apresentados na figura 6.19(b). Esse são valores do filtro ΔV_l^\pm que selecionam com uma eficiência maior que 80,0% as derivadas totais dos sinais muônicos e menos de 25,0% as derivadas eletromagnéticas totais. Os valores referentes ao filtro V_{filter} , promovem as separações dos sinais eletromagnéticos e muônicos com valores de contaminações eletromagnéticas inferiores à 15,0% do sinal total acima desse valor de corte.

Usando a definição de estimador da equação 5.13 [39], determinamos para cada distância radial, os parâmetros α que relacionam a soma dos sinais totais das derivadas acima dos valores de cortes dos filtros com o número de múons (dado pela simulação) em cada estação. A figura 6.20 mostra os valores desses parâmetros em função da distância radial.

Estimando o múons N_{est}^μ em cada estação a partir dos valores médios de parâmetros α , a figura 6.21(a) mostra a comparação entre as distribuições dos números médios de múons estimados pelos filtros e o número de múons das simulações para estações a distâncias r_{est} . Na parte superior da figura, pode ser visto o desvio relativo entre esses valores.

Dividindo esses valores dos números de múons estimados pela área efetiva típica dos tanques Cherenkov, área de $\sim 11,0 m^2$, temos as medidas de densidades de múons $\rho_\mu(r)$. A figura 6.21(b) mostra a distribuição lateral da densidade de múons calculada dessa forma.

Como temos uma baixa estatística de número de estações e chuveiros, calculamos os sinais totais das derivadas com a soma de sinal bin a bin. Uma maior estatística de estações nos permitirá ajustar uma curva aos sinais das componentes, e conseqüentemente ajustar uma curva ao sinal total das derivadas. A figura 6.18 mostra as tendências das curvas das distribuições de sinais das componentes eletromagnética e muônica, assim como da distribuição total. Essas formas das curvas de distribuições pode ser vista em [39] que mostra distribuições das derivadas dos sinais de chuveiros simulados e de eventos registrados pelo Observatório Auger. Esse trabalho sugere que a distribuição das derivadas dos sinais eletromagnéticos siga uma lei de potência, enquanto a distribuição da componente muônica é atribuída como uma distribuição de Fermi-Dirac.

A baixa estatística também nos impede de observar uma assimetria nas curvas de distribuições das derivadas dos sinais. Por isso, os valores de corte ΔV_l^\pm aplicados foram iguais, em módulo, para ambos intervalos, positivo e negativo, das distribuições.

