

Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física Gleb Wataghin

**Estudo sobre as Interações de Hádrons nos
Módulos de Superfície e Adjacências, do
Observatório Pierre Auger**

*Este exemplar corresponde à redação final da tese
de doutorado defendida pelo aluno Márcio Aparecido
Müller e aprovada pela comissão julgadora*

Márcio Aparecido Müller

*31/03/2008
J. Chinellato*

Tese de Doutorado apresentada ao
Instituto de Física Gleb Wataghin
para a obtenção do título de Doutor em Ciências

Orientador: Prof. Dr. José Augusto Chinellato
DRCC - IFGW - UNICAMP

Campinas, abril de 2008

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

M914e Müller, Márcio Aparecido
Estudo sobre as interações de Hádrons nos módulos de superfície e adjacências, do Observatório Pierre Auger / Márcio Aparecido Müller. -- Campinas, SP : 2007.

Orientador: José Augusto Chinellato.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1 1. Raios cósmicos. 2. Observatório Pierre Auger.
2 3. Simulação. I. Chinellato, José Augusto. .
3 II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de
4 Física "Gleb Wataghin". III. Título.

5

6

- **Título em inglês:** Study about Hadron interactions in the surface modules and surroundings, at the Pierre Auger Observatory.
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Cosmic rays
 2. Pierre Auger Observatory
 3. Simulation
- **Área de concentração:** Física das partículas elementares e campos
- **Titulação:** Doutor em ciências
- **Banca examinadora:**

Prof. José Augusto Chinellato
Prof. Ernesto Kemp
Prof. Edison Hiroyuki Shibuya
Prof. João Carlos Costa dos Anjos
Prof. Luiz Carlos Santos de Oliveira
- **Data da defesa:** 06.12.2007



Secretaria de Pós-Graduação - Tel: (19) 3521-5305 FAX: (19) 3521-4142

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **MÁRCIO APARECIDO MÜLLER - RA 007141**, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN" DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 06/12/2007.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. José Augusto Chinellato – DRCC/IFGW/UNICAMP
(Orientador do Candidato)

Prof. Dr. João Carlos Costa dos Anjos – CBPF

Prof. Dr. Luiz Carlos Santos de Oliveira – CBPF

Prof. Dr. Edison Hiroyuki Shibuya – DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Ernesto Kemp – DRCC/IFGW/UNICAMP

À minha esposa Renata.

Agradecimentos

Não poderia iniciar a apresentação dos trabalhos sem antes agradecer àqueles que de forma incisiva, direta ou indiretamente, foram agentes e colaboradores para que eu conseguisse êxito nessa importante etapa de minha vida.

Primeiramente ao Prof. Dr. José Augusto Chinellato pela sua orientação e confiança em meu potencial durante todo o transcorrer da realização desse trabalho.

À minha esposa Renata, pela sua paciência e apoio nos momentos difíceis. A meus pais. À minha família e à de minha esposa.

Aos professores do DRCC, Carola, Ernesto, Anderson e Escobar. Ao Hélio, por deixar que eu realizasse o trabalho usando seu aplicativo e também pelas discussões que esclareceram muitos pontos obscuros. Ao Ricardo Sato, pela ajuda na solução dos desafios computacionais.

Aos companheiros de república Eduardo, Ari e Danilo, que deram além de muita ajuda moral, muita ajuda técnica.

Ao pessoal do CCJDR, em especial ao Sidney e à Andréia.

Ao pessoal do Cenapad.

A todo pessoal do DRCC, em especial a Catallani, Walter, Carlos Todero, Rogério et al e à secretaria do DRCC, nas pessoas de Sandra e Nivaldo.

A todos os colegas da pós-graduação e em especial à secretaria da pós-graduação, nas pessoas de Maria Ignez, Armando e Cássia.

Às agências de fomento, em especial à Capes, pela bolsa de estudos, e à FAPESP pelo financiamento do projeto.

Resumo

Este projeto contribui para a caracterização do sinal da passagem da frente de um Chuveiro Atmosférico Extenso no Detector de Superfície do Observatório Pierre Auger.

Usando uma simulação do módulo básico do Detector de Superfície, que é um tanque Cherenkov, foi realizado um estudo do sinal depositado para cada tipo de partícula da frente do Chuveiro Atmosférico Extenso, individualmente, e depois da razão entre os sinais provenientes da componente hadrônica e das componentes comumente consideradas (componente eletromagnética + componente muônica) para alguns casos.

Foram injetadas no tanque, individualmente, as partículas que ocorrem num Chuveiro Atmosférico Extenso, com valores discretos de energia no intervalo de eV até $10 TeV$. Com isso, obtivemos “curvas resposta” do detector para cada partícula - essas curvas são equivalentes a distribuições de probabilidade para o número de fótons coletados (fótons que efetivamente geraram sinal nas fotomultiplicadoras) no tanque Cherenkov. Do conjunto de valores discretos de “curvas resposta”, obtivemos, por interpolação, expressões gerais cobrindo toda a faixa de energia acima citada, ou seja, obtivemos uma parametrização geral do sinal (ainda preliminar, com pequenas melhorias numéricas a serem feitas), para qualquer partícula e a qualquer energia. Segundo testes já feitos, tal parametrização deve implicar em economia de tempo de processamento da ordem de milhares de vezes, o que será útil para futuros cálculos no projeto Auger.

Partindo de chuviros simulados na atmosfera através do software Corsika e usando a parametrização geral acima citada, obtivemos a razão da contribuição dos hádrons com relação às demais componentes da frente do chuveiro, nas condições do Observatório, ou seja, nas faixas de energia acima de $10^{18} eV$, para diferentes primários e na geometria típica do Observatório Pierre Auger.

Conhecendo tais fatores, poderemos contribuir para uma calibração do sinal, de modo a poder corrigir a estimativa da energia do primário do chuveiro, que entra no cálculo do fluxo de raios cósmicos primários. Esse é um item de bastante interesse na área.

Nos cálculos deste trabalho, adicionamos ao tratamento tradicional das interações hadrônicas, o regime de baixas energias do Geant4. No nosso caso, merecem atenção especial as interações de nêutrons, principalmente porque o alvo considerado além dos tanques Cherenkov do Observatório

inclui uma camada de solo abaixo deles, onde os nêutrons podem dar contribuição significativa.

Dado que o sinal dos tanques é usado em várias condições de “trigger” para a determinação da energia do primário, teremos condições de computar a contribuição dos hádrons (principalmente nêutrons), com seu sinal e suas flutuações, para as incertezas nessa energia.

Estamos contribuindo para um objetivo básico do Observatório Pierre Auger, que é estimar a energia do raio cósmico primário no topo da atmosfera.

Abstract

This project contributes to the effort of characterizing the passage of Extensive Air Shower fronts through the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory.

Using a Geant4 simulation of the Cherenkov tank that is basic module of the SD, we performed a study on the electronic signal for each kind of shower particle individually at first, and then on the signal ratio between hadronic and electromagnetic + muonic component, for some cases.

The particles that occur in a Extensive Air Shower were injected into the tank individually, with discrete energy values in the range eV up to $10 TeV$, with randomly distributed coordinates. Thus we obtain, for each particle “response curves” which works equivalent as a the probability distribution for the number of collected photons (these photons generated a signal in the photo-multipliers). From the set of discrete samples of “response curves”, we obtain, by interpolation, general expressions that cover the entire range of energies - i.e., we obtain sets of parameters of the signal (still preliminary, with small numerical improvements to be made), for any particle, at any energy in the above mentioned range. According to tests, this parametrization results in a remarkable improvement to the CPU time - the simulation turns out to be some thousand times faster than the extensive calculation. This will be useful for future calculations in the Auger project.

Starting from Corsika simulated air showers, using the parametrization above mentioned, we obtain the mentioned ratio of the signal (hadronic to electromagnetic + muonic component), range energy above $10^{18} eV$, for different primaries.

Since the contribution of hadrons (signal plus fluctuations) is, in general not taken into account in shower reconstruction, this study can contribute to a better characterization of the signal in the tank and thus to the estimate of shower primary energy.

In our calculations, we added to the commonly used treatment of hadronic interactions, the low energy regime of Geant4. In particular, neutrons deserve special treatment, mainly because in addition to the Cherenkov tank itself, we considered another target, which is a soil layer under the tank - where neutrons can make significant contribution to the signal.

Including the hadron contribution (signal and fluctuations) to the whole tank signal, under different trigger conditions, we will be able to contribute to a better estimation of primary energy,

mainly for its fluctuations.

We are contributing to a basic goal of the Observatory, which is to estimate the energy of the primary cosmic ray at the top of the atmosphere and thus the primary flux.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Partículas Elementares [1]	1
1.1.1	Breve Histórico	2
1.2	Raios Cósmiticos de Altas Energias	2
1.3	Descrição de um Chuveiro Atmosférico Extenso	8
1.4	Detectores	10
1.4.1	Interação da Radiação com a Matéria	11
1.4.2	Detecção de Partículas de Altas Energias	12
1.4.3	Técnicas de Detecção Direta	12
1.4.4	Técnicas de Detecção Indireta e Detecção de CAEs	13
1.5	A Atmosfera	15
1.5.1	Propriedades da Atmosfera	15
1.6	Este Trabalho	16
2	Observatório Pierre Auger	17
2.1	Detector de Superfície	19
2.2	Detector de Fluorescência	22
2.3	Objetivos deste Trabalho	27
3	Simulação de uma Unidade do Detector de Superfície	28
3.1	Espectro dos Fótons Cherenkov	31
3.2	Computadores Usados	33

4	Partículas na Frente do CAE	35
4.1	Thinning	35
4.2	Coleção de Partículas na Frente do CAE	36
4.3	Distribuição Lateral	38
4.4	Distribuição de Energia	42
4.5	Depósito de Energia de Partículas	44
4.6	Distribuição Angular de Partículas	47
5	Métodos de Simulação	49
5.1	Método 1	49
5.2	Método 2	51
5.3	Método 3	54
6	Parametrização do Sinal Gerado	63
6.1	Parametrização para Elétrons	65
6.2	Parametrização para Pósitrons	68
6.3	Parametrização para Múons Positivos	71
6.4	Parametrização para Múons Negativos	74
6.5	Parametrização para Nêutrons	76
6.6	Parametrização para Píons Positivos	79
6.7	Parametrização para Gamas	81
6.8	Parametrização para Anti-Nêutrons	84
6.9	Parametrização para Prótons	86
6.10	Parametrização para Píons Negativos	89
6.11	Sinal Gerado	91
6.12	Cálculo Preliminar do Sinal Gerado	91
7	Conclusões	96

Lista de Figuras

1.1	<i>Fluxo de radiação cósmica medido através de décadas de experimentos. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.</i>	4
1.2	<i>Tamanho e campos magnéticos de possíveis fontes aceleradoras. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.</i>	6
1.3	<i>Energia de um próton como uma função da distância de propagação através da radiação cósmica de fundo. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.</i>	7
1.4	<i>Esquema simplificado de um Chuveiro Atmosférico Extenso iniciado por um nucleon, mostrando as suas 3 componentes. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.</i>	9
2.1	<i>Visão geral do Sítio Sul, Malargüe. Essa é a configuração final, que será alcançada até o final de 2007. Créditos: Colaboração Pierre Auger - http://www.auger.org.ar. 18</i>	18
2.2	<i>Esquema ilustrativo da complementaridade dos tanques Cherenkov e telescópios de fluorescência do OPA. Créditos: Colaboração Pierre Auger - http://www.auger.org/. 19</i>	19
2.3	<i>Esquema de um tanque Cherenkov usado pelo OPA.</i>	20
2.4	<i>Tanque Cherenkov em funcionamento no OPA. Créditos: Colaboração Pierre Auger - http://www.auger.org/.</i>	21
2.5	<i>Um dos prédios do Detector de Fluorescência do OPA. Créditos: Colaboração Pierre Auger - http://www.auger.org/.</i>	23
2.6	<i>A câmara de fotomultiplicadoras e o espelho de um dos telescópios. A luz de fluorescência incide da direita para a esquerda, na figura. Créditos: Colaboração Pierre Auger - http://www.auger.org/.</i>	24

- 2.7 *Desenvolvimento longitudinal do mais energético evento já detectado, visto pelo Fly's Eye em 1991 [28]. O Fly's Eye é um detector óptico que mede a luz de fluorescência produzida pelas moléculas de nitrogênio, excitadas pela passagem das partículas carregadas de um CAE. A energia calculada deste evento é $3,2 \times 10^{20}$ eV. Créditos: Clement Lawrence Stephen Pryke. 25*
- 3.1 *Geometria do "tank0Mod". Volume de solo, com o tanque Cherenkov no centro. A figura mostra ainda uma partícula colidindo com o solo e gerando secundários. 29*
- 3.2 *Distribuição de energia dos fótons gerados na água do tanque Cherenkov. 31*
- 3.3 *Distribuição de energia dos fótons que chegaram ao fotocátodo. Estes atravessaram a água, passaram pela interface água-vidro, atravessaram o vidro da fotomultiplicadora e atingiram o fotocátodo. 32*
- 3.4 *Distribuição de energia dos fótons que efetivamente geraram sinal nos fotocátodos das fotomultiplicadoras. 32*
- 4.1 *"Zona de seleção" de partículas do CAE. Créditos: P. Billoir 37*
- 4.2 *Exemplo de como as partículas estão dispostas na frente do CAE. 37*
- 4.3 *Exemplo de como são selecionadas as partículas usando o método de "Zona de seleção". Hádrons a 200 m do eixo do CAE, com $\alpha = 15^\circ$ e $\delta = 0,15$. CAE de 10^{20} eV com primário núcleo de ferro, thinning 10^{-7} . Partículas selecionadas a 1400 m (nível de Malmargüe). 38*
- 4.4 *No primeiro histograma temos a distribuição radial de densidade de partículas, no segundo temos a distribuição radial de densidade de energia. CAE de 10^{20} eV, primário núcleo de ferro, incidência vertical, fator de thinning 10^{-6} . Nível de observação das partículas está a 1400 m (nível de Malmargüe). 39*
- 4.5 *No primeiro histograma temos a distribuição radial de densidade de partículas, no segundo temos a distribuição radial de densidade de energia. CAE de 10^{19} eV, primário próton, incidência vertical, fator de thinning 10^{-7} . Nível de observação das partículas está a 1400 m (nível de Malmargüe). 40*

4.6	<i>No primeiro histograma temos a distribuição radial de densidade de partículas, no segundo temos a distribuição radial de densidade de energia. CAE de 10^{20} eV, primário próton, incidência vertical, fator de thinning 10^{-6}. Nível de observação das partículas está a 1400 m (nível de Malargüe).</i>	41
4.7	<i>Distribuição de energia cinética de partículas.</i>	42
4.8	<i>Distribuição de energia cinética de partículas.</i>	43
4.9	<i>Distribuição de energia cinética de partículas.</i>	43
4.10	<i>Energia cinética de um nêutron a diferentes alturas acima do detector. Média de 10 partículas.</i>	44
4.11	<i>Energia cinética de um próton a diferentes alturas acima do detector. Média de 10 partículas.</i>	45
4.12	<i>Energia cinética de um pión positivo a diferentes alturas acima do detector. Média de 10 partículas.</i>	45
4.13	<i>Energia cinética de um múon positivo a diferentes alturas acima do detector. Média de 10 partículas.</i>	46
4.14	<i>Energia cinética de um elétron a diferentes alturas acima do detector. Média de 10 partículas.</i>	46
4.15	<i>Distribuição angular (em ângulo zenital) de uma fração de partículas de um CAE. CAE de 10^{20} eV, primário núcleo de ferro, vertical, thinning 10^{-6}. Porção de partículas a 500 m do eixo do CAE.</i>	47
4.16	<i>Distribuição angular (em ângulo zenital) de uma fração de partículas de um CAE. CAE de 10^{19} eV, primário próton, vertical, thinning 10^{-7}. Porção de partículas a 400 m do eixo do CAE.</i>	48
5.1	<i>Histograma do sinal de nêutrons a 300 m do eixo de um CAE de 10^{20} eV, primário núcleo de ferro, vertical, thinning 10^{-6}. Nível de observação está a 1400 m (nível de Malargüe).</i>	50
5.2	<i>Histograma do sinal de nêutrons a 400 m do eixo de um CAE de 10^{20} eV, primário núcleo de ferro, vertical, thinning 10^{-6}. Nível de observação está a 1400 m (nível de Malargüe).</i>	50

- 5.3 *Histograma do sinal de nêutrons a 500 m do eixo de um CAE de 10^{20} eV, primário núcleo de ferro, vertical, thinning 10^{-6} . Nível de observação está a 1400 m (nível de Malargüe). 51*
- 5.4 *No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 500 m do eixo do CAE. 52*
- 5.5 *No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 1000 m do eixo do CAE. 52*
- 5.6 *No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 1200 m do eixo do CAE. 53*
- 5.7 *Comparação do número de fótons coletados provenientes da componente hadrônica e a componente eletromagnética + muônica. 53*
- 5.8 *No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 300 m do eixo do CAE. 55*
- 5.9 *No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 500 m do eixo do CAE. 55*
- 5.10 *No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 800 m do eixo do CAE. 56*
- 5.11 *Comparação entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e da eletromagnética + muônica. 56*
- 5.12 *Porcentual entre o número de fótons coletados provenientes da componente hadrônica e da soma das demais componentes (hadrônica + eletromagnética + muônica. . . 57*
- 5.13 *Sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. 57*

5.14	<i>No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 300 m do eixo do CAE.</i>	58
5.15	<i>No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 800 m do eixo do CAE.</i>	59
5.16	<i>No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 1000 m do eixo do CAE.</i>	59
5.17	<i>Comparação entre número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e da eletromagnética + muônica.</i>	60
5.18	<i>Porcentual entre número de fótons coletados provenientes da componente hadrônica e da soma das componentes hadrônica, eletromagnética e muônica).</i>	60
5.19	<i>Sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica.</i>	61
5.20	<i>Sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. CAEs com partícula inicial próton, com energias 10^{19} e 10^{20} eV.</i>	61
6.1	<i>Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.</i>	65
6.2	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	66
6.3	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	67
6.4	<i>Evolução dos parâmetros dos ajustes em função da energia.</i>	68
6.5	<i>Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.</i>	69
6.6	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	69
6.7	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	70
6.8	<i>Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.</i>	71
6.9	<i>Distribuição de fótons coletados</i>	72
6.10	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	73
6.11	<i>Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.</i>	74
6.12	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	74
6.13	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	75
6.14	<i>Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.</i>	76

6.15	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	77
6.16	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	78
6.17	<i>Evolução dos parâmetros dos ajustes com a energia.</i>	78
6.18	<i>Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.</i>	79
6.19	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	79
6.20	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	80
6.21	<i>Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.</i>	81
6.22	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	82
6.23	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	83
6.24	<i>Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.</i>	84
6.25	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	84
6.26	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	85
6.27	<i>Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.</i>	86
6.28	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	87
6.29	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	88
6.30	<i>Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.</i>	89
6.31	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	89
6.32	<i>Distribuição de fótons coletados.</i>	90
6.33	<i>Razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica em função da distância ao centro do CAE. CAE de primário ferro, com energia inicial 10^{20} eV, vertical e com fator de thinning 10^{-6}, nível de Malargüe (1400 m). Média de 50 CAEs.</i>	92
6.34	<i>Razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica em função da distância ao centro do CAE. CAE de primário próton, com energia inicial 10^{20} eV, vertical e com fator de thinning 10^{-6}, nível de Malargüe (1400 m). Média de 50 CAEs.</i>	93
6.35	<i>Razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica em função da distância ao centro do CAE. CAE de primário próton, com energia inicial 10^{19} eV, vertical e com fator de thinning 10^{-7}, nível de Malargüe (1400 m). Média de 50 CAEs.</i>	93

- 6.36 *Razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica em função da distância ao centro do CAE. CAE de primário núcleo de ferro, com energia inicial 10^{19} eV, vertical e com fator de thinning 10^{-7} , nível de Malargüe (1400 m). Média de 50 CAEs. 94*
- 6.37 *Razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica em função da distância ao centro do CAE. CAE de primário ferro, com energia inicial 10^{20} eV, ângulo zenital de 30° e com fator de thinning 10^{-6} , nível de Malargüe (1400 m). Média de 50 CAEs. 94*

Lista de Tabelas

6.1	<i>Parâmetros dos ajustes</i>	67
6.2	<i>Parâmetros dos ajustes</i>	71
6.3	<i>Parâmetros dos ajustes</i>	73
6.4	<i>Parâmetros dos ajustes</i>	76
6.5	<i>Parâmetros dos ajustes</i>	78
6.6	<i>Parâmetros dos ajustes</i>	81
6.7	<i>Parâmetros dos ajustes</i>	83
6.8	<i>Parâmetros dos ajustes</i>	86
6.9	<i>Parâmetros dos ajustes</i>	88
6.10	<i>Parâmetros dos ajustes</i>	91

Capítulo 1

Introdução

1.1 Partículas Elementares [1]

Nesta secção faremos uma breve introdução sobre partículas, suas principais fontes e um resumo histórico sobre as descobertas de algumas delas.

Podemos encontrar prótons e elétrons facilmente na natureza. Para produzir elétrons basta simplesmente aquecer uma peça de metal. Para obter prótons nós ionizamos o hidrogênio.

Para outras partículas nas experiências da física, há três principais fontes: raios cósmicos, reações nucleares e aceleradores de partículas.

- **Raios Cósmicos** - A Terra é constantemente bombardeada por partículas de alta energia vindas do espaço. Como uma fonte de partículas, raios cósmicos têm uma virtude: suas energias podem ser enormes. Mas eles têm duas grandes desvantagens: a taxa em que colidem em qualquer detector de tamanho razoável é muito baixa, e eles são completamente não controláveis. Assim experimentos com raios cósmicos exigem paciência e sorte.
- **Reatores Nucleares** - Quando um núcleo radioativo se desintegra, ele pode emitir uma variedade de partículas (nêutrons, neutrinos, partículas alfa, elétrons, pósitrons e raios gama).
- **Aceleradores de Partículas** - Você inicia com elétrons, prótons, etc, acelera-os a alta energia e joga-os contra um alvo. Com esse procedimento podem ser gerados pósitrons, múons, píons, káons, anti-prótons, etc.

1.1.1 Breve Histórico

Em 1897 com a descoberta do elétron por J.J.Thomson [2], iniciou-se a Física das Partículas Elementares. Thomson sabia que raios catódicos emitidos por um filamento quente podiam ser defletidos por um campo magnético. Isto sugeria que eles carregavam carga elétrica; de fato, a direção da curvatura requeria que a carga fosse negativa. Parecia, portanto, que não era um raio, mas sim um fluxo de partículas. Passando o feixe através de campo elétrico e magnético transversos, e ajustando a energia do campo até que a deflexão fosse zero, Thomson foi capaz de determinar a velocidade das partículas (ao redor de um décimo da velocidade da luz) tão bem como sua razão carga/massa. Esta razão era muito maior que para qualquer íon conhecido, indicando que ou a carga era extremamente grande ou a massa era muito pequena. Evidências indiretas apontavam para a segunda opção. Thomson chamou as partículas de corpúsculos, e sua carga de elétron. Mais tarde a palavra elétron foi aplicada como nome para essas partículas.

Experimentos de Rutherford em 1911 levaram à conclusão de que o átomo era formado por um núcleo, ocupando apenas uma pequena fração do volume do átomo, com praticamente toda massa do átomo e possuindo carga positiva [3].

Ao núcleo do átomo de hidrogênio foi dado o nome de próton por Rutherford. Em 1913 Niels Bohr propôs um modelo para o hidrogênio consistindo de um simples elétron circulando o próton [4].

Infelizmente, embora o átomo de Hélio carregasse dois elétrons pesava quatro vezes o átomo de hidrogênio e Lítio (três elétrons) é sete vezes o peso do átomo de hidrogênio. Esse dilema foi resolvido em 1932 com o descobrimento do nêutron (uma partícula eletricamente neutra com massa muito parecida com a do próton) por Chadwick [5].

1.2 Raios Cósmicos de Altas Energias

Em 1912 Victor Franz Hess fez o revolucionário descobrimento de que radiação ionizante está incidindo sobre a Terra vinda do espaço. Ele mostrou com bases no chão e detectores em balões que a intensidade da radiação não mudava significativamente entre o dia e a noite. Conseqüentemente, o Sol não poderia ser considerado como a fonte desta radiação e a questão de sua origem permaneceria não respondida. Hoje, quase um século depois, a questão da origem da radiação

cósmica permanece um tema importante de pesquisa, mesmo com o desenvolvimento que teve no último século.

O descobrimento de Hess tem dado um enorme ímpeto a grandes áreas da ciência, em particular à Física, e tem representado grande estímulo na formação de nossos atuais “experts” na evolução universal.

Por exemplo, o desenvolvimento de novos campos de pesquisa tais como: Física de Partículas Elementares, Astrofísica Moderna e Cronologia são conseqüências diretas deste descobrimento, e outros campos tais como, Astronomia, Geofísica e mesmo Biologia são grandemente afetados.

Ao longo dos anos o campo de pesquisa de raios cósmicos tem se desenvolvido em várias direções.

Em primeiro lugar, no início do século passado, uma fonte importante de descobertas das assim chamadas partículas elementares foi a física da radiação cósmica.

Em segundo lugar, uma importante área da Física de Raios Cósmicos que se tem rapidamente desenvolvido em conjunção com a exploração do espaço diz respeito à porção de baixa energia do espectro de raios cósmicos. Ela inclui Física Heliosférica e Magnetosférica e ainda porções da Geofísica.

Em terceiro lugar, o ramo de pesquisa que está preocupado com a origem, aceleração e propagação da radiação cósmica representa um grande desafio para a Astrofísica, Astronomia e Cosmologia.

Finalmente, de considerável interesse são os aspectos biológicos e médicos da radiação cósmica por causa do seu caráter ionizante e a inevitável irradiação à qual nós estamos expostos [6].

Um dos desafios da Astrofísica tem sido descobrir a origem dos raios cósmicos, ou ainda, onde e como são acelerados. Formalmente o estudo de raios cósmicos começou em 1912 com Victor Hess [7], numa série de vôos estratosféricos de balão que atingiram mais de 5000 *m* de altitude. Estudos feitos anteriormente, por Elster [8], Geitel [9], Wilson [10] e Cook [11] com câmaras de ionização blindadas, mostravam um fluxo de radiação ionizante, altamente penetrante. Acreditava-se que essa radiação era decorrente de decaimentos espontâneos de materias radioativos presentes no solo.

Foi então que Victor Hess numa série de vôos com balões a grandes altitudes, observou que este fluxo diminuía inicialmente como era esperado, mas que depois de uma certa altura começava

a aumentar. Provava assim que havia uma componente deste fluxo proveniente de fora da Terra. A natureza desta radiação permaneceu obscura por muitos anos, embora tenha sido mostrado por meios de efeitos de latitude e longitude que a radiação cósmica primária incluía partículas com altas energias, provavelmente até 10^{10} eV. Uma assimetria leste-oeste também mostrava que a maior parte destas partículas eram carregadas positivamente.

Vários experimentos foram montados ao longo dos anos para medir o fluxo da radiação cósmica. Pôde-se mostrar através desses experimentos que o fluxo dos raios cósmicos tem a forma de uma lei da potência:

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

No fluxo encontramos inflexões, que são mudanças na inclinação. Essas inflexões receberam os nomes de “joelho” e “tornozelo”. Abaixo do “joelho” em 3×10^{15} eV, $\gamma = 2,7$ e de $3 \times 10^{15} - 5 \times 10^{18}$ eV, $\gamma = 3$. Acima do “tornozelo” em 5×10^{18} eV, $\gamma = 2,7$ [12].

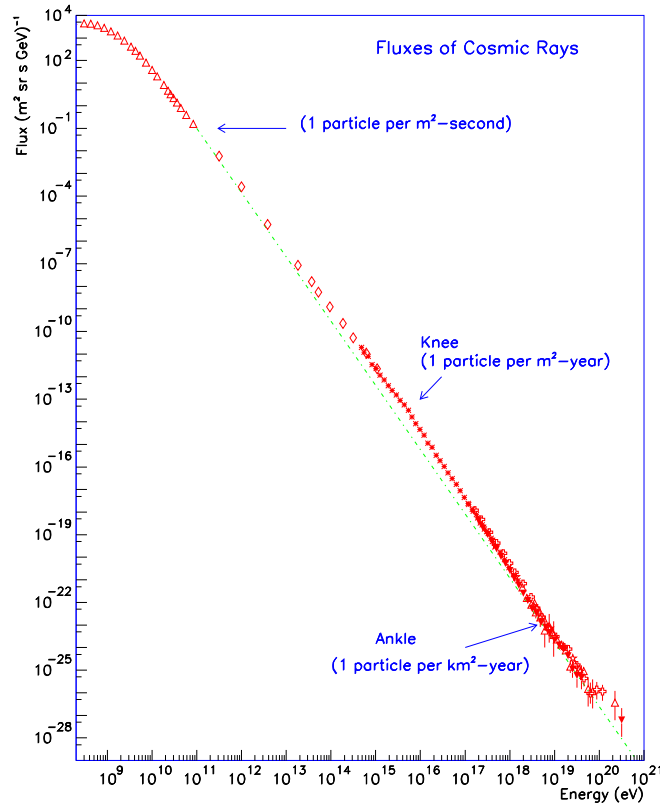


Figura 1.1: Fluxo de radiação cósmica medido através de décadas de experimentos. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.

Um modelo de aceleração que explica muito bem esse fluxo em forma de potência foi proposto por Fermi em 1949 [13]. O modelo se baseia em campos magnéticos turbulentos e mostra que para radiação cósmica com energias de até 10^{15} eV as fontes são razoavelmente conhecidas, e acredita-se que sejam galácticas, entre elas, buracos negros, supernovas e estrelas de nêutrons. Para energias maiores, o modelo de Fermi mostra que esses campos são inefectivos para acelerar tais raios cósmicos, e dessa forma acredita-se que as fontes sejam extragalácticas.

Encontra-se abaixo a relação entre campo magnético ($B_{\mu G}$) e o raio de giro da partícula (r) [14]:

$$r = 1.08 \frac{E_{15}}{qB_{\mu G}} pc \quad (1.2)$$

onde $E_{15} = E^{15}$ eV, $B_{\mu G}$ é o campo magnético em microgauss e q é a carga da partícula em unidades de carga elétrica do elétron.

Encontra-se abaixo a relação final entre tamanho da fonte (L) e energia da partícula em função do campo magnético (considerando $L = 2r$):

$$\beta L \approx 2 \frac{E_{15}}{qB_{\mu G}} pc \quad (1.3)$$

onde β é a velocidade de propagação da onda de choque na fonte. Valores estimados de β são da ordem de 1/100.

Esta equação quando colocada em gráfico em escala logarítmica em ambos os eixos, revela uma relação linear entre o tamanho da fonte e o campo magnético para uma dada energia fixa ($E = 10^{20}$ eV = E_{15}^5 eV), $\beta = 1$ e $q = 1$) (*Gráfico de Hillas*).

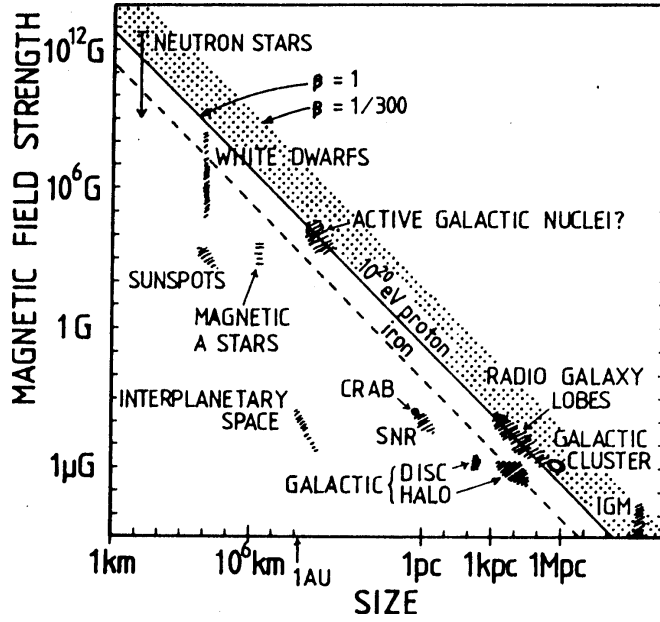


Figura 1.2: Tamanho e campos magnéticos de possíveis fontes aceleradoras. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.

O gráfico de Hillas (figura 1.2) nos mostra que para acelerar raios cósmicos a energias superiores a 10^{20} eV existem poucas fontes candidatas, entre elas, estrelas de nêutrons, núcleos ativos de galáxias e lóbulos de galáxias radio ativas.

Outro fator importante a ser considerado é o corte GZK (Greisen [15], Zatsepin e Kuz'min [16]). A radiação cósmica de fundo (CMB - Cosmic Microwave Background), fótons que permeiam o universo, com uma distribuição de energia equivalente a uma de um corpo negro a 2,7 K, representam uma barreira à propagação de partículas com energia acima de 5×10^{19} eV.

Supondo que os raios cósmicos são prótons, segue abaixo dois exemplos de reações possíveis com a radiação cósmica de fundo:



onde γ é um fóton da radiação cósmica de fundo.

Os prótons têm livre caminho médio para estas interações de 10 Mpc^1 a 10^{20} eV. Para outras

¹1 pc=3,26 anos luz= $3,08 \times 10^{16}$ m. A espessura aproximada de nossa galáxia é de 200 a 300 pc. O diâmetro aproximado de nossa galáxia é de 30 kpc.

partículas com carga maior ou com energias maiores o livre caminho médio é ainda menor. A cada interação o próton perde uma parte de sua energia.

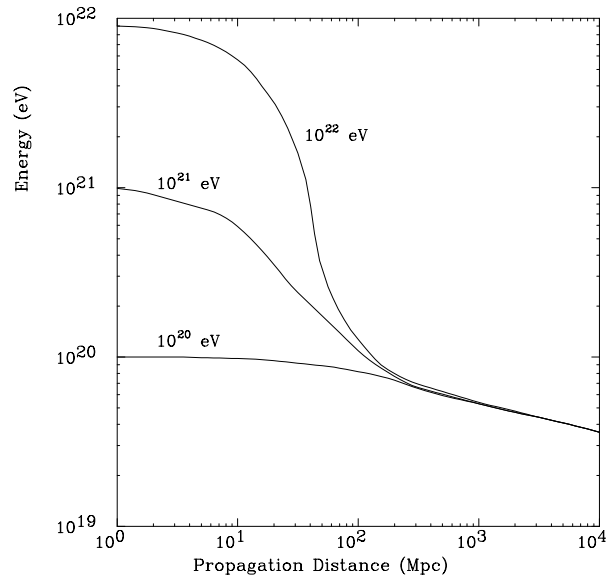


Figura 1.3: *Energia de um próton como uma função da distância de propagação através da radiação cósmica de fundo. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.*

Chega-se à conclusão que independente da energia inicial, após o raio cósmico ter viajado 100 Mpc a sua energia sempre será menor que 10^{20} eV (figura 1.3). Um outro ponto a ser considerado é que a deflexão causada por um campo magnético galáctico típico (alguns microgauss), seria desprezível em raios cósmicos desta faixa de energia. Em resumo, raios cósmicos de altíssimas energias (10^{20} eV) deveriam ter sua origem em um raio menor que 100 Mpc , e sua direção de chegada deveria apontar para suas fontes.

Aí estão, portanto, os dois grandes enigmas dos raios cósmicos de altíssimas energias. Não existem perto da Terra (cosmologicamente falando) fontes que possam acelerar essas partículas a energias tão grandes e, por outro lado, se essas fontes ocorreram no Universo longínquo, a mais de 100 Mpc da Terra, as partículas por elas aceleradas não poderiam chegar até nós sem sofrerem considerável degradação de energia, deixando sem explicação os diversos eventos medidos acima do corte GZK [17].

Este é um dos enigmas que o Observatório Pierre Auger pretende elucidar, colhendo uma quantidade de eventos sem precedentes, graças ao seu tamanho, sua precisão na determinação das energias dos eventos e sua capacidade em determinar a direção no céu de onde vieram essas

partículas.

1.3 Descrição de um Chuveiro Atmosférico Extenso

Ao penetrar na atmosfera um raio cósmico de alta energia interage com os átomos/núcleos do ar, resultando na criação de várias partículas filhas, denominadas raios cósmicos secundários. Esta interação dá início a um processo em cadeia que multiplica o número de secundários enquanto o chuveiro se desenvolve, podendo chegar a $\approx 10^{10}$ secundários no máximo do desenvolvimento. A cada nova geração formada os secundários carregam uma porção menor da energia do raio cósmico primário. Quando a energia individual dos secundários no chuveiro atinge um valor próximo a 80 MeV , a probabilidade de interação dos secundários com moléculas do ar se iguala à probabilidade de absorção por átomos do ar, o que faz com que o chuveiro comece a morrer. Esse processo de geração de partículas secundárias pela colisão de uma partícula primária de alta energia é denominado CAE (Chuveiro Atmosférico Extenso).