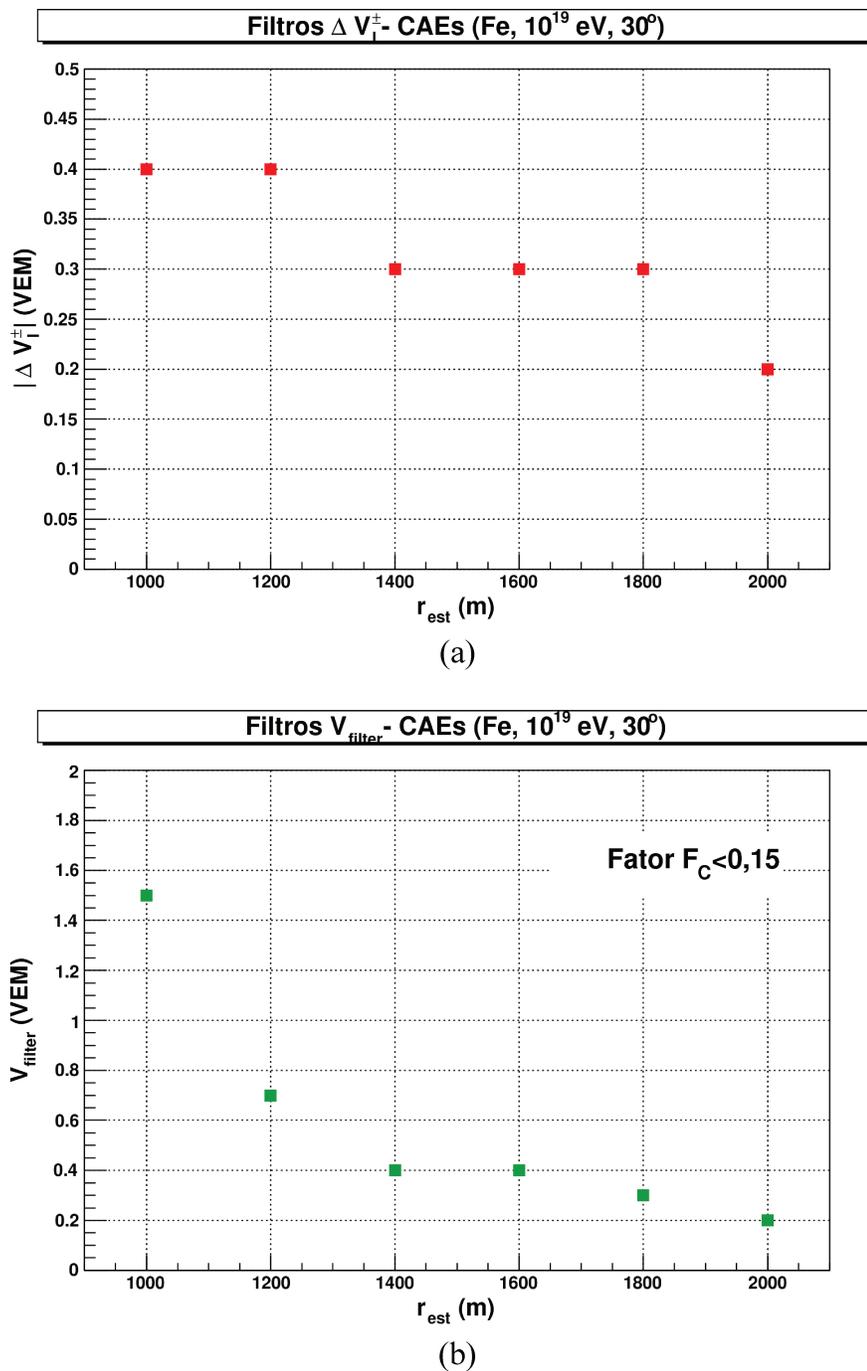


Figura 6.19: Valores dos filtros ΔV_l^\pm (a) e V_{filter} (b) em função das distâncias radiais r_{est} .

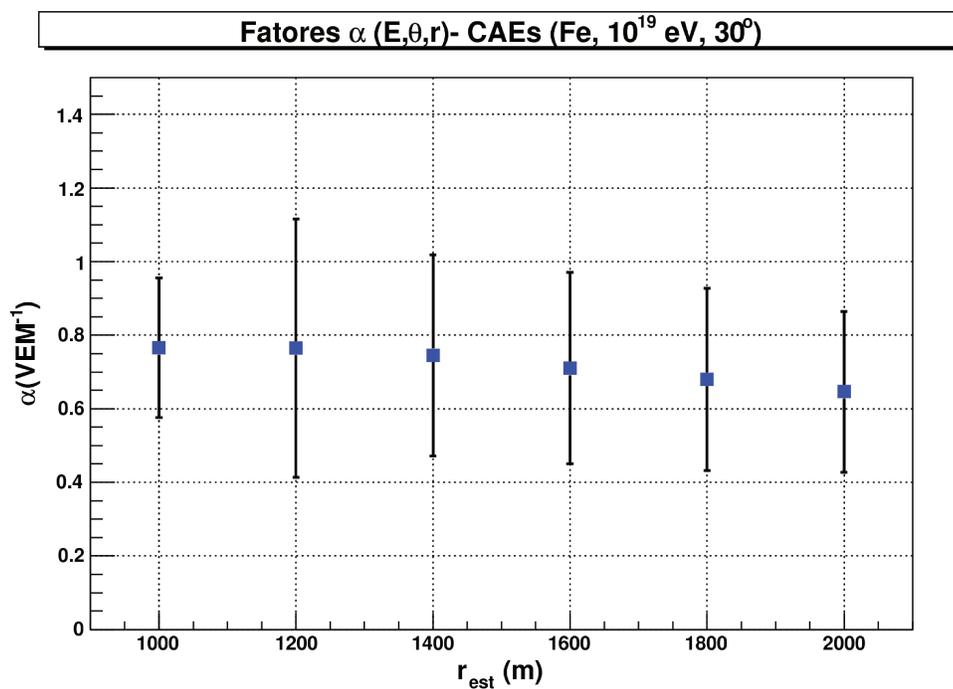


Figura 6.20: Valores dos parâmetros de correção α em função das distâncias radiais r_{est} . Os valores médios dos parâmetros, apresentam desvios menores que 20,0%.