Em geral, num CAE estudam-se três componentes, eletromagnética, muônica e hadrônica². O CAE consiste de um núcleo de hádrons altamente energéticos que continuamente alimenta a parte eletromagnética do CAE com fótons de grande energia, originados principalmente do decaimento de píons e partículas eta neutras ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$), pois estas têm uma vida média tão curta ($8,4 \times 10^{-17} \text{ s}$ [18] e $7 \times 10^{-19} \text{ s}$, respectivamente) que decaem antes de interagir. Os fótons provenientes de hádrons geram sub-chuveiros eletromagnéticos através da produção de pares, que gerarão outros fótons energéticos por Bremsstrahlung. Núcleons e outros hádrons altamente energéticos contribuem para futuras cascatas hadrônicas. Decaimentos de píons e káons carregados ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) de baixa energia alimentam a componente muônica (a competição entre decaimento e interação depende da energia das partículas e profundidade atmosférica).

Em cada interação hadrônica, aproximadamente um terço da energia vai na componente eletromagnética. Devido à rápida multiplicação das cascatas eletromagnéticas, gamas, elétrons e pósitrons são as partículas mais numerosas em um CAE. Assim, a maioria da energia do CAE é eventualmente dissipada por perdas por ionização de elétrons e pósitrons.

²Só para citar: não são, em geral, consideradas as interações de neutrinos.

Os píons carregados da primeira geração do CAE têm uma energia tão alta que o decaimento é efetivamente suprimido. Após algumas gerações de píons carregados individuais, a energia dos mesmos vai caindo, e nesse ponto inicia-se o decaimento em múons antes que esses píons interajam. Este processo de decaimento ocorre a aproximadamente $E_\pi \leq 20 \text{ GeV}$; neste ponto a energia dos píons é “jogada” em múons, que sofrem pouquíssimas interações, e a maioria chega ao solo.

O número de múons de baixa energia (1 a 10 GeV) aumenta com o desenvolvimento do CAE, se tornando uma das partículas mais numerosas ao nível do mar. Isto acontece porque os múons nunca interagem fortemente, e relativamente perdem energia apenas por ionização do meio. Ao contrário, o número de elétrons e pósitrons cai rapidamente após um máximo, por causa da perda por radiação e produção de pares. Abaixo de uma energia crítica ($E_c \approx 80 \text{ MeV}$) vemos que os elétrons perdem o restante da energia por ionização [19].

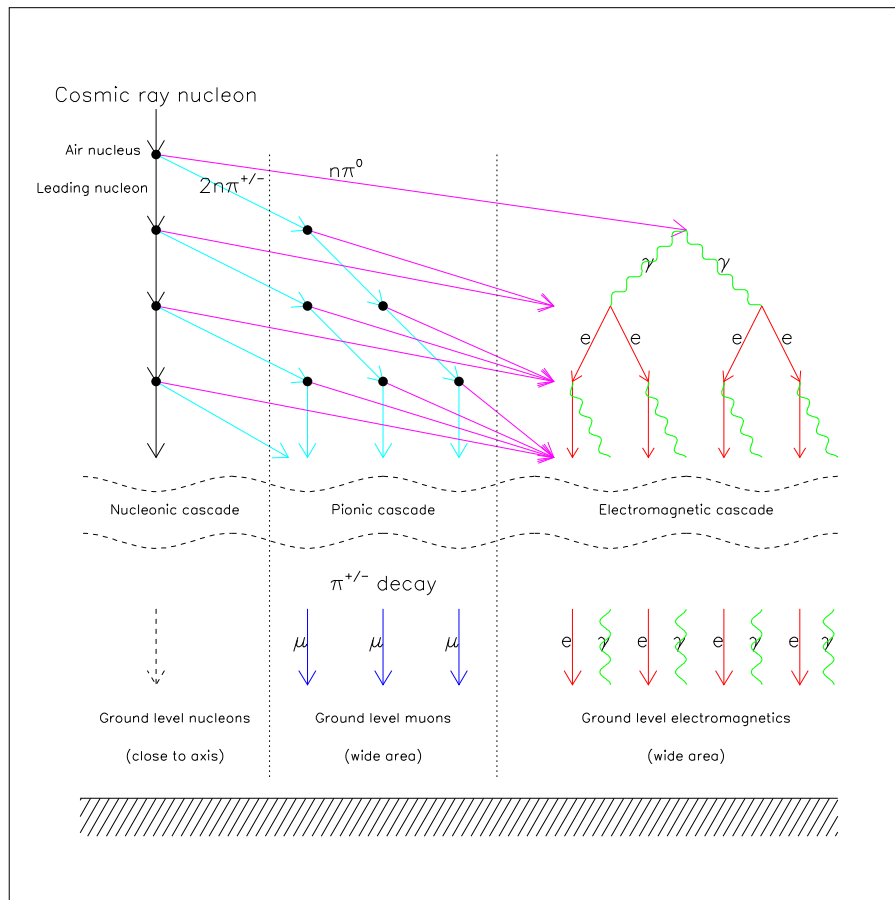


Figura 1.4: Esquema simplificado de um Chuveiro Atmosférico Extenso iniciado por um nucleon, mostrando as suas 3 componentes. Créditos: Colaboração Pierre Auger - Design Report.

Quem primeiro observou o fenômeno dos CAEs foi Pierre Auger e colaboradores [20] em 1938 (1939). Usando algumas câmaras de ionização separadas por uma distância de até 300 *m*, eles demonstraram a correlação temporal e espacial das partículas que chegam ao plano dos detectores. Eles mostraram, também, que o espectro de energia das partículas que iniciam os CAE se estendia até cerca de 10^{14} *eV*, 4 ordens de grandeza a mais que os resultados anteriores.

1.4 Detectores

Há muitos tipos de detectores de partículas (Contador Geiger, Câmara de Nuvens, Câmara de Bolhas, Emulsão Fotográfica, Cintiladores, Fotomultiplicadoras, Detector Cherenkov, Detector Semicondutor, etc). A maioria dos mecanismos de detecção se baseia no fato de que quando uma partícula de alta energia passa por um meio, ela ioniza átomos ao longo do seu caminho.

Atualmente, a maioria dos sistemas de detecção usa, seja direta ou indiretamente, algum efeito eletromagnético. Portanto, qualquer fenômeno que não produza algum efeito eletromagnético não será observado ou será de difícil observação. Podemos dar como exemplo, o caso dos neutrinos, que só conseguem ser observados (e com dificuldade!) porque, ao interagirem com a matéria, geram como subproduto um núcleo atômico diferente daqueles constituintes da matéria que compõem o meio, ou então alguma partícula carregada. Estes subprodutos são, por sua vez, separados ou identificados por interações eletromagnéticas [12].

Consideremos, daqui em diante, somente as questões relativas à detecção de partículas como o elétron, pósitron, fótons, hádrons, etc.

Uma das formas usadas, no início do século XX, para se registrar a passagem de partículas carregadas foi a observação, por meio de métodos fotográficos, da condensação estimulada, em algum gás saturado, ao longo da trajetória da partícula.

Procedimento análogo a este foi o uso de chapas fotográficas. A passagem de partículas carregadas através de uma chapa provocava a reação das substâncias fotoquímicas nela presentes. Este tipo de detecção é, ainda hoje, um dos métodos mais precisos para se registrar a posição do ponto em que a partícula atingiu o detector. Por outro lado, esta técnica é, mesmo hoje, muito demorada, já que exige um processo cuidadoso de montagem, a revelação do filme e a identificação dos pontos por onde as partículas passaram.

Mais recentemente, com o avanço dos sistemas eletrônicos, praticamente todos os detectores desenvolvidos passaram a produzir, como resultado final, pulsos elétricos capazes de serem facilmente manipulados pela eletrônica. Com o desenvolvimento da tecnologia digital e o avanço dos computadores, muitos detectores são ligados diretamente aos computadores, tanto para controle de parte de uma aquisição de dados como para análise dos dados.

A seguir apresentamos, em linhas gerais, características de interação de partículas na matéria, para então descrevermos algumas das técnicas usadas para a detecção de partículas de altas energias.

1.4.1 Interação da Radiação com a Matéria

Uma partícula carregada, ao atravessar um meio material, transfere parte de sua energia através de ionizações e excitações do meio. A perda de energia por excitações e ionizações é dada pela fórmula de Bethe - Bloch, também conhecida como “stopping power”. A perda de energia de uma partícula em um meio depende do número de partículas do meio com que interage e da intensidade dessas interações, que em primeira aproximação, depende da quantidade de matéria.

As partículas eletricamente carregadas também perdem energia por meio de processos radiativos, ao interagirem com os núcleos atômicos. O principal processo radioativo é a emissão de fótons por Bremsstrahlung, que apresenta uma dependência com o inverso do quadrado da massa da partícula. No regime de altas energias, este é o principal processo de perda de energia para os e^\pm ; no caso dos múons e outras partículas mais pesadas, deixa de ser relevante, tendo em vista a dependência com a massa.

Para os fótons de altas energias, os principais fatores de perda de energia são criação de pares elétron-pósitron e o espalhamento Compton, que permite transferir uma fração razoável de sua energia para um elétron do meio.

Com relação aos hádrons, deve se considerar, além das interações eletromagnéticas, as interações hadrônicas com os núcleos atômicos, predominantes na faixa de mais altas energias. Em linhas gerais, hádrons com energia cinética superior a aproximadamente 1 GeV , onde começam a ocorrer os espalhamentos inelásticos, passam a perder energia muito rapidamente em função da produção de outros hádrons nas colisões. A maioria dos hádrons produzidos em uma reação deste tipo são instáveis, podendo decair em outros hádrons ou mesmo em fótons e léptons. A

ocorrência de uma interação ou decaimento de um hádron depende da sua vida média e energia, da secção de choque de interação com a matéria e da densidade desta.

1.4.2 Detecção de Partículas de Altas Energias

Partículas carregadas de altas energias são normalmente detectadas através do registro das ionizações ou excitações que produzem em um material.

As partículas neutras, por outro lado, são detectadas sempre de maneira indireta. Suas interações com o meio ou seus decaimentos deverão produzir partículas carregadas, a fim de que estas sejam observadas por meio do procedimento descrito acima. Fótons, por exemplo, são capazes de gerar cascatas de partículas em meios materiais, a partir da criação inicial de um par elétron-pósitron ou, ainda, produzir pares elétron-íon ao atravessar um gás.

Três fenômenos luminosos são muito importantes para a detecção de partículas carregadas de altas energias: efeito fotoelétrico, emissão de radiação Cherenkov e fluorescência.

Como o efeito fotoelétrico se tornou um fenômeno muito bem estabelecido, procura-se, muitas vezes, efeitos que produzam luz com comprimentos de onda próximos do visível, como por exemplo a emissão de luz por cintilação; neste caso, podem ser usados sensores ópticos baseados no efeito fotoelétrico (fotomultiplicadoras), ou algum outro semelhante, para a observação dos fótons gerados.

No caso de partículas carregadas que se propagam em um determinado meio com velocidade superior à velocidade da luz neste meio, verifica-se a emissão de uma luz conhecida como radiação Cherenkov.

1.4.3 Técnicas de Detecção Direta

Os raios cósmicos podem ser detectados de forma direta, por meio de instrumentos transportados em aviões e balões ou orbitando em torno da Terra. Por detecção direta, entende-se que as primeiras reações da radiação incidente ocorrem no interior do detector ou muito próximo dele, de modo que se possa reconstruir todos os parâmetros relevantes que caracterizem a partícula primária.

A fim de se realizar uma detecção direta, é necessário que o detector seja colocado fora da atmosfera terrestre ou em altitudes muito elevadas, para que as interações da radiação cósmica

com a atmosfera sejam evitadas. Isto impõe uma forte limitação quanto à massa e às dimensões possíveis para estes detectores, visto o custo alto e a dificuldade na colocação, permanência e operação de um dispositivo muito grande e/ou massivo no espaço.

Há de se considerar, também, que a restrição do tamanho dos detectores impede a cobertura de áreas grandes, condicionando assim a investigação dos raios cósmicos à existência de um fluxo suficientemente grande na faixa de energia considerada.

Desta forma, a energia máxima para a observação direta dos raios cósmicos é relativamente baixa, abaixo de $0,1 PeV$; no entanto, a identificação da composição da radiação incidente é, em geral, muito boa.

A adoção de um meio eficiente de identificação das partículas produzidas no detector pelo primário, além de favorecer a determinação de sua composição, é de grande interesse, também, na investigação das interações de altas energias, em particular da possível existência de partículas ou reações que não são observadas nos aceleradores.

1.4.4 Técnicas de Detecção Indireta e Detecção de CAEs

Considerando os relatos históricos, os pesquisadores, logo depois da descoberta dos raios cósmicos, imaginavam que eles eram partículas altamente penetrantes, já que chegavam a ser observados nos detectores localizados no solo. Após as observações de algumas pequenas cascatas de partículas, na época da descoberta do pósitron, começaram a notar que a radiação observada não era, de fato, a radiação primária.

Somente a partir dos eventos registrados em 1934 por B. Rossi, e mais tarde, em 1938, com base nos estudos de Pierre Auger, é que se percebeu que as observações correspondiam às partículas secundárias provenientes da interação da radiação primária na atmosfera.

É interessante notar que os detectores usados para observar os chuviscos, naquela época, consistiam simplesmente de dois ou mais detectores Geiger distanciados entre si de algumas centenas de metros, aliados a um sistema para identificar se os eventos ocorriam em coincidência. Como os detectores Geiger possuem uma área efetiva pequena (não ultrapassam, em geral, algumas centenas de centímetros quadrados), obtinha-se uma amostragem muitíssimo limitada no número de partículas a fim de se estimar os parâmetros importantes do chuvisco.

Na região de altíssimas energias ($10^{20} eV$), o fluxo primário de radiação cósmica é extrema-

mente baixo, chegando a 1 partícula por km^2 por século. Deste modo o melhor método para sua detecção é o indireto, através de uma rede ou arranjo de detectores espalhados por uma grande área na superfície terrestre, que observam as partículas de um CAE.

A construção de arranjos de detectores tornou-se possível em 1953. Bassi, Clark e Rossi [22] mostraram que com estes arranjos poderia ser reconstruída a direção de incidência de CAE pelas diferenças de tempo de disparo dos detectores.

O primeiro grande arranjo de detectores foi montado por Linsley e Scarsi - construído em Volcano Ranch, Novo México, nos EUA -, um arranjo de cintiladores com $8 km^2$ de área que entrou em operação em 1959. Em 1962 um CAE foi gravado usando este detector, com energia do primário de $\approx 10^{20} eV$ [23], um aumento de 5 ordens de grandeza sobre o resultado de Pierre Auger e 10^8 vezes mais energético que a mais alta energia obtida até então em aceleradores de partículas.

O maior arranjo de um Detector de Superfície já construído (antes do Observatório Pierre Auger) foi o AGASA [24] (Akeno Giant Air Shower Array), em Akeno, no Japão, e entrou em operação em 1991, com $100 km^2$ de área de coleção. Ele é um sistema de detectores cintiladores com $111 \times 2,2 m^2 \times 5 cm$ de espessura, arranjos em grades não uniformes com espaços característicos de $\approx 1 km$ entre eles.

Muitos outros detectores foram construídos e muitos eventos de altíssimas energias foram detectados. Entre eles podemos citar em ordem decrescente de energia estimada:

- Em 1991, no detector Fly's Eye, Utah, EUA - $3,2 \times 10^{20} eV$.
- Em 1993, no detector AGASA, Akeno, Japão - $2 \times 10^{20} eV$.
- Em 1980, no detector Haverah Park, Reino Unido - $1,2 \times 10^{20} eV$.
- Em 1989, no detector Yakutsk, União Soviética - $1,2 \times 10^{20} eV$.

Ao todo foram apenas cerca de 20 eventos acima do corte GZK, o que tornava muito difícil responder sem equívocos as intrigantes questões sobre a existência de raios cósmicos de altíssimas energias.

Em 1995, um grupo de físicos de 15 países organizou, com o objetivo de um estudo mais preciso dos eventos de altíssimas energias, a Colaboração Pierre Auger, assim denominada em

homenagem ao descobridor dos CAE. Com o Observatório Pierre Auger, poderemos responder questões básicas sobre os raios cósmicos de altíssimas energias.

1.5 A Atmosfera

É importante entender as propriedades da atmosfera. Estas propriedades se enquadram em duas categorias principais: as que afetam o desenvolvimento do CAE, como a densidade e a composição, e aquelas que interferem na detecção do CAE, como a absorção e o espalhamento da luz na atmosfera.

1.5.1 Propriedades da Atmosfera

Apesar da atmosfera ser um sistema caótico bastante complicado, algumas aproximações podem ser feitas, permitindo uma descrição simples, adequada aos nossos propósitos. A parte da atmosfera mais importante para o desenvolvimento dos chuviros atmosféricos é a troposfera, que se estende desde o chão até uma altitude de 11 *km*.

A troposfera é caracterizada por um comportamento turbulento que provoca os fenômenos climáticos conhecidos. Além desses, também são característicos os processos de convecção que esfriam a superfície terrestre aquecida constantemente pela luz solar. Devido a esse esfriamento, a temperatura na troposfera cai a uma taxa aproximada de 6,5° para cada quilômetro acima da superfície. Ainda assim, alguns aspectos da troposfera podem ser descritos assumindo-se uma atmosfera isotérmica (a “aproximação isotérmica”). Nesse caso, a relação entre temperatura e pressão pode ser encontrada facilmente.

A Pressão

A pressão atmosférica é dada por:

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \quad (1.5)$$

onde $H_0 = kT/mg$, é a altura de escala da atmosfera. Apesar da atmosfera não ser isotérmica e não se comportar como um fluido incompressível, a pressão medida na atmosfera apresenta um

decaimento muito próximo a exponencial e considera-se, usualmente, a expressão acima, para diversas faixas de altitudes, cada uma com uma altura de escala característica.

Densidade, Profundidade e Número de partículas

Por serem proporcionais à pressão, expressões semelhantes se aplicam para a densidade, profundidade atmosférica e número de partículas por unidade de volume:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \quad (1.6)$$

$$\chi = \chi_0 \exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \quad (1.7)$$

$$\eta(h) = \eta_0 \exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \quad (1.8)$$

Tal como a pressão, adotamos diferentes alturas de escala conforme a faixa de atmosfera a ser tratada.

Muitas vezes, porém, é importante determinar a profundidade atmosférica ao longo de um linha inclinada com a vertical. Isso é feito projetando-se a profundidade vertical na direção necessária [25]:

$$\chi(h, \theta) = \chi_0 \left[\exp\left(-\frac{h}{H_0}\right) \right] \sec \theta \quad (1.9)$$

1.6 Este Trabalho

No capítulo 2 deste trabalho será abordado o Observatório Pierre Auger. Serão descritas sua estrutura e as técnicas de detecção envolvidas. No capítulo 3 será feita uma abordagem a cerca do “tank0Mod” - a simulação de uma unidade do detector de superfície. No capítulo 4 será falado sobre as partículas na frente do CAE, suas posições e particularidades. No capítulos 5 serão expostos os métodos de simulação e os resultados encontrados com a simulação acima citada. No capítulo 6 será falado sobre a parametrização do sinal gerado, e serão mostrados alguns resultados encontrados com tal parametrização. No capítulo 7 será feita uma conclusão do trabalho realizado.