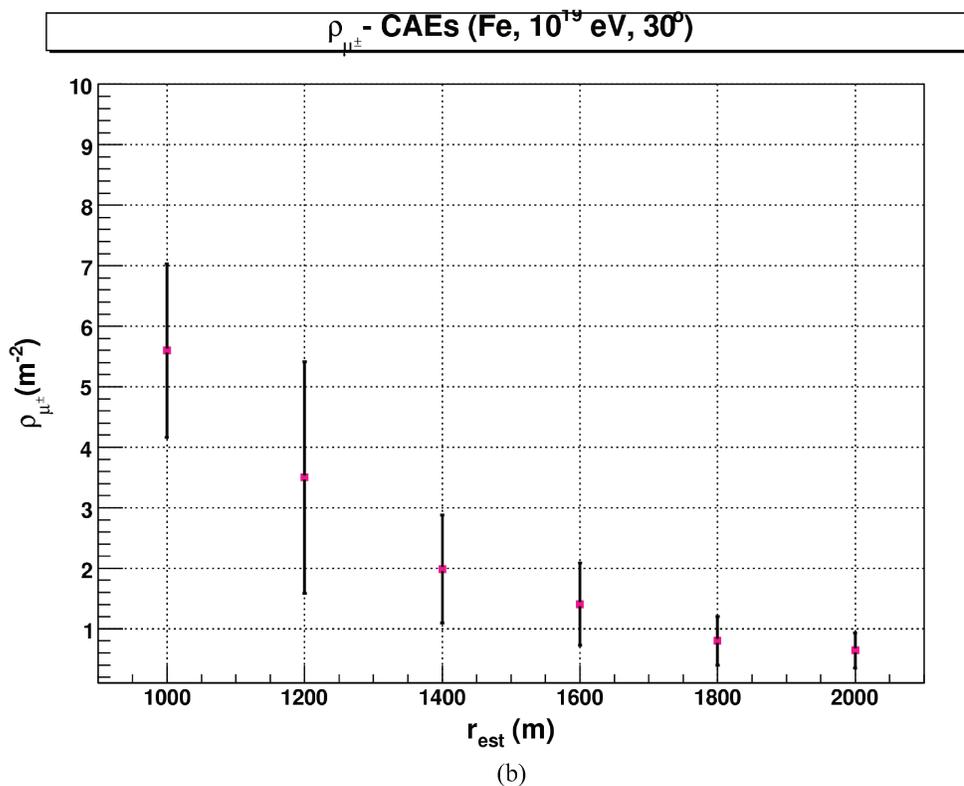
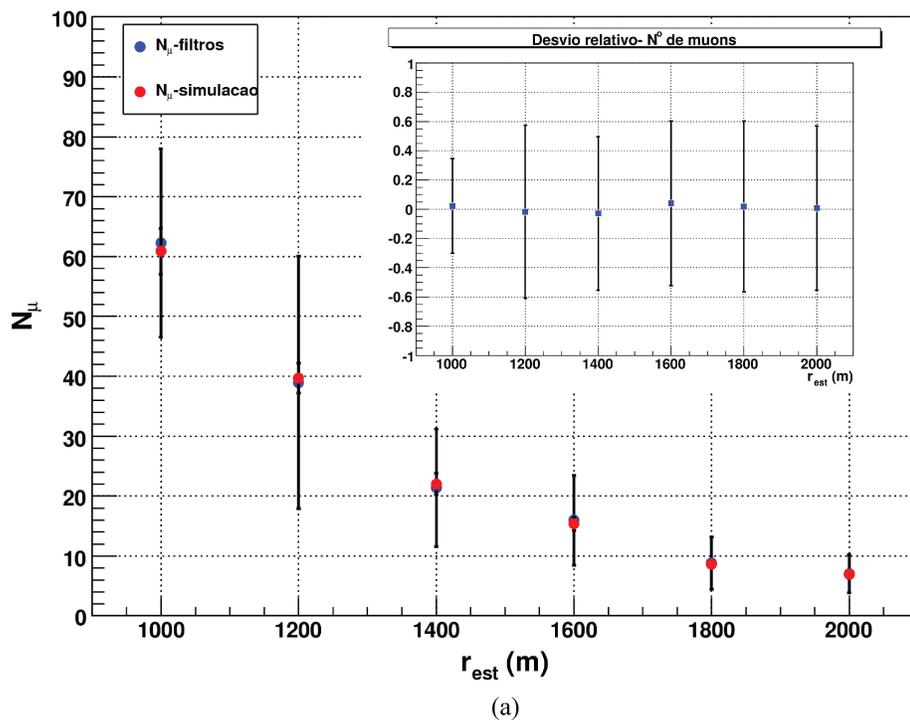


Figura 6.21: (a) Comparação da distribuição lateral do número de múons calculados com o método de filtros e o número de múons das simulações. (b) Distribuição lateral da densidade de múons. Valores estimados usando o método dos filtros a partir dos sinais em 14 estações para cada distância radial.