Capítulo 2

Observatório Pierre Auger

O OPA (Observatório Pierre Auger) estuda raios cósmicos alcançando a Terra com energias acima de 10^{18} eV. O principal propósito da Colaboração Pierre Auger é estudar a origem e natureza destes raios cósmicos pela medida de seu espectro de energia, sua direção de chegada e sua composição.

Serão utilizadas conjuntamente duas técnicas para efetuar a caracterização das partículas que iniciam CAEs a altíssimas energias: O Detector de Superfície e o Detector de Fluorescência.

O OPA vai constar de 2 sítios: um no hemisfério norte, nos E.U.A. (Colorado) e outro no hemisfério sul, em Malargüe na Argentina (província de Mendoza). Ainda não foi iniciada a construção do sítio do hemisfério norte. O sítio Sul, já em adiantada construção, localiza-se em Mendoza, província da Argentina a $35,2^\circ$ latitude sul, $69,2^\circ$ longitude oeste e cobrirá 3000 km^2 com cerca de 1600 tanques Cherenkov instalados em uma arranjo poligonal. Os dois sítios foram escolhidos devido às condições climáticas (como atmosfera limpa, clima seco, o fundo de luz proveniente de iluminação pública muito pequeno) e são localizados em hemisférios distintos para permitirem o estudo de todos os objetos celestes.

No momento mais de 1400 tanques Cherenkov já foram instalados no sítio sul e estão em pleno funcionamento.

O sítio Sul terá 24 telescópios de fluorescência para medir o desenvolvimento longitudinal de cascatas de CAEs sob noites claras e sem lua. Dessa forma é importante salientar que apenas 10% dos eventos detectados serão vistos ao mesmo tempo pelos dois tipos de detecção. O sítio Sul está a uma elevação de cerca de 1400 m ($\approx 870\text{ g/cm}^2$) acima do nível do mar, podendo

desse modo observar o desenvolvimento de um CAE próximo ao seu ponto máximo.

No momento os 24 telescópios de fluorescência do sítio sul estão em pleno funcionamento.

Os telescópios coletam a luz de fluorescência emitida por átomos excitados por partículas carregadas na atmosfera, dentro de um campo de visão de $30^\circ \times 30^\circ$. Ambas as técnicas de detecção do OPA têm sido testadas extensivamente em prévios detectores: o Detector de Superfície em Haverah Park Detector, e o Detector de Fluorescência no Fly's Eye “olho de mosca”.

Para um arranjo de superfície tão grande como este é indispensável que a calibração inicial e o subsequente monitoramento contínuo de cada tanque Cherenkov seja feito remotamente. O sistema de comunicação é via rádio. Cada tanque possui uma antena que se comunica com uma central de aquisição de dados eliminando assim qualquer conexão via fio fazendo com que cada tanque seja autônomo. Cada tanque é mantido em funcionamento por sistemas que utilizam baterias carregáveis por meio de um painel solar [26].

A filosofia sobre a idéia de empregar uma técnica de detecção híbrida é que técnicas de medida independentes permitem controle de erros. Ambos detectores, o de Superfície e o de Fluorescência, fornecerão, juntos, energias mais confiáveis e medidas de direções de chegada, tão bem como medidas da massa do primário em caminhos complementares.

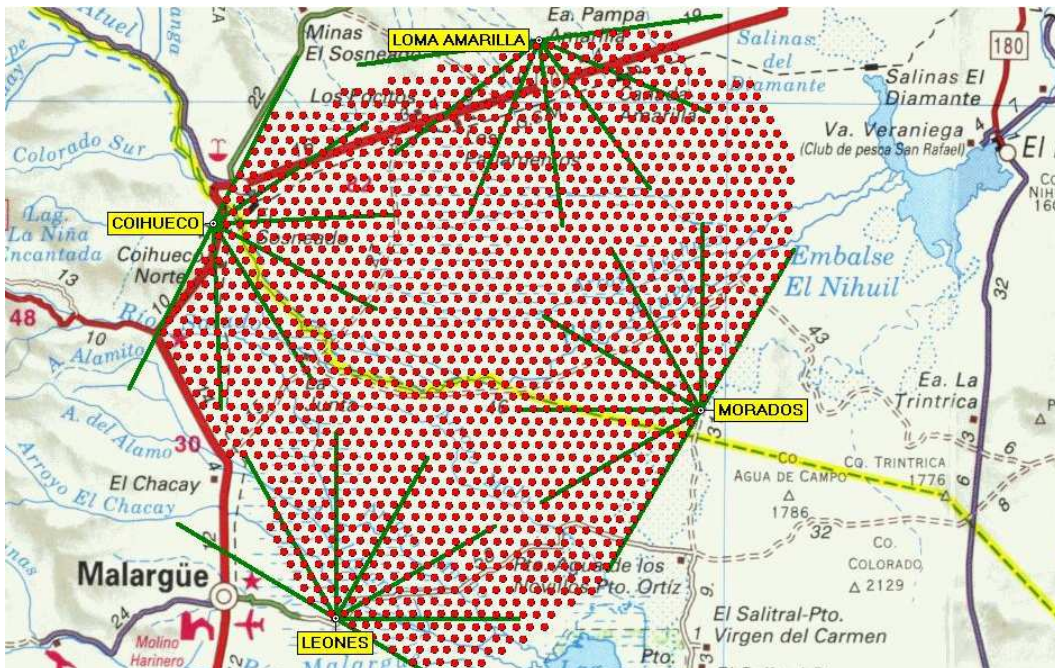


Figura 2.1: Visão geral do Sítio Sul, Malargüe. Essa é a configuração final, que será alcançada até o final de 2007. Créditos: Colaboração Pierre Auger - <http://www.auger.org.ar>.



Figura 2.2: Esquema ilustrativo da complementaridade dos tanques Cherenkov e telescópios de fluorescência do OPA. Créditos: Colaboração Pierre Auger - <http://www.auger.org/>.

2.1 Detector de Superfície

Cada módulo do Detector de Superfície do OPA está sendo construído da seguinte maneira: são tanques cilíndricos feitos de polietileno, com uma altura total de $1,6\text{ m}$, uma área do topo de 10 m^2 e uma espessura das paredes de cerca de 13 mm . Cada tanque contém um “saco” plástico, chamado “liner”, com uma espessura de poucos milímetros, preto por fora, mas com um material que reflete a luz difusamente por dentro. É preenchido com água deionizada a uma altura de $1,2\text{ m}$.

A luz Cherenkov é coletada por 3 fotomultiplicadoras de $8''$ olhando para baixo no volume do tanque, na superfície da água. Eletrônica de front-end grava as formas de onda de cada um dos pulsos da fotomultiplicadora para processos de “trigger”. Eventualmente quando há “trigger” estes dados são enviados para uma estação central para futuros processos por meio de um sistema

de comunicação localizado sobre cada tanque. Um painel solar e uma caixa de baterias alimentam a eletrônica do tanque [26].

A qualidade da água usada é de vital importância para um tempo de operação tão longo (20 anos) a que se propõe o OPA. Desse modo é usada uma água deionizada para evitar a proliferação de microorganismos e preservar assim a sua transparência e as características de reflexão do “liner”.

Cada módulo do Detector de Superfície coleta os fótons Cherenkov produzidos por partículas carregadas na água, fótons esses com comprimento de onda de 300 a 600 nm . Consideramos que esses fótons podem passar por três processos dentro do tanque: espalhamento Rayleigh, absorção¹ e interações de fronteira do meio.

Na figura 2.3 é mostrado um esquema do tanque Cherenkov que está sendo utilizado pelo OPA. Neste esquema é mostrado as partes internas e externas do tanque Cherenkov.

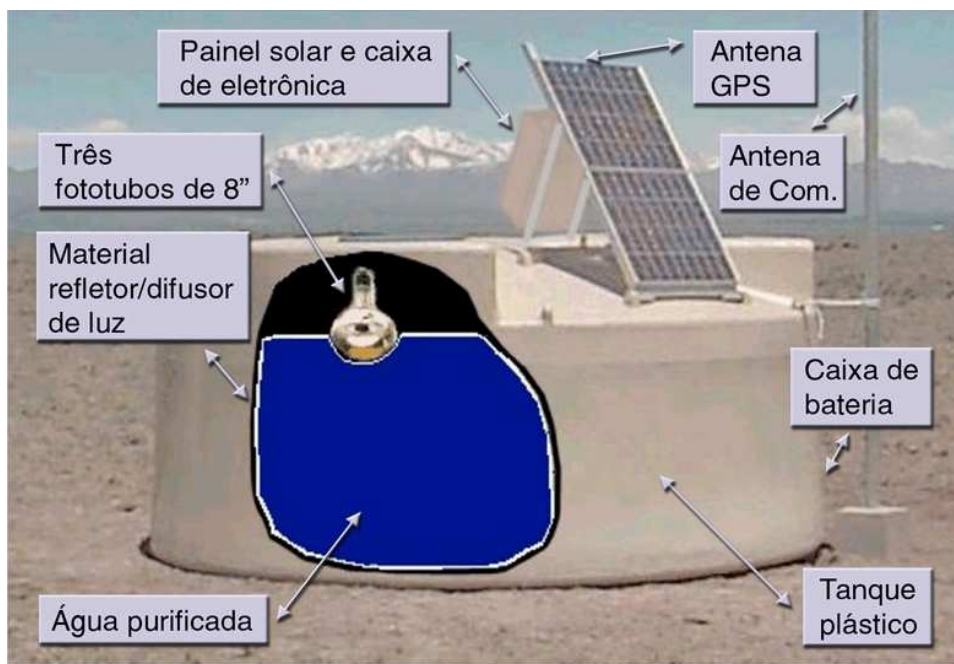


Figura 2.3: Esquema de um tanque Cherenkov usado pelo OPA.

Na figura 2.4 é mostrado um dos 1400 tanques Cherenkov que já estão instalados e em funcionamento no OPA.

¹Absorção de fótons depende diretamente da pureza da água e da qualidade das paredes do tanque. É o principal fator de perda de fótons dentro do tanque.



Figura 2.4: *Tanque Cherenkov em funcionamento no OPA. Créditos: Colaboração Pierre Auger - <http://www.auger.org/>.*

Esta técnica foi escolhida pelo OPA por permitir uma maior abertura do ângulo sólido e proporcionar uma maior eficiência de coleta de dados por unidade de tanque. Além disso, foram fundamentais para a escolha os vinte anos de funcionamento do arranjo de cerca de 200 tanques em Haverah Park e o baixo custo destes detectores comparado ao de outras técnicas.

Um dado a ser analisado é o tempo de detecção da frente do CAE em cada tanque. Aproximando a frente de propagação do CAE por um plano (essa é a primeira aproximação, vão ser feitos ajustes que supõem que a frente do CAE é curva) temos as coordenadas (x_i, y_i, z_i) de interseção deste plano nos tempos (t_i) de detecção. Todos os dados de posição e tempo são fornecidos por um sistema de GPS (Global Positioning System).

A equação abaixo descreve a interseção do plano (ou curva) com determinados pontos (x_i, y_i, z_i) em instantes de tempo (t_i) .

$$\sum_{i=0}^m \vec{n} \cdot \vec{r}_i = ct_i - K \quad (2.1)$$

onde K é a distância do plano das partículas em $t = 0$, \vec{n} é o vetor perpendicular ao plano de partículas que dá a direção de propagação da partícula primária e c é a velocidade de propagação

deste plano.

Desta forma podemos resolver o sistema de equações e procurar o plano (ou curva) que melhor se ajusta aos dados medidos. Como resultado encontramos as incógnitas \vec{n} e K . A técnica de tanques de água já demonstrou grande eficiência na determinação da direção da partícula primária no experimento onde foi utilizada (Haverah Park). O Observatório Pierre Auger explora seus tanques de água principalmente neste sentido.

As fotomultiplicadoras produzem o sinal integrado correspondente à luz Cherenkov produzida por todas as partículas do CAE que cruzam o tanque. Obviamente existe uma relação entre a energia da partícula primária e o número de partículas que cruzam os tanques, já que quanto maior a energia da partícula primária, maior o número de partículas que cruzam o tanque. Porém, essa relação não é linear e depende das características de cada CAE. Usando modelos simples podemos mostrar que a densidade de energia depositada nos tanques a 1000 m do eixo do CAE oferece uma estimativa da energia que depende pouco dos parâmetros do CAE. A equação abaixo mostra a relação entre energia e densidade que é utilizada atualmente:

$$E = \frac{[\rho(1000)[1 + 11,8(\sec(\theta) - 1)^2]^{1/2}]^{1/0,95}}{7,8} eV \quad (2.2)$$

na qual $\rho(1000)$ é o sinal medido nos tanques a 1000 m do eixo do CAE. Lembramos que os parâmetros envolvidos nesta fórmula não são fixos, podendo ser trocados dependendo do caso.

Os tanques Cherenkov têm uma altura de coluna d'água suficiente para absorver quase completamente a componente eletromagnética de um CAE, pois essa tem uma energia média baixa (alguns MeV). Múons, entretanto, penetram o tanque todo e a separação da amplitude do sinal no domínio temporal usando um FADC (Flash Analog to Digital Converter) poderá fornecer um poderoso método de identificar a fração dos múons no chuveiro, possivelmente uma importante componente dos métodos que serão usados para derivar a composição da massa dos primários [14].

2.2 Detector de Fluorescência

O Detector de Fluorescência é um conjunto de 4 módulos (“olhos”), cada um deles composto por 6 telescópios (na figura 2.1 podemos ver os “olhos” e sua disposição no arranjo de tanques). A esses “olhos” foram dados os nomes de Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla e Coihu-

eco. Essa designação (“olhos”) vem da técnica experimental desenvolvida por pesquisadores da Universidade de Utah, E.U.A., de construção de um conjunto de telescópios acoplados de modo que possam ver regiões contíguas do céu - o nome do detector era “Fly’s Eye” (Olho de Mosca). No caso do OPA, temos também “olhos”, cada um deles composto por 6 telescópios, e cada telescópio cobrindo uma região de $30 \times 30^\circ$. Cada prédio possui 6 telescópios. Os telescópios possuem um ângulo de visão que vai de 2 a 32° em relação ao solo e 30° em azimute, de forma que cada “olho” vê 180° dentro do arranjo de tanques.

Na figura 2.5 é mostrado um dos prédios do Detector de Fluorescência do OPA.



Figura 2.5: *Um dos prédios do Detector de Fluorescência do OPA. Créditos: Colaboração Pierre Auger - <http://www.auger.org/>.*

Cada telescópio propriamente dito é composto por um espelho esférico de distância focal $3,4\text{ m}$, uma câmara de fotomultiplicadoras (440 fototubos em um arranjo de 22×20) disposta no foco do espelho ($1,7\text{ m}$ do centro do espelho), um filtro óptico e uma lente corretora.

Na figura 2.6 é mostrado a câmara de fotomultiplicadoras e o espelho de um dos telescópios de fluorescência do OPA.

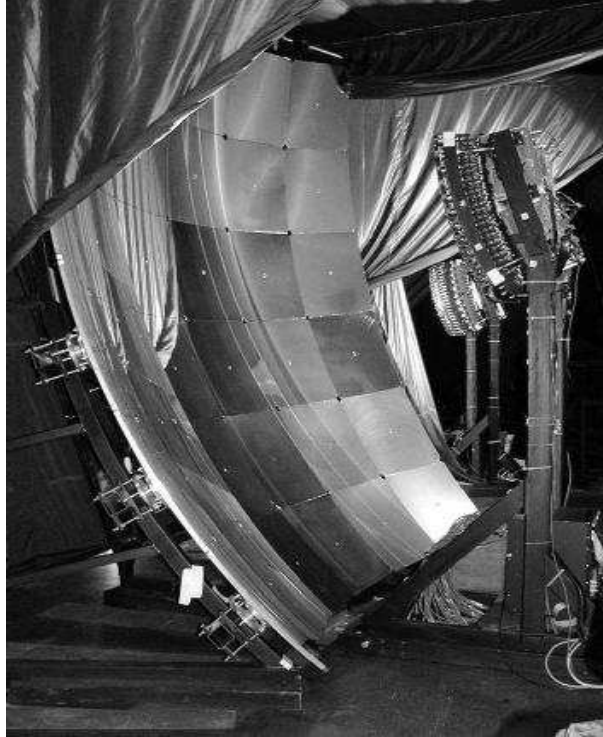


Figura 2.6: A câmara de fotomultiplicadoras e o espelho de um dos telescópios. A luz de fluorescência incide da direita para a esquerda, na figura. Créditos: Colaboração Pierre Auger - <http://www.auger.org/>.

As partículas de um CAE interagem com os átomos de nitrogênio do ar excitando seus elétrons que, ao voltarem ao estado desexcitado, emitem luz de fluorescência. O espectro da luz vista pelos telescópios fica entre 300 e 450 nm . O filtro óptico que vai na abertura do telescópio serve para barrar luz fora dessa faixa de comprimento de onda (luz decorrente de estrelas, lâmpadas que estejam acesas na região, etc) e aumentar a razão sinal/ruído. A emissão de luz de fluorescência pode ser considerada isotrópica. Devido a esse fato e ao enorme número de partículas que a produz é possível uma detecção a longas distâncias do centro do CAE.

A luz emitida na atmosfera entra pela abertura do telescópio, é refletida pelos espelhos e finalmente detectada na câmara de fotomultiplicadoras. O sinal visto nas fotomultiplicadoras é registrado pelo sistema de aquisição de dados.

Na câmara, o sinal do desenvolvimento do CAE na atmosfera é registrado como uma seqüência de pixels disparados, em formato de reta. Utilizando as relações de equivalência entre o sinal eletrônico e o número de partículas, conseguimos reconstruir de forma contínua o número de

partículas no CAE em função da profundidade atmosférica².

O número de partículas em um CAE em função da profundidade atmosférica também pode ser bem descrito pela equação abaixo:

$$N = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{70}} \exp \frac{X_{max} - X_0}{70} \quad (2.3)$$

Originalmente esta equação foi estabelecida com base em dados de simulação por T. Gaisser e M. Hillas [27], e vem sendo testada e aperfeiçoada através de comparações com dados medidos. Ela relaciona várias grandezas como o número de partículas (N) e a profundidade atmosférica do CAE (X) em função dos parâmetros N_{max} , X_{max} e X_0 , onde N_{max} é o número de partículas no desenvolvimento máximo do CAE e X_{max} é a profundidade atmosférica no desenvolvimento máximo do CAE e X_0 é um parâmetro livre de ajuste.

Ajustando essa equação aos dados medidos conseguimos determinar os parâmetros N_{max} , X_{max} e X_0 que quando substituímos na equação acima, oferecem a expressão final do número de partículas em um CAE em função da profundidade atmosférica (X).

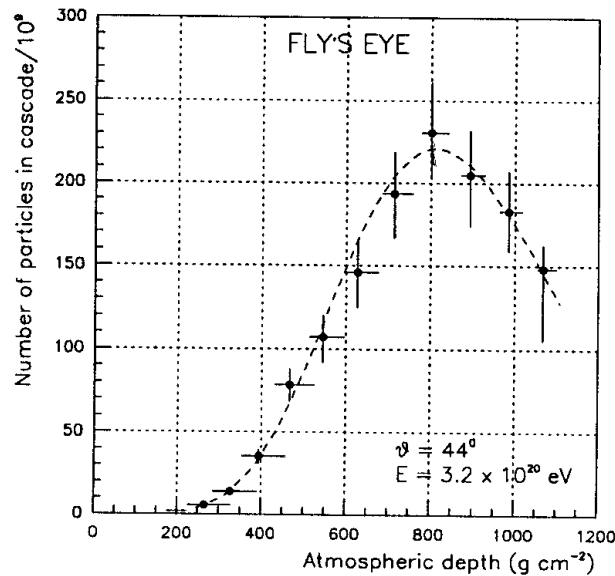


Figura 2.7: Desenvolvimento longitudinal do mais energético evento já detectado, visto pelo Fly's Eye em 1991 [28]. O Fly's Eye é um detector óptico que mede a luz de fluorescência produzida pelas moléculas de nitrogênio, excitadas pela passagem das partículas carregadas de um CAE. A energia calculada deste evento é $3,2 \times 10^{20}$ eV. Créditos: Clement Lawrence Stephen Pryke.

²Quando se trabalha com CAE é conveniente considerar posição na atmosfera em termos de quantidade de massa atravessada (g/cm^2). A profundidade atmosférica ao nível do mar é aproximadamente $1030\ g/cm^2$.

Utilizando o dado experimental de que cada elétron perde $2,2 \text{ MeV}$ a cada g/cm^2 de material atravessado, ou seja, $\frac{dE}{dX} = 2,2 \frac{\text{MeV}}{g/cm^2}$ podemos encontrar a energia calorimétrica (E_{cal}) liberada pelo CAE multiplicando a taxa de transferência de energia pelo número de partículas $N(X)$:

$$\frac{dE_{cal}}{dX} = 2,2 \frac{\text{MeV}}{g/cm^2} N(X) \Rightarrow E_{cal} = 2,2 \int N(X) d(X) \text{ MeV} \quad (2.4)$$

E_{cal} corresponde a aproximadamente 90% da energia do CAE.

Para encontrarmos a energia da partícula primária (E_0), basta acrescentarmos E_{cal} à energia perdida ($E_{perdida}$) (energia de parte das partículas que não geraram luz de fluorescência (múons e neutrinos)).

Essa determinação da energia é bastante precisa, pois se baseia no desenvolvimento do CAE como um todo, ao invés de uma amostra temporal como é a medida feita pelos tanques. O telescópio de fluorescência oferece uma medida calorimétrica da energia do CAE, onde o calorímetro é a atmosfera.

A composição da partícula primária também pode ser estimada através da reconstrução dos dados de fluorescência. Um dos candidatos mais aceitos são os prótons. No entanto, se a partícula primária for um núcleo de ferro, por exemplo, a seção de choque com os núcleos de átomos constituintes do ar é maior quando comparada à seção de choque de um único próton. Isso resultará em um desenvolvimento mais rápido dos CAE iniciados por ferro, do que os CAE iniciados por prótons, que pode ser detectado pelos telescópios e oferecer um indício do tipo da partícula primária. Esse é um dos aspectos a serem considerados na identificação do primário, embora vão entrar nessa estimativa outras variáveis medidas. É importante salientar que a determinação do tipo de partícula primária é a pergunta mais difícil de responder.

Existem também técnicas para determinar a direção de chegada da partícula primária através dos dados de fluorescência, porém, essa determinação é menos precisa do que a conseguida com os tanques. Isto mostra o caráter complementar das técnicas usadas pelo Observatório Pierre Auger e o poder de resolução que ele terá devido às verificações duplas possíveis com as duas técnicas [14].

2.3 Objetivos deste Trabalho

Com este trabalho simulamos a passagem da frente de CAEs de altíssima energia pelos módulos do Detector de Superfície do OPA, com o tratamento mais detalhado das interações em montagens experimentais de que dispomos, ou seja, com o aplicativo Geant4 [29].

Incluimos como parte integrante dos módulos detectores uma camada de solo abaixo do tanque, que dará sua contribuição ao sinal observado principalmente através de interações de hádrons, notadamente de nêutrons.

Tendo em vista o custo dessa simulação em termos de tempo de processamento, um dos objetivos foi desenvolver parametrizações para o cálculo do sinal observado, de modo a reduzir o número de horas de processamento para quaisquer condições da partícula incidente.

Capítulo 3

Simulação de uma Unidade do Detector de Superfície

No trabalho de mestrado havia sido desenvolvida uma simulação de uma unidade do Detector de Superfície [30], utilizando-se para isso o pacote de simulação da passagem de partículas através da matéria, Geant4. O nome escolhido para esta simulação foi “tank0Mod”. O “tank0Mod” simula o funcionamento do tanque real, desde a atmosfera e o solo ao redor, fabricação e absorção de fótons pela água e o liner até a geração de sinal nas fotomultiplicadoras.

Em alguns pontos deste trabalho faremos referência técnica a classes do Geant4. Com isso, introduzimos algumas dificuldades na compreensão do texto, as quais, entretanto serão locais e não causarão prejuízo no entendimento global. Justificam-se essas citações, porque auxiliam as pessoas (estudantes, principalmente) que quiserem ter uma compreensão mais profunda do programa e também para aqueles que quiserem se dedicar a trabalhos semelhantes a este.

Abaixo seguem algumas características do “tank0Mod”:

- As características geométricas, físicas e químicas do tanque Cherenkov são bastante próximas às daquelas do tanque real.
- A simulação está implementada com todas as partículas disponíveis pelo pacote Geant4: bósons das interações, mésons, bárions, léptons, íons.
- A simulação compreende todos os processos físicos declarados pelo Geant4 relevantes para estas partículas. Vale destacar processos a baixas energias, que não estão presentes em

outros pacotes.

- Flexibilidade na injeção de partículas: a injeção pode ser feita aleatoriamente pelo código, manualmente ajustada pelo usuário, pode ser simulada uma fração da frente de partículas de um chuveiro ou injeção de um arquivo externo de partículas (gerado pelo CORSIKA, Aires etc.).
- Um volume de solo de $24 \times 24 \text{ m}^2$ de base por 2 m de altura abaixo do tanque Cherenkov¹.

Na figura 3.1 é mostrado a geometria do “tank0Mod”. É mostrado o volume de solo, com o tanque Cherenkov no centro. Temos ainda uma partícula colidindo com o solo e gerando secundários. A partícula inicial é injetada verticalmente a aproximadamente 1 m de altura do solo e a alguns metros de distância da lateral do tanque.

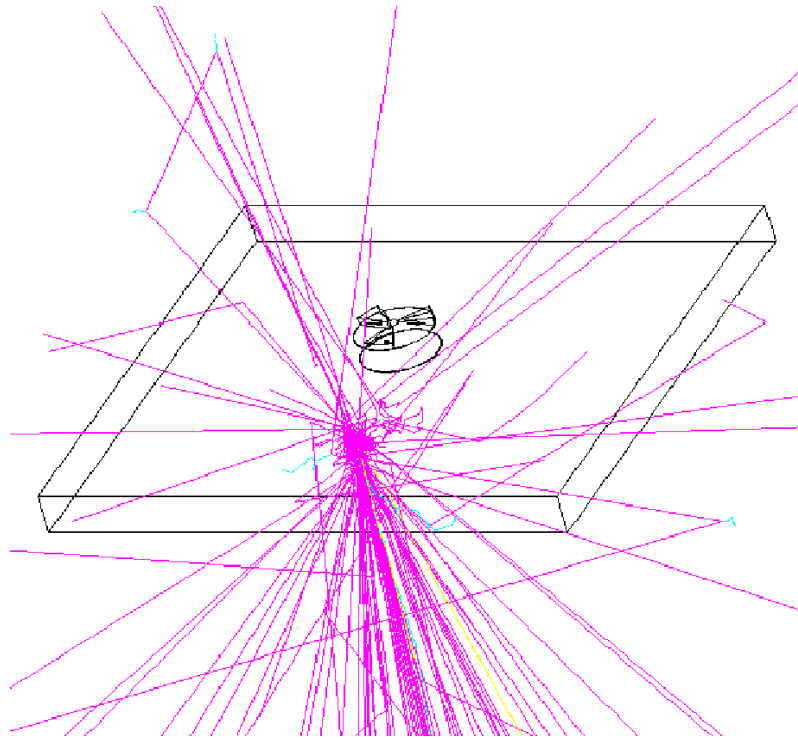


Figura 3.1: *Geometria do “tank0Mod”. Volume de solo, com o tanque Cherenkov no centro. A figura mostra ainda uma partícula colidindo com o solo e gerando secundários.*

¹Estas dimensões do solo foram atribuídas segundo a sua relevância na produção de fótons coletados no tanque [30]. A composição deste solo não se refere ao particular caso do solo desértico, onde está sendo montado o OPA, mas sim a uma média global de composição da crosta terrestre. Como componentes deste solo, nós temos 20 % de silício, 60 % de oxigênio, 9,3 % de alumínio, 7,4 % de ferro, 2 % de cálcio e 1,3 % de sódio [31].

O Geant4 é um pacote de acesso livre, continuamente em desenvolvimento. Por isso novas atualizações são disponibilizadas aproximadamente a cada 4 meses. Com o intuito de tornar a simulação de uma unidade do Detector de Superfície, “tank0Mod”, mais estável e funcional, foi feita a atualização do atual código escrito com a versão geant4.4.1 para uma versão mais moderna. Seguem abaixo algumas mudanças que tiveram que ser feitas no “tank0Mod” para esta atualização de versão:

- Definição do ID na classe *G4ApplicationState* foi trocado: deve-se somar o prefixo “*G4State*” ao estado ID original.
- O método que transporta partículas de vida curta (short-lived particles) não aplica mais os processos físicos de perda de energia por ionização e espalhamento múltiplo coulombiano.
- A classe *G4IonIonisation* deverá ser agora usada para a simulação de perda de energia por ionização de *GenericIons*².

Chamamos de interface uma superfície que delimita dois meios materiais. No “tank0Mod” temos implementadas várias interfaces ópticas, as quais são superfícies com propriedades ópticas declaradas pelo usuário. No Geant4, para especificar as propriedades de uma interface óptica deve-se proceder da seguinte maneira:

- Estabelecer o modelo que será usado pelo processo de interface para simular as interações - *Model*: Temos 2 tipos de modelos, *glisur* e *unified*.
- Estabelecer o tipo de interface - *Type*: Temos dois tipos, *dielectric_metal* (interface entre um meio dielétrico e um metal) e *dielectric_dielectric* (interface entre dois meios dielétricos).
- Estabelecer o tipo de superfície da interface - *Finish*: Temos 6 tipos, *polished* (superfície polida perfeitamente lisa), *polishedfrontpainted* (superfície polida, com uma camada de tinta na frente), *polishedbackpainted*, *ground* (superfície rugosa), *groundfrontpainted* (superfície rugosa, com uma camada de tinta na frente) e *groundbackpainted* [32].
- Associar esta interface a uma tabela com propriedades ópticas (índice de refração, refletividade, etc).

²GenericIons descreve qualquer tipo de íon, menos deuteron, He3, alfa e trítio.

Algumas outras alterações foram realizadas no código do “tank0Mod”. São elas:

- Foi alterado o tipo de superfície da interface (*Finish*) da interface óptica água-vidro da fotomultiplicadora, que anteriormente era superfície rugosa, com uma camada de tinta na frente (*groundfrontpainted*) para superfície polida perfeitamente lisa (*polished*).
- Foi alterada a forma de cálculo da energia cinética das partículas que são injetadas via arquivo externo.
- Foi aumentado o número de partículas que podem ser injetadas via arquivo externo.

3.1 Espectro dos Fótons Cherenkov

Foi feito um estudo da distribuição de energia dos fótons Cherenkov gerados no “tank0Mod”. Para isso foi utilizado como parâmetro de entrada um múon de 3 GeV, inclinado a 45 graus, injetado na altura do topo do tanque, no centro do mesmo. Os resultados dessas simulações seguem nas figuras abaixo:

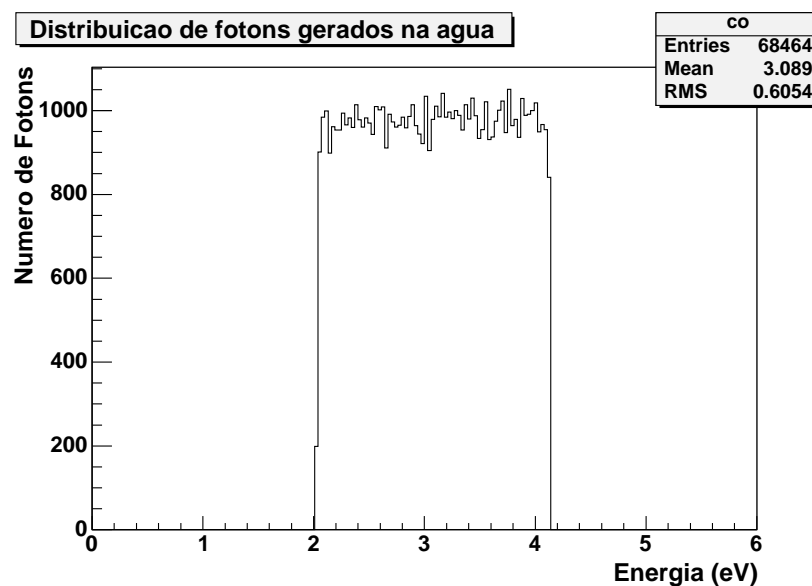


Figura 3.2: Distribuição de energia dos fótons gerados na água do tanque Cherenkov.

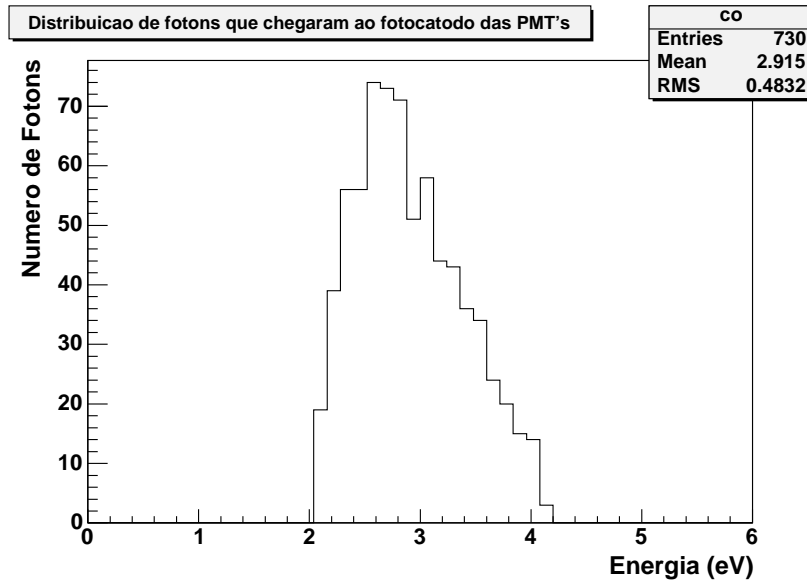


Figura 3.3: Distribuição de energia dos fótons que chegaram ao fotocátodo. Estes atravessaram a água, passaram pela interface água-vidro, atravessaram o vidro da fotomultiplicadora e atingiram o fotocátodo.

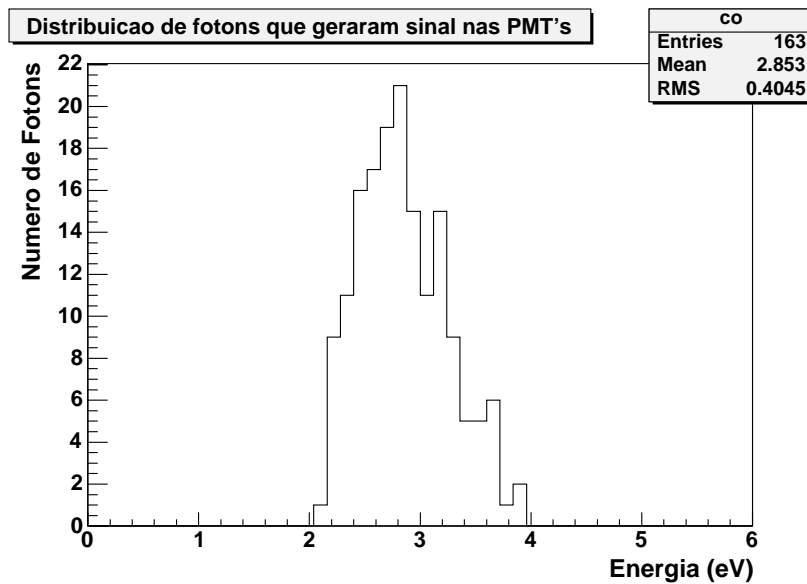


Figura 3.4: Distribuição de energia dos fótons que efetivamente geraram sinal nos fotocátodos das fotomultiplicadoras.

As figuras 3.2, 3.3 e 3.4, mostram um balanço (eficiência) típico da produção e absorção de fótons na água e subsequente produção de sinal na fotomultiplicadora (a eficiência quântica

da fotomultiplicadora está incluída no programa). Na figura 3.2 é mostrado uma distribuição de todos os fótons gerados na água do tanque Cherenkov. Na figura 3.3 é mostrado uma distribuição apenas com aqueles fótons que chegaram ao fotocátodo da fotomultiplicadora. Tais fótons foram gerados dentro da água, parte deles foram absorvidos pela água e pelas paredes do tanque. Na figura 3.4 é mostrados uma distribuição dos fótons que efetivamente geraram sinal nas fotomultiplicadoras.

Através dessas 3 figuras podemos estimar uma grandeza equivalente à eficiência quântica global do tanque, ou seja, dados um certo número de fótons Cherenkov produzidos na água, quantos deles produzirão sinal nas fotomultiplicadoras. Veremos, nos capítulos subseqüentes, que é comum acontecer que mesmo a energias altas ocorrem pequenos sinais.