7

Conclusão e perspectivas

A possibilidade de se desenvolver filtros de separação para as componentes eletromagnética e muônica das frentes de chuviros atmosféricos extensos detectados pelo Observatório Auger, pode ser vista em diversas publicações internas da colaboração Auger, assim como em *Proceedings* de conferências internacionais.

Nossa contribuição dentro do grupo de estudo de interações hadrônicas da colaboração Auger foi desenvolver filtros baseados nos chamados *muons jumps*, que são saltos em sinais de FADCs, onde sinais elevados indicam depósito de energia de múons a distâncias maiores que 800 m.

Este trabalho é a continuação das atividades do grupo no estudo de separação de componentes. Visamos refinar valores para os filtros, e determinar suas eficiências.

Os resultados preliminares apresentados mostram promover de forma eficiente a discriminação da componente muônica dos chuviros, ainda que com baixa estatística do número chuviros.

Uma parametrização geral de depósito de sinal das partículas nos tanques está sendo realizada. Essa cobrirá praticamente todos os intervalos de energias e ângulos zenitais das partículas incidentes no tanque. Pretendemos também, realizar estudos em chuviros sem *thinning*, dessa forma eliminaremos as flutuações referentes aos processos de *thinning* e *unthinning*.

Um maior número de chuviros simulados e reconstruídos com diferentes primários, ângulos

zenitais e energias, nos possibilitará inferir valores em sinal de filtros, e possivelmente criar uma função que os interpole. Como consequência disso, poderemos determinar os valores de correção $\alpha(E, \theta, r)$ para estimar o número de múons em um conjunto de tanques a dada distância do eixo do chuveiro, criando assim funções de distribuições laterais de múons (LDF). A partir de ajustes nessas LDFs, será possível medir a densidade de múons a 1000 m do eixo, fator importante no estudo da composição de massa dos primários (capítulo 3).

Aplicando futuramente o método a dados de eventos registrados pelo Observatório Auger, poderemos comparar os resultados as distribuições de densidades muônicas estimadas a partir do método que propomos, com resultados de outros experimentos. Poderemos também comparar esses resultados com diversos modelos de previsões hadrônicas, que nos permitirá discutir a respeito da composição de massa dos raios cósmicos primários.

Bibliografia

- [1] L. Anchordoqui, T. Paul, S. Reucroft, J. Swain, *IJMPA* **18**, 2229 (2003).
- [2] J. Abraham, *et al.*, *Astropart. Phys* **31**, 399 (2009).
- [3] J. Abraham, *et al.*, *Science* **318**, 938 (2007).
- [4] F. A. Aharonian, J. W. Cronin, *Phys. Rev. D* **50**, 1892 (1994).
- [5] J. Abraham, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 061101 (2008).
- [6] J. W. Cronin, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **138**, 465 (2005).
- [7] K. Kotera, M. Lemoine, *Phys. Rev. D* **77**, 123003 (2008).
- [8] W. Saunders, *et al.*, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* **317**, 55 (2000).
- [9] K. Kotera, A. V. Olinto, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **49** (2010).
- [10] J. Matthews, *Astropart. Phys.* **22**, 387 (2005).
- [11] M. Alekseeva, *et al.*, eds., *Extensive Air Shower Simulation Program CONEX: Matching Monte Carlo and Numerical Methods*, vol. 7 (Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, India, 2005).
- [12] T. Pierog, R. Engel, D. Heck, *Czech. J. Phys.* **56**, A161 (2006).
- [13] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw, *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA* **6019** (1998).
- [14] J. A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33**, 323 (1983).
- [15] J. Abraham, *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **523**, 50 (2004).
- [16] X. Bertou, *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **568**, 839 (2006).