3.2 Computadores Usados

Para as simulações citadas neste trabalho utilizamo-nos de várias máquinas, dentre as quais podemos citar:

1 - drcpc74 - DRCC (Departamento de Raios Cósmicos) - IFGW (Instituto de Física Gleb Wataghin) - Unicamp

- Processador Pentium III 866MHz, 512Mbytes de memória RAM, disco IDE de 40GB e outro IDE de 20GB e sistema Operacional Fedora Core 3.

2 - Cluster Arges - DRCC - IFGW (Instituto de Física Gleb Wataghin) - Unicamp

A configuração de cada nó de processamento é a seguinte:

- 2 Processadores Xeon 2,4 GHz, 3 Gbytes de memória RAM e 2 discos de 40 Gbytes ATA 100.

A configuração da estação de gerenciamento é a seguinte:

- Processador Pentium 4 1,8 GHz, 512 Mbytes de memória RAM e 1 disco de 40 Gbytes.

3 - Cluster Athenas - Cenapad-SP (Centro Nacional de Processamento de Alto Desempenho em São Paulo) [33]

- 4 nós com 16 processadores Intel Itanium 2, 1,5 GHz - 64 GB RAM.

- 1 nó com 4 processadores Intel Itanium 2, 1,5 GHz - 8 GB RAM.
- 1 nó com 2 processadores Intel Itanium 2, 1,5 GHz - 12 GB RAM.

4 - Cluster Onix - IFGW - Unicamp

- 3 nós com 4 processadores Intel Itanium 2, 1,5 GHz e 8 GB RAM.
- 1 nó com 2 processadores Intel Itanium 2, 1,5 GHz - 4 GB RAM.
- 4 nós com 8 processadores Intel Itanium 2, 1,5 GHz - 16 GB RAM.
- 8 nós com 16 processadores Intel Itanium 2, 1,5 GHz - 32 GB RAM.
- 8 nós com 16 processadores Intel Itanium 2, 1,5 GHz - 32 GB RAM.
- 8 nós com 16 processadores Intel Itanium 2, 1,5 GHz - 32 GB RAM.

Apenas como uma curiosidade, podemos citar que um arquivo de 3000 elétrons de 5 *GeV*, simulado pelo “tank0Mod” no Cluster Athenas, gasta um tempo de processamento de aproximadamente 40 horas.

Capítulo 4

Partículas na Frente do CAE

Para o trabalho de caracterização do sinal é importante sabermos a localização das partículas na frente do CAE. A maior parte dos hádrons estão concentrados no núcleo do CAE.

As interações hadrônicas têm grande influência sobre o desenvolvimento do chuvaireiro. Há diferenças entre chuvaireiros iniciados por gamas ou por núcleos e dentre estes, se o primário é próton (hidrogênio) ou núcleo pesado (ferro, por exemplo).

A multiplicidade de partículas produzidas nas primeiras interações do chuvaireiro pode variar consideravelmente. Dentre as partículas carregadas, os múons merecem atenção especial, porque sua multiplicidade pode indicar a ocorrência de um primário pesado (núcleo pesado).

Todos os CAEs utilizados para este trabalho foram simulados com o aplicativo CORSIKA (Cosmic Ray Simulations for KASCADE) [34] (versão 6203), com modelos de interação hadrônica GHEISHA para baixas energias e QGSJET para altas energias. Para todos os CAEs foi usada a energia mínima de corte¹ disponível pelo CORSIKA, 50 *MeV* para hádrons e múons e 50 *keV* para elétrons, pósitrons e gamas.

4.1 Thinning

Para energias da partícula primária maiores que 10^{16} *eV* o tempo de CPU pode ficar excessivamente longo. Para reduzir esse tempo a uma duração tolerável, o simulador de CAE's CORSIKA

¹O Corsika segue as partículas até um certo limite de energia, que é chamado de energia de corte. Abaixo deste corte a energia da partícula é depositada.

introduz um mecanismo chamado de thinning. Esse mecanismo se baseia em seguir apenas uma das partículas, que emergem de uma interação, que estão com a energia abaixo de uma fração (que pode ser ajustável) da energia do primário (fator thinning, $\epsilon_{th} = E/E_0$ (E é a energia da partícula em questão e E_0 é a energia da partícula primária)). A energia das demais partículas que não são seguidas é atribuída à partícula que é seguida, atribuindo assim um “peso” a essa partícula [35].

4.2 Coleção de Partículas na Frente do CAE

Devido ao procedimento de thinning, as posições das partículas de um CAE simulado ficam comprometidas², e por isso devemos fazer algum rearranjo da densidade de tais partículas na frente do mesmo (“unthinning”).

Um método para o rearranjo de tais partículas foi proposto por Billoir (Colaboração Pierre Auger, grupo francês). Segundo ele, podemos selecionar uma fração de partículas do CAE em uma “zona de seleção” [36]. A área dessa “zona de seleção” será a projeção no ângulo de visada de uma secção de coroa circular localizada num plano normal ao eixo longitudinal do CAE (figura 4.1). Esta “zona de seleção” está centralizada a uma distância r_{est} do eixo do CAE, cujo valor em área corresponde a $4\alpha\delta r_{est}^2 / \cos(\theta_{ch})$, onde α é metade do ângulo de abertura, δ é uma fração do raio r_{est} , e θ_{ch} é o ângulo do CAE com relação ao zênite. Para fazer o “unthinning” de uma partícula gerada pelo CORSIKA, multiplicamos o “peso” de cada partícula pela razão entre as áreas do topo do detector e da “zona de seleção”.

Em geral essa “zona de seleção” tem alguns milhares de metros quadrados de área. O fato dessa área ser bem grande torna o procedimento descrito acima bastante confiável, pois é selecionado um número muito grande de partículas.

²Ocorre um comprometimento da distribuição lateral das partículas. Quanto maior o fator de thinning maior será o efeito causado.

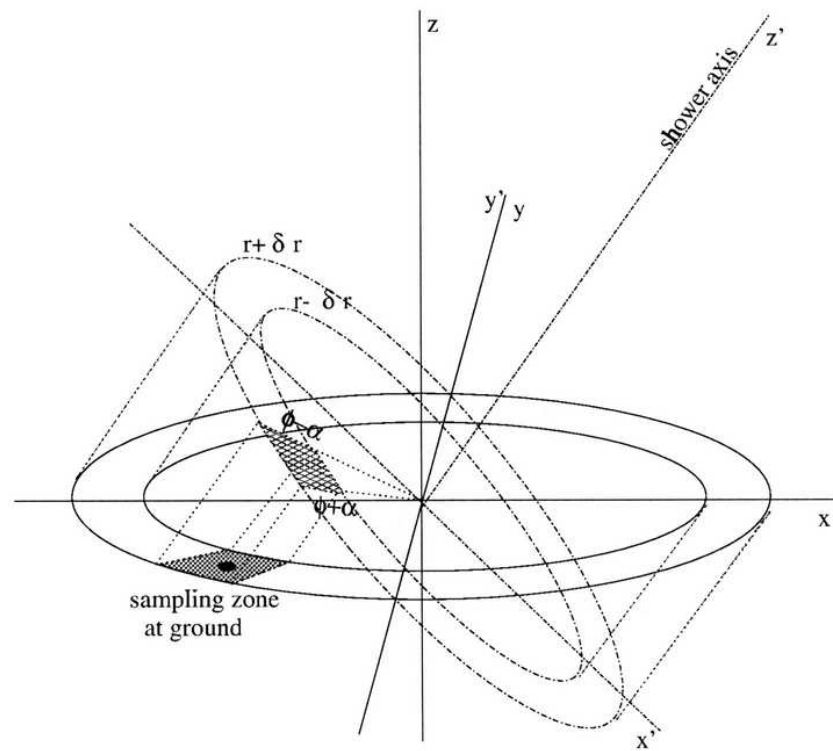


Figura 4.1: “Zona de seleção” de partículas do CAE. Créditos: P. Billoir

Na figura 4.2 é mostrado como estão dispostas as partículas de um CAE no nível de observação.

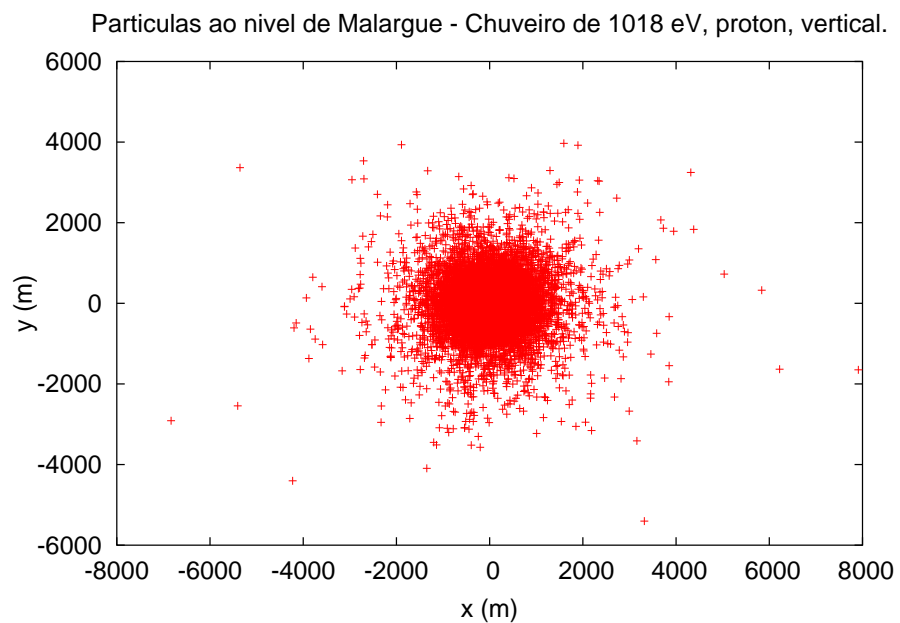


Figura 4.2: Exemplo de como as partículas estão dispostas na frente do CAE.

Na figura 4.3 é mostrado um exemplo de como as partículas são selecionadas pelo método de “Zona de seleção”.

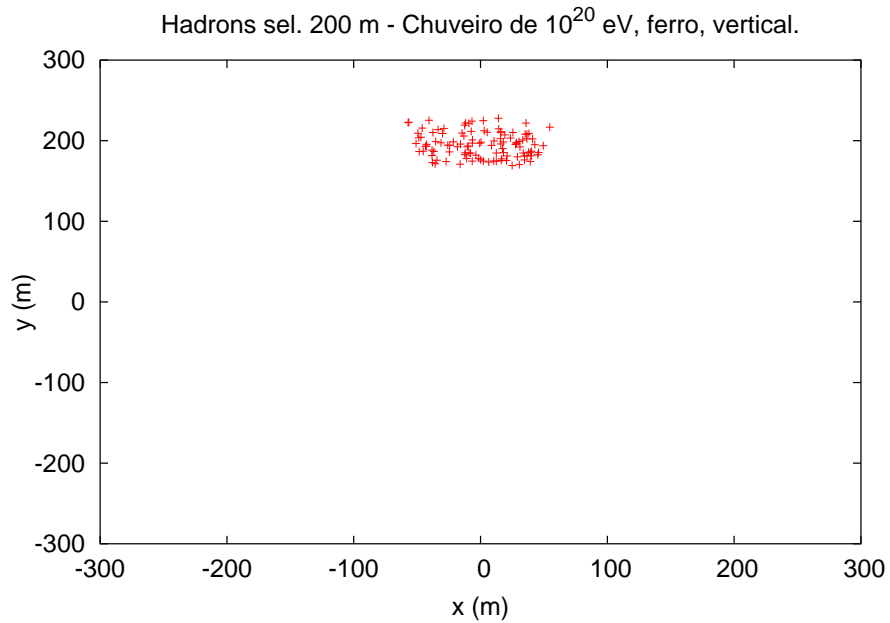


Figura 4.3: Exemplo de como são selecionadas as partículas usando o método de “Zona de seleção”. Hádrõs a 200 m do eixo do CAE, com $\alpha = 15^\circ$ e $\delta = 0,15$. CAE de 10^{20} eV com primário núcleo de ferro, thinning 10^{-7} . Partículas selecionadas a 1400 m (nível de Malargüe).

4.3 Distribuição Lateral

Seguem abaixo alguns histogramas de distribuição radial de densidade de partículas e de densidade de energia de um CAE (figuras 4.4, 4.5, 4.6). Para todos os histogramas foram usadas médias de 10 CAEs.

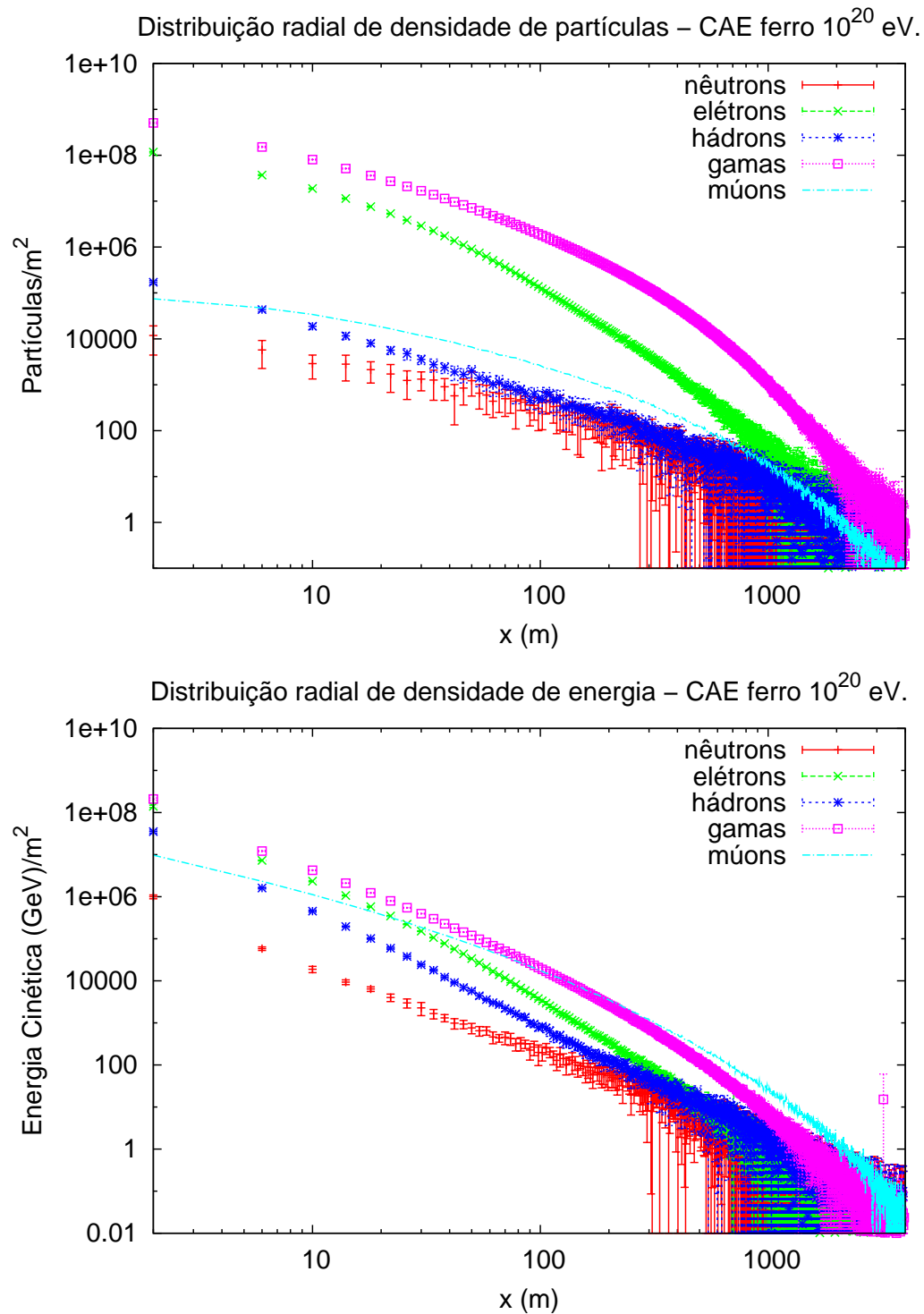


Figura 4.4: No primeiro histograma temos a distribuição radial de densidade de partículas, no segundo temos a distribuição radial de densidade de energia. CAE de 10^{20} eV, primário núcleo de ferro, incidência vertical, fator de thinning 10^{-6} . Nível de observação das partículas está a 1400 m (nível de Malargüe).

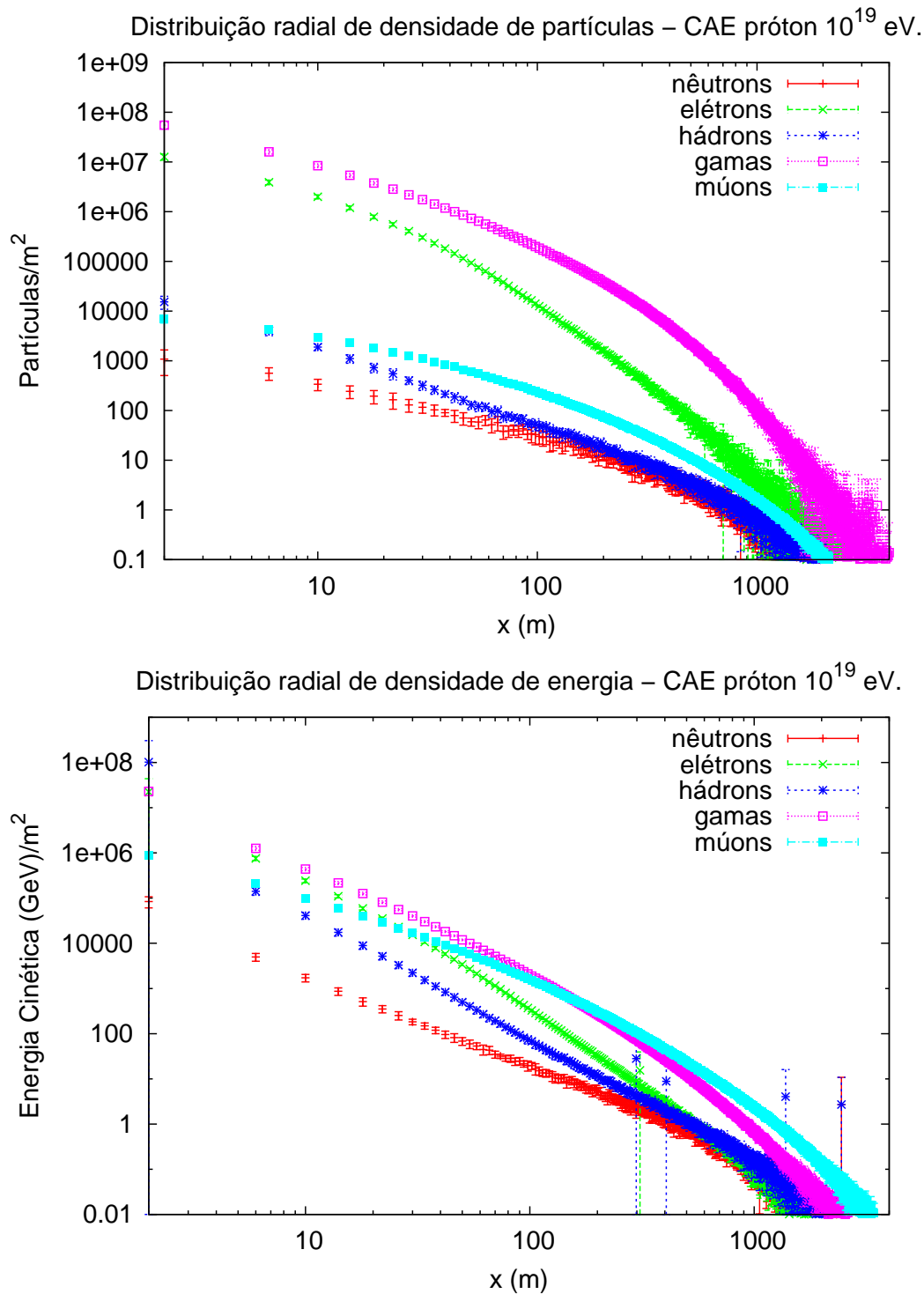


Figura 4.5: No primeiro histograma temos a distribuição radial de densidade de partículas, no segundo temos a distribuição radial de densidade de energia. CAE de 10^{19} eV, primário próton, incidência vertical, fator de thinning 10^{-7} . Nível de observação das partículas está a 1400 m (nível de Malargüe).

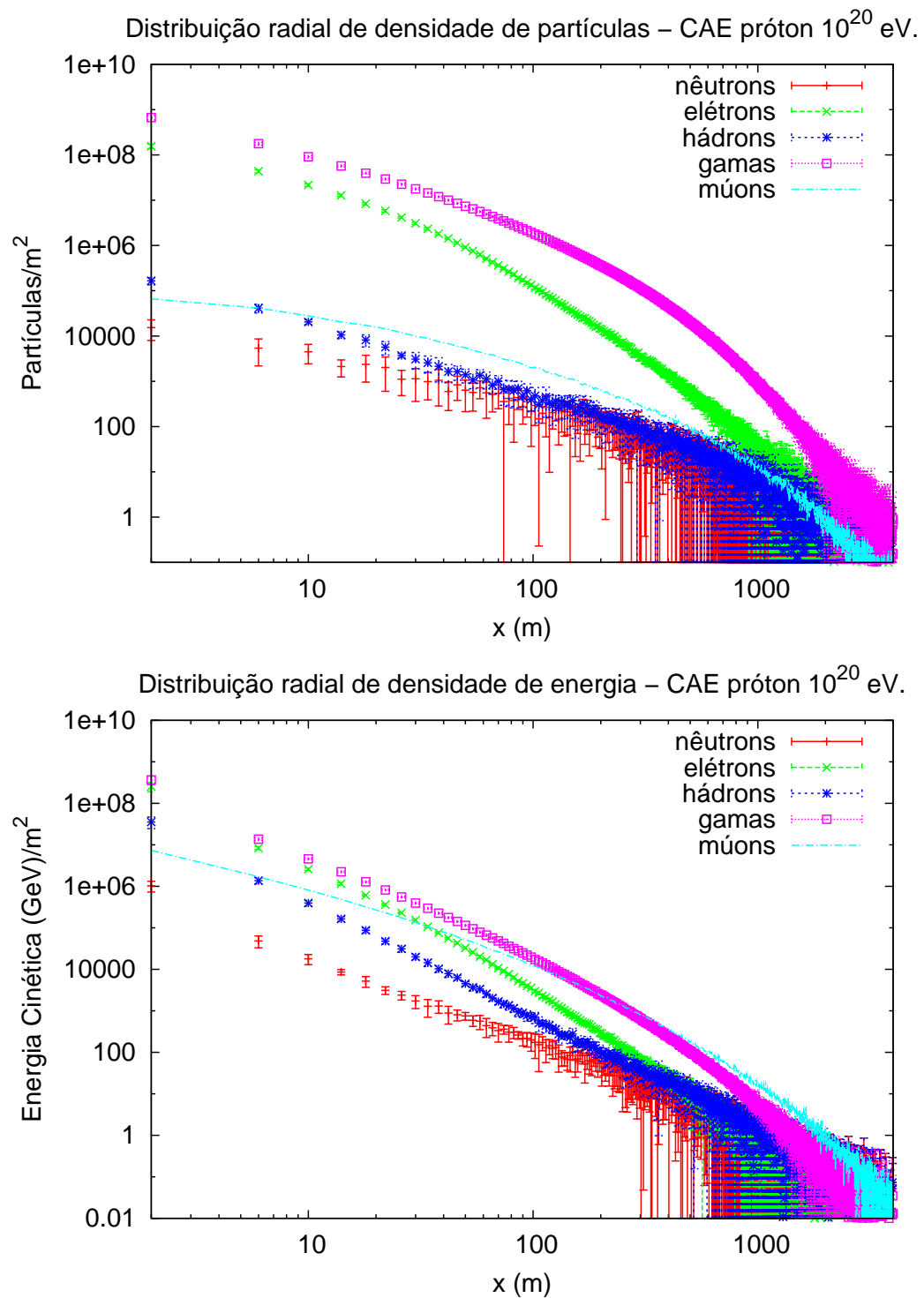


Figura 4.6: No primeiro histograma temos a distribuição radial de densidade de partículas, no segundo temos a distribuição radial de densidade de energia. CAE de 10^{20} eV, primário próton, incidência vertical, fator de thinning 10^{-6} . Nível de observação das partículas está a 1400 m (nível de Malargüe).

Vale notar que o limiar de energia para tratamento de hádrons é 50 MeV , no CORSIKA. Isso significa que alguns hádrons, principalmente nêutrons que causariam sinal no tanque, não são transportados e não chegam até ele. Como estamos interessados também em flutuações no sinal, esse é um item a ser estudado.

Podemos observar nos histogramas anteriores que a maioria dos nêutrons estão próximos ao eixo do CAE. Observamos ainda que a densidade de energia dos nêutrons é bastante grande e não deve ser desprezada na calibração do sinal do tanque.

Podemos notar ainda que há uma grande diferença no número de partículas entre as componentes hadrônica e a eletromagnética + muônica, mas quando falamos em energia os valores se aproximam.

A densidade de partículas a $r \approx 1000 \text{ m}$ é importante pois o $S(1000)$ (densidade do sinal a 1000 m do centro do CAE) é o parâmetro usado para a reconstrução da energia do CAE [37].

Para CAEs de baixa energia, quando poucos tanques são atingidos, uma flutuação devida a hádrons poderá ter efeito considerável.

4.4 Distribuição de Energia

Abaixo seguem alguns histogramas da distribuição de energia cinética de partículas em um CAE de primário próton, com energia inicial 10^{19} eV , vertical e com fator de thinning 10^{-7} .

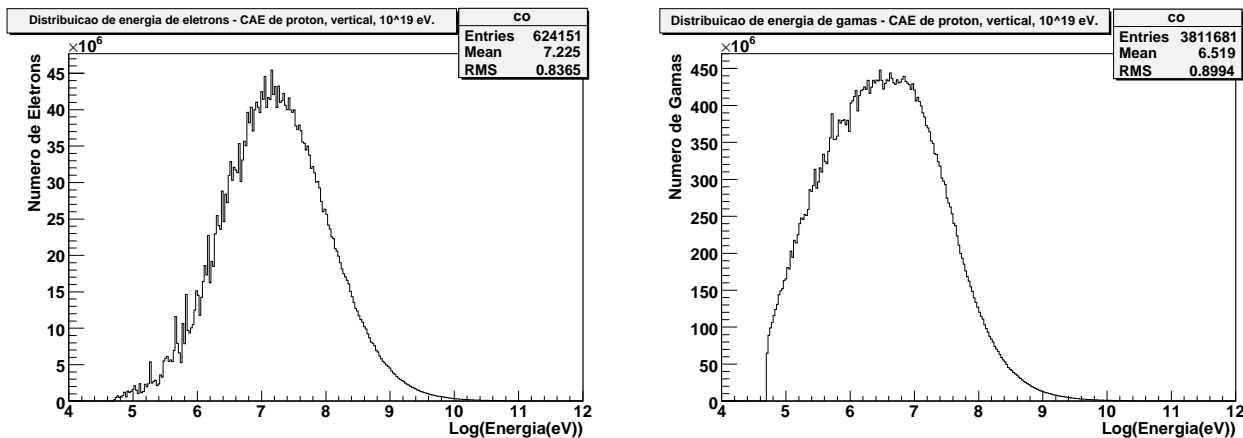


Figura 4.7: *Distribuição de energia cinética de partículas.*

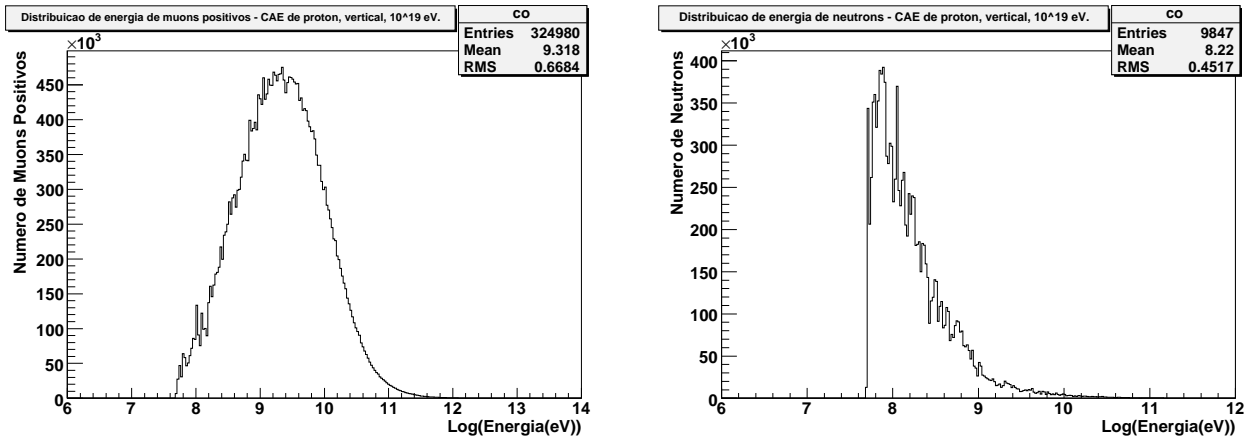


Figura 4.8: *Distribuição de energia cinética de partículas.*

Abaixo seguem alguns histogramas da distribuição de energia cinética de partículas em um CAE de primário núcleo de ferro, com energia inicial 10^{20} eV, vertical e com fator de thinning 10^{-6} .

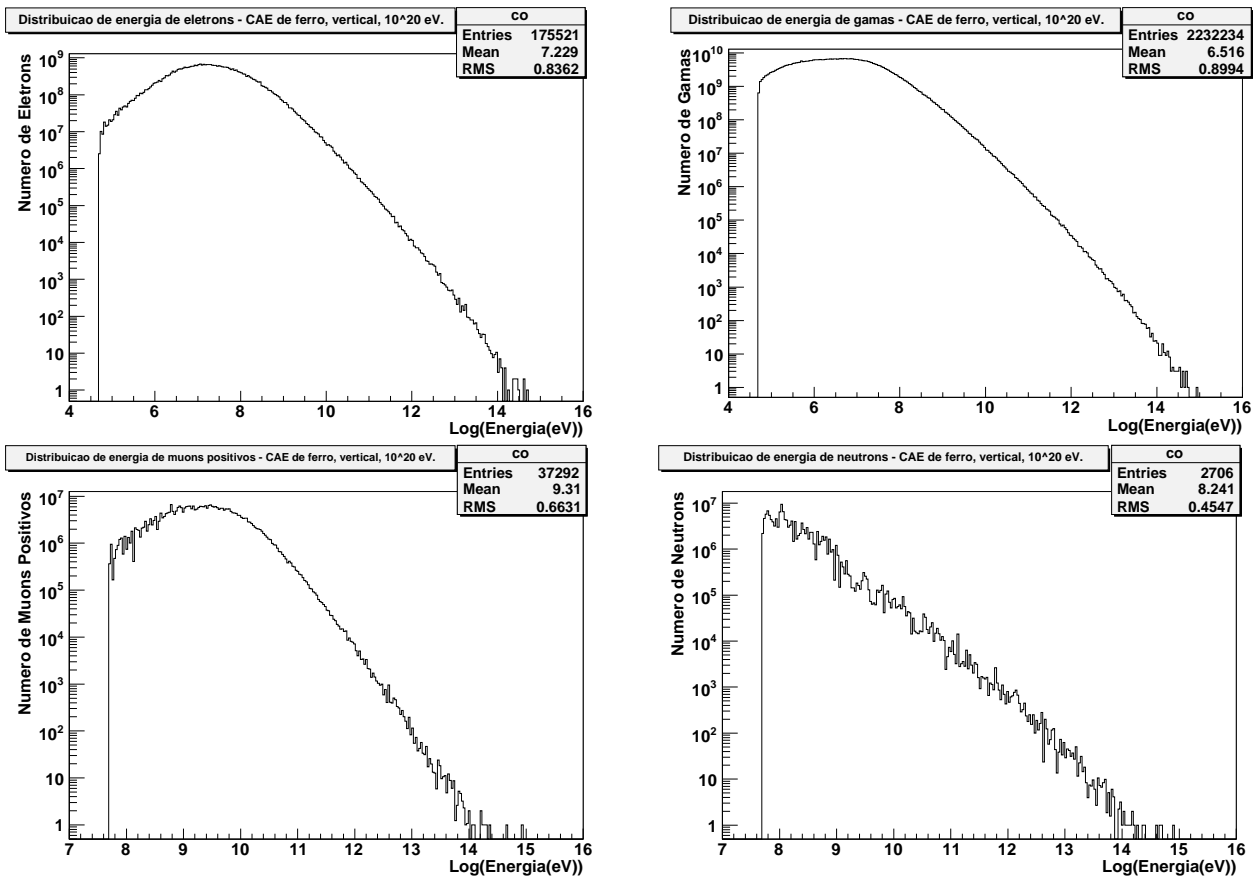


Figura 4.9: *Distribuição de energia cinética de partículas.*

As figuras 4.7, 4.8, 4.9 e mostram a distribuição de energia das partículas da frente do CAE. Na parte esquerda das figuras podemos ver os cortes de energia promovidos pelo CORSIKA. Podemos ver ainda que a maioria das partículas da frente do CAE são de mais baixa energia e não haverá prejuízo com o fato de simularmos partículas com energia até 10 TeV .

4.5 Depósito de Energia de Partículas

Com o intuito de analisar o depósito de energia de partículas na atmosfera, foram feitas algumas simulações. O resultado dessas simulações segue abaixo (figuras 4.10, 4.11, 4.12, 4.13 e 4.14):

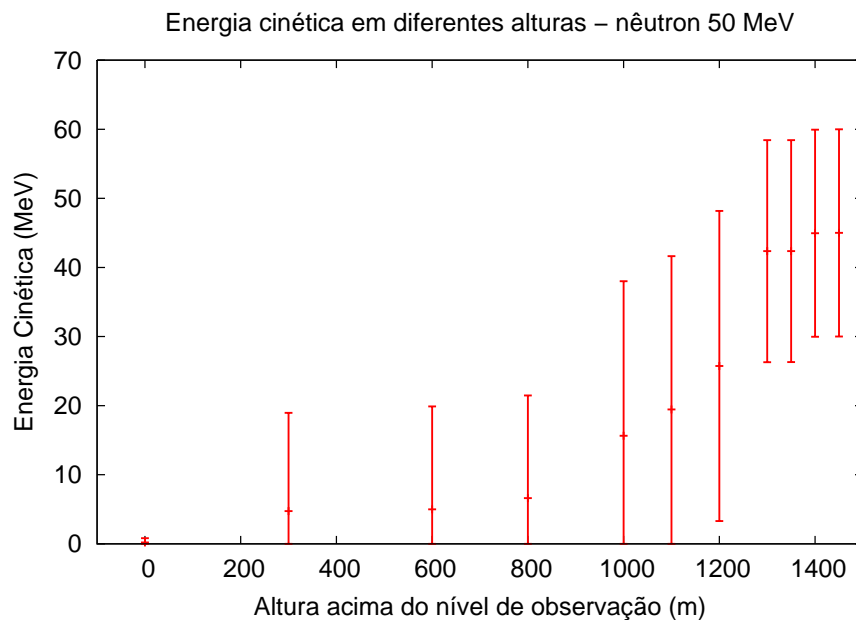


Figura 4.10: *Energia cinética de um nêutron a diferentes alturas acima do detector. Média de 10 partículas.*

A figura 4.10, do mesmo modo que aquelas de perda de energia de partículas carregadas, deve ser lida da direita para a esquerda - se estamos considerando a chegada do chuva ao detector. Quando um nêutron está com energia de 50 MeV , o Corsika o exclui do transporte e deposita sua energia no ponto onde ele está. Na figura 4.10, iniciamos o transporte de um nêutron de 50 MeV na atmosfera logo acima do detector, para estimar o efeito do corte cinemático do Corsika. Para ilustrar uma situação específica, consideremos que temos um nêutron que atinge a energia de 50 MeV a 300 m acima do detector. Ele seria “excluído” do chuva pelo Corsika, mas a nossa

previsão é que ele chegaria ao tanque com energia aproximada de 30 MeV conforme nos diz a simulação feita com o Geant4, descrita pela região à direita do gráfico.