- [17] D. Newton, J. Knapp, A. A. Watson, *Astropart. Phys.* **26**, 414 (2007).
- [18] J. Abraham, *et al.*, *Phys. Lett. B* **685**, 239 (2010).
- [19] K. S. M. Caballero, M. Roth, I. C. Maris, T. Schmidt, *J. Phys. Conf. Ser.* **116**, 012007 (2008).
- [20] D. Barnhill, K. Arisaka, M. Healy, J. Lee, P. Boghrat, A Study of Composition Trends Using Rise Time Data, *Auger Technical Note GAP Note 2006-017*, The Pierre Auger Colaboration (2006).
- [21] M. Healy, D. Barnhill, K. Arisaka, J. Lee, P. Boghrat, A Study of Composition Trends Using Rise Time and Curvature Data, *Auger Technical Note GAP Note 2006-092*, The Pierre Auger Colaboration (2006).
- [22] M. T. Dova, *et al.*, *Astroparticle Physics* **31**, 312 (2009).
- [23] F. Arqueros, *et al.*, Inferring Xmax from asymmetry in risetime, *Auger Technical Note GAP Note 2008-179*, The Pierre Auger Colaboration (2008).
- [24] H. W. for the Pierre Auger Collaboration, ed., *Study of the nuclear mass composition of UHECR with the surface detectors of the Pierre Auger Observatory* (Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, 2009).
- [25] J. Abraham, *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **620**, 227 (2010).
- [26] D. Kuempel, K. Kampert, M. Risse, *Astropart. Phys.* **30**, 167 (2008).
- [27] J. A. B. for the Pierre Auger Collaboration, ed., *Measurement of the average depth of shower maximum and its fluctuations with the Pierre Auger Observatory* (Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, 2009).
- [28] C. Meurer, N. Scharf, *Astrophys. Space Sci. Trans.* **7**, 183 (2011).
- [29] A. Etchegoyen, U. Fröhlich, A. Lucero, I. Sidelnik, B. Wundheiler, *astro-ph.HE* (2010).
- [30] A. Etchegoyen, Pierre Auger Collaboration, eds., *AMIGA, Auger Muons and Infill for the Ground Array* (Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, Mérida, Yucatán, Mexico, 2007).
- [31] M. Melissas, The Pierre Auger Collaboration, *Astrophys. Space Sci. Trans.* **7**, 207 (2011).

- [32] S. Fliescher, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* (2010).
- [33] C. Williams, *et al.*, eds., *The MIDAS Experiment: A New Technique for the Detection of Extensive Air Showers* (XVI International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions-ISVHECRI, Batavia, IL, USA, 2010).
- [34] The Pierre Auger Collaboration, ed., *The Pierre Auger Observatory V: Enhancements* (32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, China, 2011).
- [35] F. Schmidt, J. Knapp, M. Zha, Results from the Simulation of an Unthinned Proton Shower at 5×10^{18} eV, *Auger Technical Note Gap Note 2005-095*, The Pierre Auger Colaboration (2005).
- [36] M. Kobal, A Thinning Method using Weight Limitation to Increase Performance, *Auger Technical Note GAP Note 2000-061*, The Pierre Auger Colaboration (2000).
- [37] D. Heck, J. Knapp, *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6097* (2004).
- [38] P. Billoir, Reconstruction of showers with the Ground Array status of the “prototype” program, *Auger Technical Note GAP Note 2000-025*, The Pierre Auger Colaboration (2000).
- [39] X. Garrido, *et al.*, Measurement of the number of muons in Auger tanks by the FADC jump counting method, *Auger Technical Note Gap Note 2007-060*, The Pierre Auger Colaboration (2007).
- [40] M. A. Müller, Estudo sobre as interações de hádrons nos módulos de superfície e adjacências, do Observatório Pierre Auger, Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP) (2007).
- [41] E. Rutherford, H. L. Cooke, *Phys. Rev* **16**, 183 (1903).
- [42] Z. Kurz, *Phys. Zeit* **10**, 834 (1909).
- [43] T. Wulf, *Phys. Zeit* **1**, 152 (1909).
- [44] A. Gockel, *Phys. Zeit* **12**, 595 (1911).
- [45] J. C. McLennan, E. N. Macallum, *Philos. Mag* **22**, 639 (1911).
- [46] J. C. McLennan, E. N. Macallum, *Phys. Zeit.* **14**, 953 (1913).
- [47] V. F. Hess, *Phys. Zeit* **13**, 1084 (1912).

- [48] R. A. Millikan, G. H. Cameron, *Phys. Rev* **28**, 851 (1926).
- [49] J. Clay, *Acad. Amsterdam Proc* **30**, 1115 (1927).
- [50] J. Clay, *Acad. Amsterdam Proc* **31**, 1091 (1928).
- [51] W. Bothe, W. Kolhörster, *Phys. Zeit* **56**, 751 (1929).
- [52] B. B. Rossi, *Phys. Rev* **45**, 212 (1934).
- [53] C. D. Anderson, *Phys. Rev* **43**, 491 (1933).
- [54] S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson, *Phys. Rev* **51**, 884 (1937).
- [55] H. Yukawa, *Proc. Physico-Math. Soc. Japan* **17**, 48 (1935).
- [56] C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, *Nature* **159**, 694 (1947).
- [57] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, R. A. Fréon, *Rev. Mod. Phys* **11**, 288 (1939).
- [58] P. Bassi, G. Clark, B. Rossi, *Phys. Rev* **92**, 441 (1953).
- [59] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett* **10**, 146 (1963).
- [60] H. E. Bergeson, *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **39**, 847 (1977).
- [61] R. M. Baltrusaitis, *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **54**, 1875 (1985).
- [62] R. M. Tennent, *Proc. Phys. Soc* **92**, 622 (1967).
- [63] W.-M. Yao, *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **37**, 1+ (2010).
- [64] V. S. Ptuskin, V. N. Zirakashvili, *Astron. Astrophys* **429**, 755 (2005).
- [65] T. Antoni, *et al.*, *Astropart. Phys* **24**, 1 (2005).
- [66] M. Nagano, *et al.*, *J. Phys. G Nucl. Part. Phys* **18**, 423 (1992).
- [67] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid, A. A. Watson, *J. Phys. GNucl. Part. Phys* **17**, 733 (1991).
- [68] D. J. Bird, *et al.*, *Phys. Rev. Lett* **71**, 3401 (1993).
- [69] A. Haungs, *et al.*, *JPCS* **47**, 238 (2006).

- [70] D. Allard, E. Parizot, A. V. Olinto, E. Khan, S. Goriely, *Astron. Astrophys.* **443**, L29 (2005).
- [71] V. Berezhinsky, *JPCS* **47**, 142 (2006).
- [72] T. Wibig, A. W. Wolfendale, *J. Phys. G Nucl. Part. Phys* **31**, 255 (2005).
- [73] D. Allard, E. Parizot, A. V. Olinto, *Astropart.Phys.* **27**, 61 (2007).
- [74] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949).
- [75] A. M. Hillas, *Ann.Rev.Astron.Astrophys* **22**, 425 (1984).
- [76] K. V. Ptitsyna, S. V. Troitsky, *Physics-Uspokhi* **53**, 691 (2010).
- [77] V. A. Kuzmin, I. I. Tkacheva, *Phys. Rep* **320**, 199 (1995).
- [78] M. B. Hindmarsh, T. W. B. Kibble, *Rep. Prog. Phys* **58**, 477 (1995).
- [79] D. Fargion, B. Mele, A. Salis, *Astrophys. J* **517**, 725 (1999).
- [80] J. Abraham, *et al.*, *Proceedings of the 31st ICRC* (2009).
- [81] G. T. Zatsepin, V. A. Kuz'min, *JETP Letters* **4**, 114 (1966).
- [82] A. A. Penzias, R. W. Wilson, *Astrophys. J* **142**, 419 (1965).
- [83] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett* **16**, 748 (1966).
- [84] T. Stanev, D. Seckel, R. Engel, *Phys. Rev. D* **68**, 103004 (2003).
- [85] M. Lemoine, G. Sigl, *Physics and Astrophysics of Ultra-High Energy Cosmic Rays*, Lecture Notes in Physics (Springer, 2001), 1degree edition edn.
- [86] P. K. F. Grieder, *Extensive Air Showers*, no. v. 2 (Springer, 2010).
- [87] B. B. Rossi, K. Greisen, *Rev. Mod. Phys* **13**, 240 (1941).
- [88] J. C. Butcher, H. Messel, *Phys. Rev.* **112**, 2096 (1958).
- [89] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, International series of monographs on physics (Dover Publications, New York, 1954).
- [90] D. Heck, J. Knapp, G. Schatz, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B**, 139 (1997).
- [91] D. Heck, J. Knapp, G. Schatz, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B**, 136 (1997).

- [92] The ATLAS Collaboration, *et al.*, *Journal of Instrumentation* **3**, S08003 (2008).
- [93] The CMS Collaboration, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **34**, 995 (2007).
- [94] O. Adriani, *et al.*, *Czech. J. Phys.* **56**, A107 (2006).
- [95] M. Bongi, *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **612**, 451 (2010).
- [96] B. O. Sim, *et al.*, LHC Design Report, *Tech. Rep. CERN-2004-003*, CERN (2004).
- [97] D. d'Enterria, R. Engel, T. Pierog, S. Ostapchenko, K. Werner, *High Energy Astrophysical Phenomena (astro-ph.HE)* (2011).
- [98] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, *Phys. Rev. D* **50**, 5710 (1994).
- [99] E. J. Ahn, R. Engel, T. K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, *Phys. Rev. D* **80**, 094003 (2009).
- [100] K. Werner, *et al.*, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **196**, 36 (2009).
- [101] N. N. Kalmykova, S. S. Ostapchenko, A. I. Pavlova, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52**, 17 (1997).
- [102] V. N. Gribov, *Sov. Phys. JETP* **26**, 414 (1968).
- [103] S. S. Ostapchenko, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **151**, 143 (2006).
- [104] S. S. Ostapchenko, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **151**, 147 (2006).
- [105] S. S. Ostapchenko, *Phys. Rev. D* **83**, 014018 (2011).
- [106] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics* (Cambridge Univ. Press, 1990).
- [107] T. K. Gaisser, A. M. Hillas, eds., *Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers*, vol. 8, 15th International Cosmic Ray Conference (Conference Papers, Plovdiv, Bulgaria, 1977).
- [108] V. de Souza, G. Medina-Tanco, J. A. Ortiz, F. Sanchez, *Phys. Rev. D* **73**, 043001 (2006).
- [109] J. M. H. Barbosa, F. Catalani, J. A. Chinellato, C. Dobrigkeit, *Astropart. Phys.* **22**, 159 (2004).
- [110] A. M. Hillas, *Astrophysical Aspects of the Most Energetic Cosmic Rays, Proceedings of the ICRR International Symposium* p. 74 (1991).

- [111] J. Linsley, ed., vol. 12, 15th International Cosmic Ray Conference (Conference Papers, Plovdiv, Bulgaria, 1977).
- [112] T. Pierog, R. Engel, D. Heck, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 459 (1981).
- [113] R. U. Abbasi, *et al.*, *Astrophys. J.* **622**, 910 (2005).
- [114] J. Knapp, D. Heck, S. J. Sciutto, M. T. Dova, M. Risse, *Astrophys. J.* **19**, 77 (2003).
- [115] K. Kamata, J. Nishimura, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **6**, 93 (1958).
- [116] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics*, Frontiers in physics (Westview Press, 2004).
- [117] A. M. Hillas, D. J. Marsden, J. D. Hollows, H. W. Hunter, eds., *Measurement of Primary Energy of Air Showers in the Presence of Fluctuations*, vol. 3 (Proceedings of the 12th International Conference on Cosmic Rays, Tasmania, Australia, 1971).
- [118] W.-M. Yao, *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **33**, 1 (2006).
- [119] R. Silberberg, C. H. Tsao, *Phys. Rep.* **191**, 351 (1990).
- [120] P. Bauleo, *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **406**, 69 (1998).
- [121] J. V. Jelley, *et al.*, *Nature* **205**, 327 (1965).
- [122] J. Linsley, L. Scarsi, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 123 (1962).
- [123] M. M. Winn, J. Ulrichs, L. S. Peak, C. B. A. McCusker, L. Horton, *Journal of Physics G: Nuclear Physics* **12**, 653 (1986).
- [124] A. A. Ivanov, S. P. Knurenko, Z. E. Petrov, M. I. Pravdin, I. Y. Sleptsov, *Astrophys. Space Sci. Trans.* **6**, 53 (2010).
- [125] M. Takeda, *et al.*, *Astropart. Phys.* **19**, 447 (2003).
- [126] T. Antoni, *et al.*, *Astroparticle Physics* **14**, 245 (2001).
- [127] I. Allekotte, *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **586**, 409 (2008).
- [128] J. Abraham, *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **613**, 29 (2010).
- [129] M. Horvat, Arrival Direction Measurement of Ultra HighEnergy Cosmic Rays, *Auger Technical Note GAP Note 2006-080*, The Pierre Auger Colaboration (2006).

- [130] D. Veberic, M. Roth, SD Reconstruction; Offline Reference Manual, *Auger Technical Note GAP Note 2005-035*, The Pierre Auger Colaboration (2005).
- [131] C. Di Giulio, ed., *The cosmic ray energy spectrum and related measurements with the Pierre Auger Observatory* (Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, 2009).
- [132] B. D. Hieu, A study of the time spread of the signals recorded with the water tanks of The Pierre Auger Observatory, Phdthesis, School of Physics and Astronomy, University of Leeds (2005).
- [133] B. Smith, C. Wileman, A. Watson, The risetime as an indicator of the mass composition of UHECRs, *Auger Technical Note GAP Note 2007-110*, The Pierre Auger Colaboration (2007).
- [134] H. Martínez, Mejora del parámetro Delta1000 para estudios de composición de la masa de Rayos Cósmicos Ultraenergéticos, *Auger Technical Note GAP Note 2011-069*, The Pierre Auger Colaboration (2011).
- [135] K. S. C. Mora, Composition Studies of Ultra High Energy Cosmic Rays using Data of the Pierre Auger Observatory, *Auger Technical Note GAP Note 2010-037*, The Pierre Auger Colaboration (2010).
- [136] M. Prouza, *et al.*, *Advances in Astronomy* **2010**, 5+ (2010).
- [137] H. Gemmeke, *et al.*, *Nuclear Science, IEEE Transactions on* **47**, 371 (2000).
- [138] G. A. Askaryan, *Soviet Physics JETP* **14**, 441 (1962).
- [139] G. A. Askaryan, *Soviet Physics JETP* **21**, 658 (1965).
- [140] A. Badea, *et al.*, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **136**, 384 (2004).
- [141] D. Lebrun, The CODALEMA Collaboration, eds., *CODALEMA : A Cosmic Ray Radio Detection Array*, vol. 4 (Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, Mérida, Yucatán, Mexico, 2007).
- [142] F. D. Kahn, I. Lerche, *Proc. Roy. Soc. A.* **289**, 206 (1966).
- [143] P. W. Gorham, *et al.*, *Phys. Rev. D* **78**, 032007 (2008).
- [144] B. B. Rossi, *High-energy particles*, Prentice-Hall physics series (Prentice-Hall, 1965).
- [145] H. A. Bethe, W. Heitler, *Proc. Roy. Soc London* **A146**, 83 (1934).

- [146] A. G. Wright, *J. Phys. A Math. Nucl. Gen.* **6**, 79 (1973).
- [147] E. V. Bugaev, Y. V. Shlepin, *Phys. Rev. D* **63** (2003).
- [148] H. R. Allan, R. F. W. Beamish, W. M. Glencross, D. M. Thomson, R. D. Wills, *Proc. Phys. Soc* **79** (1962).
- [149] J. Seguinot, T. Ypsilantis, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **343** (1994).
- [150] V. P. Zrelov, *Cherenkov radiation in high-energy physics*, vol. 1 of *Cherenkov Radiation in High-energy Physics* (Israel Program for Scientific Translations; [available for U.S. Dept. of Commerce, Clearinghouse for Federal Scientific and Technical Information, Springfield, Va.], 1970).
- [151] I. E. Frank, I. M. Tamm, *Doklady Akademii Nauk Sssr* **14**, 109 (1937).
- [152] CERN Program Library, GEANT - Detector Description and Simulation Tool (1994).
- [153] M. A. Müller, Estudo sobre as interações de hádrons nos módulos de superfície (tanque Cherenkov e adjacências) do Observatório Pierre Auger, Tese de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP) (2003).
- [154] H. Fesefeldt, *RWTH Aachen report PITHA 85/2* (1985).
- [155] M. Kobal, A Thinning Method using Weight Limitation to Increase Performance, *Under the auspices of the International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP)*, Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference (1999).
- [156] A. Filipcic, M. Kobal, D. Zavrtanik, Optimisation of High-Energy Air-Shower Thinning, *Auger Technical Note Gap Note 1998-058*, The Pierre Auger Colaboration (1998).
- [157] A. Filipcic, M. Kobal, D. Zavrtanik, Sample Algorithms for Air-shower Simulations, *Auger Technical Note Gap Note 2000-028*, The Pierre Auger Colaboration (2000).
- [158] A. M. Hillas, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **52B**, 29 (1997).
- [159] A. Filipcic, M. Kobal, D. Zavrtanik, Thinning of High-Energy Air Showers, *Auger Technical Note Gap Note 1998-001*, The Pierre Auger Colaboration (1998).
- [160] X. Garrido, *et al.*, Update and new results from the FADC jump counting method, *Auger Technical Note Gap Note 2009-023*, The Pierre Auger Colaboration (2009).
- [161] J. Allen, *et al.*, *Journal of Physics: Conference Series* **119**, 032002 (2008).

- [162] S. Dagoret-Campagne, The SDSim User Guide, *Auger Technical Note Gap Note 2002-072*, The Pierre Auger Colaboration (2002).