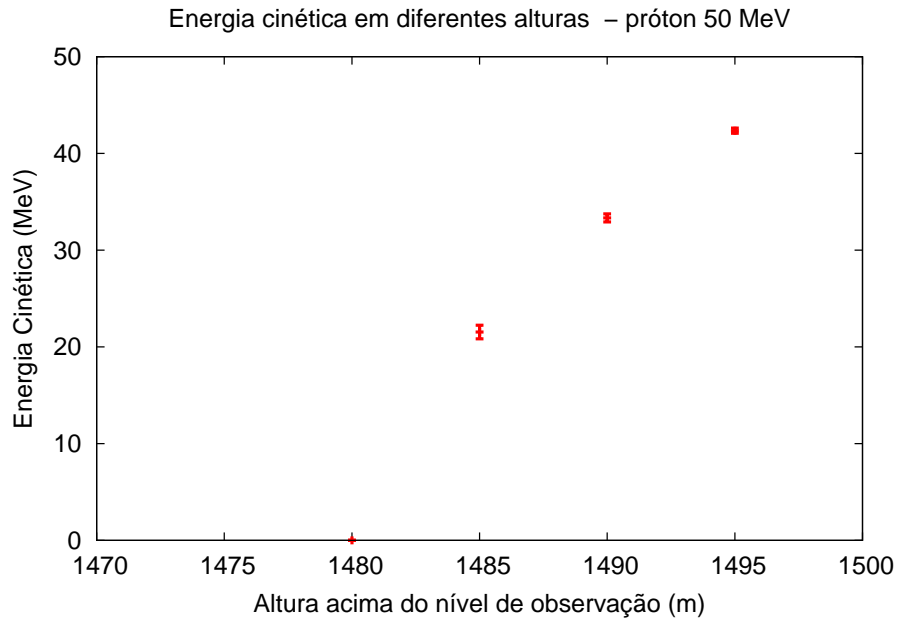


Figura 4.11: *Energia cinética de um próton a diferentes alturas acima do detector. Média de 10 partículas.*

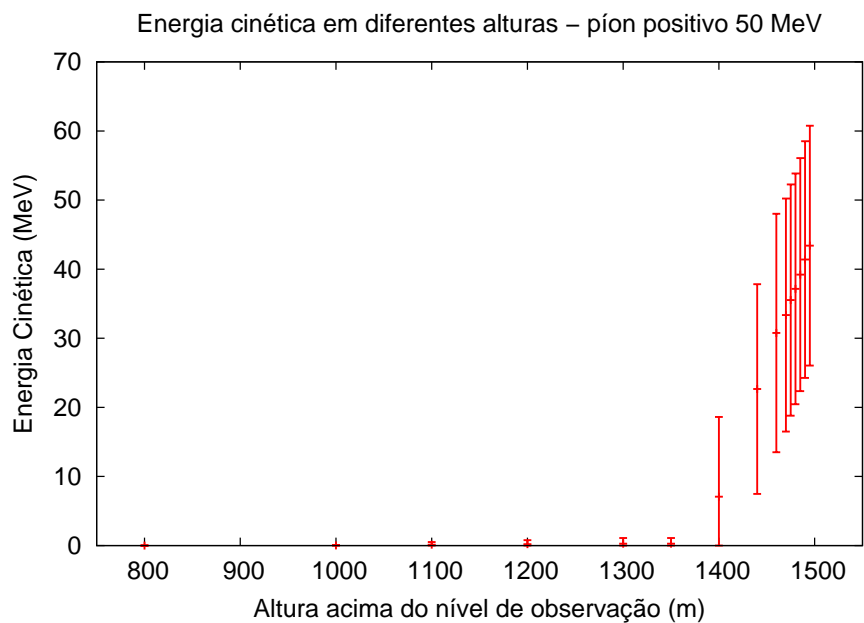


Figura 4.12: *Energia cinética de um pión positivo a diferentes alturas acima do detector. Média de 10 partículas.*

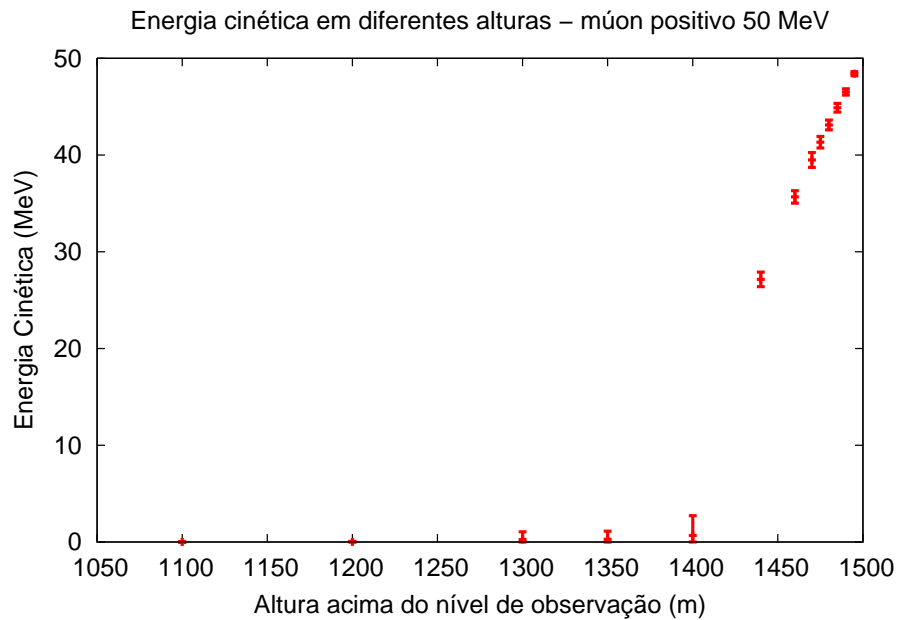


Figura 4.13: *Energia cinética de um múon positivo a diferentes alturas acima do detector. Média de 10 partículas.*

As figuras 4.11, 4.12 e 4.13 devem ser interpretadas da mesma maneira citada anteriormente.

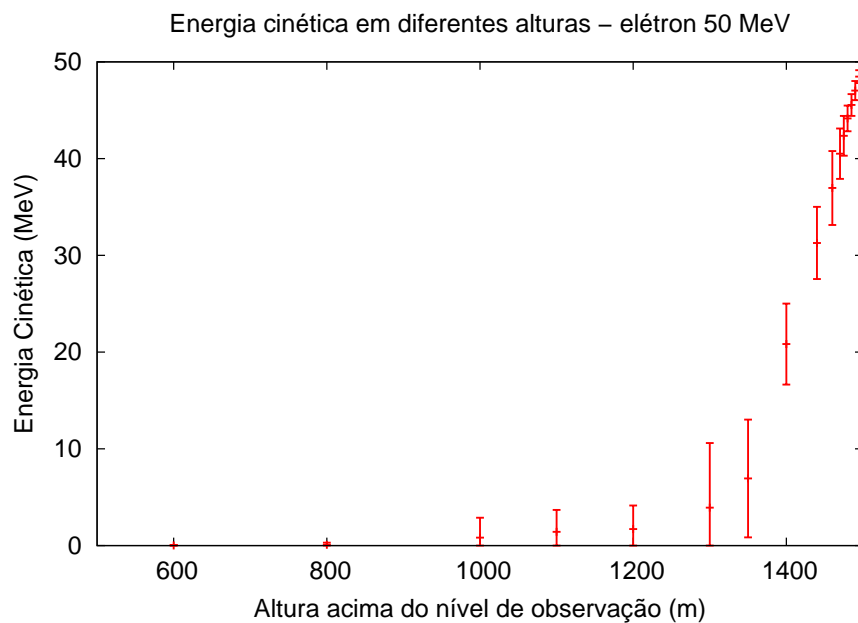


Figura 4.14: *Energia cinética de um elétron a diferentes alturas acima do detector. Média de 10 partículas.*

No caso da figura 4.14, a energia de corte do Corsika para elétrons não é 50 MeV , e sim 50 keV , mas foi feito o mesmo procedimento das figuras citadas anteriormente, ou seja, um elétron foi seguido pelo Geant4 na atmosfera para observar o comportamento da energia cinética com a altura acima do detector. A figura 4.14 deve ser interpretada da mesma maneira citada anteriormente.

4.6 Distribuição Angular de Partículas

Abaixo seguem alguns histogramas com a distribuição angular de uma fração de partículas da frente do CAE.

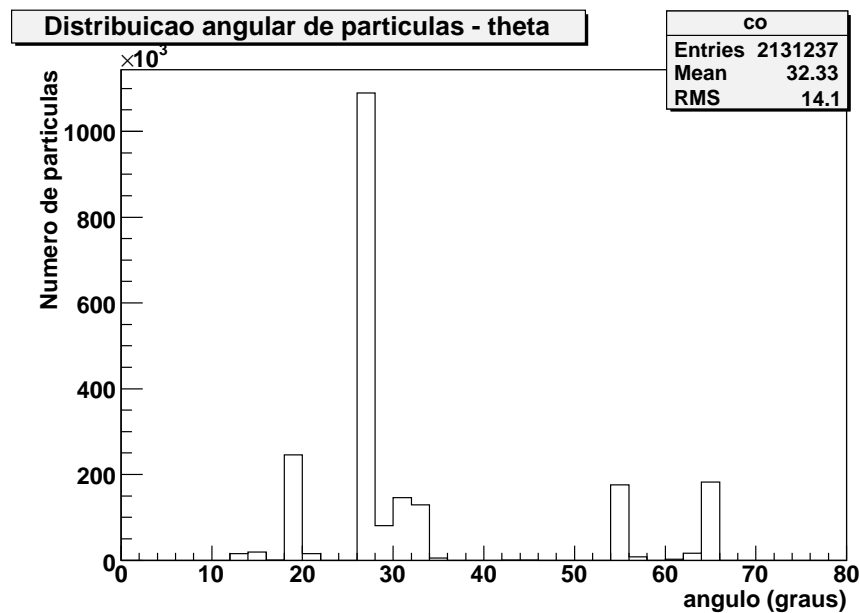


Figura 4.15: Distribuição angular (em ângulo zenital) de uma fração de partículas de um CAE. CAE de 10^{20} eV , primário núcleo de ferro, vertical, thinning 10^{-6} . Porção de partículas a 500 m do eixo do CAE.

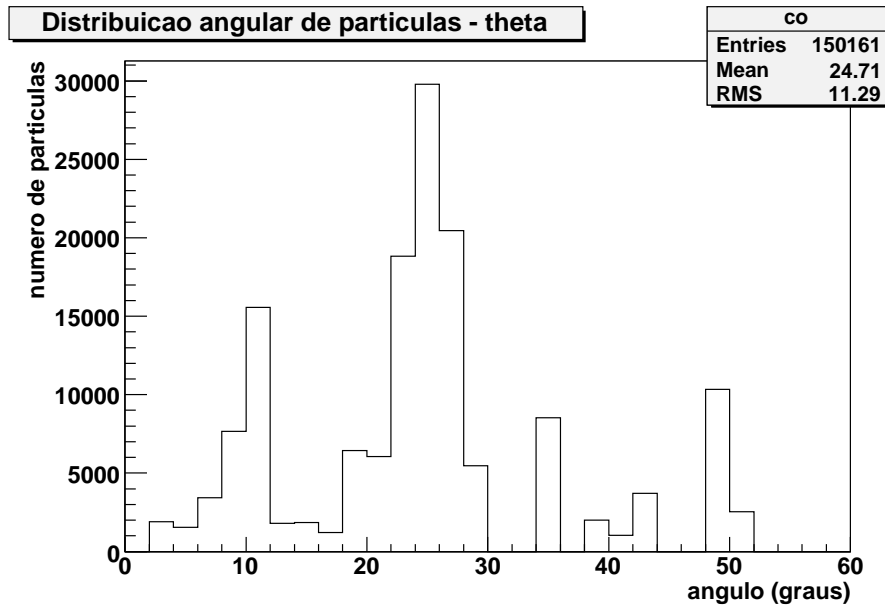


Figura 4.16: *Distribuição angular (em ângulo zenital) de uma fração de partículas de um CAE. CAE de 10^{19} eV, primário próton, vertical, thinning 10^{-7} . Porção de partículas a 400 m do eixo do CAE.*

Vemos nos gráficos anteriores que as partículas da fração da frente do CAE seguem em sua maioria com ângulo zenital de 30° .

Capítulo 5

Métodos de Simulação

Para as simulações aqui apresentadas será utilizada a simulação de uma unidade do detector de superfície.

A versão do Geant4 utilizada foi a 4.7.1.

Vários métodos foram utilizados para a simulação do sinal de CAEs¹. Seguem abaixo alguns destes métodos empregados.

A análise dos dados foi feita com o aplicativo Root [38].

Nos gráficos do sinal apresentados neste capítulo, o valor da tensão pode ter alguma imprecisão. Essa imprecisão não influirá em outros resultados que seguem, que serão dados em termos de fótons que geraram sinal e não em termos de tensão.

Ainda não temos flutuações para as simulações apresentadas neste capítulo.

O tempo em questão nas abscissas dos gráficos do sinal, é o tempo da simulação.

5.1 Método 1

Todos os CAEs desta secção foram simulados desta maneira: A escolha das partículas e da energia se deu por meio de histogramas da distribuição lateral de densidade de partículas e de densidade de energia (capítulo 4, secção 3). As posições (x, y) das partículas foram sorteadas aleatoriamente,

¹Apenas como curiosidade, alguns arquivos de partículas utilizados nas simulações do sinal chegam a ter milhões de partículas. Essa é uma dificuldade que encontramos, pois o Geant4 faz o tratamento das interações de uma maneira bastante completa, e essa cadeia de interações em um número tão grande de partículas torna a simulação bastante demorada. Em alguns casos, esse tempo de processamento chegou próximo a um mês.

com distribuição uniforme, e injetadas em uma área de 13 m^2 (área correspondente a um quadrado de $3,6 \times 3,6 \text{ m}^2$ ($3,6 \text{ m}$ corresponde ao diâmetro do tanque)), na altura do topo do tanque. O momento das partículas foi colocado todo em p_z .

Seguem abaixo alguns conjuntos de simulações:

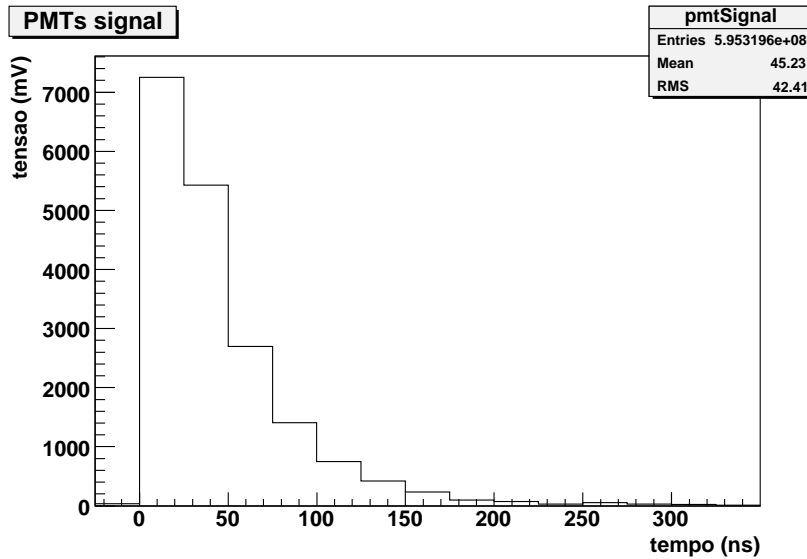


Figura 5.1: *Histograma do sinal de nêutrons a 300 m do eixo de um CAE de 10^{20} eV , primário núcleo de ferro, vertical, thinning 10^{-6} . Nível de observação está a 1400 m (nível de Malargüe).*

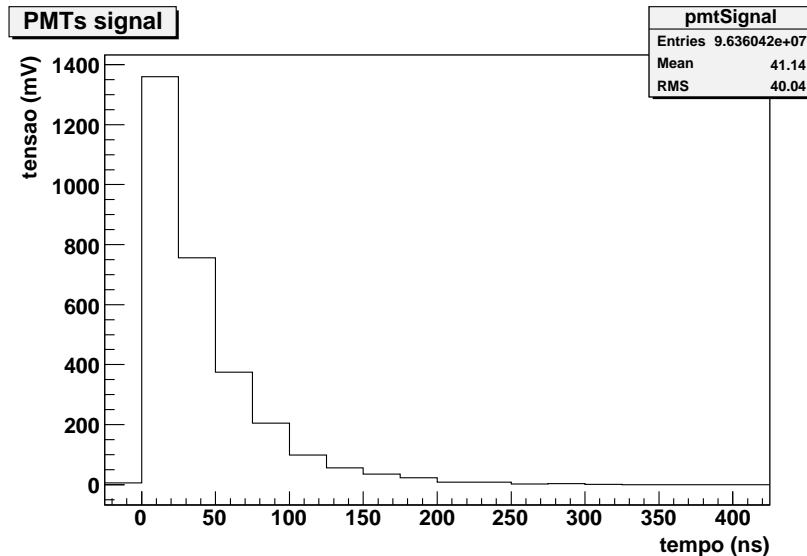


Figura 5.2: *Histograma do sinal de nêutrons a 400 m do eixo de um CAE de 10^{20} eV , primário núcleo de ferro, vertical, thinning 10^{-6} . Nível de observação está a 1400 m (nível de Malargüe).*

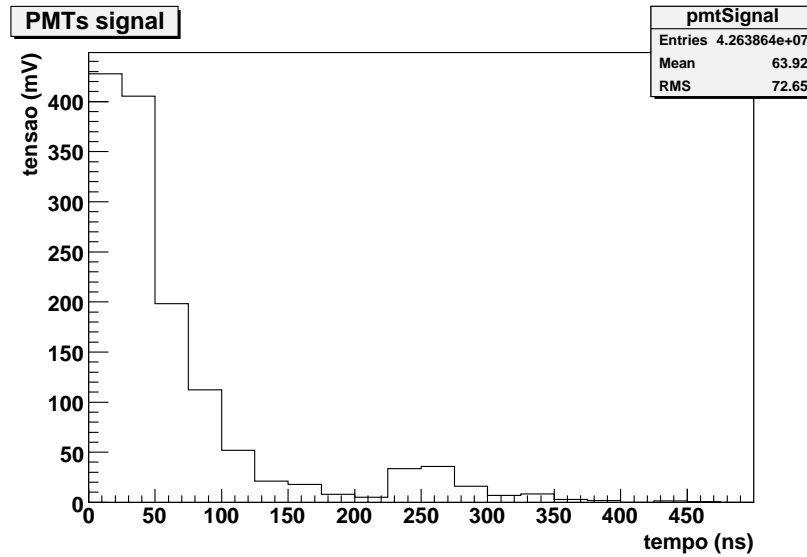


Figura 5.3: *Histograma do sinal de nêutrons a 500 m do eixo de um CAE de 10^{20} eV, primário núcleo de ferro, vertical, thinning 10^{-6} . Nível de observação está a 1400 m (nível de Malargüe).*

As figuras 5.1, 5.2 e 5.3 mostram os sinais gerados por nêutrons chegando no tanque em várias distância ao centro do CAE. Nessas figuras podemos ver que nêutrons que estão na frente de CAEs podem dar sinal.

5.2 Método 2

Todos os CAEs desta secção foram simulados desta maneira: as partículas de um CAE foram selecionadas e feito o “unthinning” segundo o método de Billoir e injetadas no “tank0Mod”; as posições (x, y) de injeção das partículas no tanque foram sorteadas aleatoriamente, com distribuição uniforme numa área de 13 m^2 , na altura do topo do tanque.

As componentes hadrônica e eletromagnética + muônica foram simuladas separadamente com o intuito de determinar a razão entre os sinais provenientes das componentes.

Seguem abaixo alguns conjuntos de simulações:

Para este conjunto de simulações, as partículas foram selecionadas de um CAE de núcleo de ferro, com energia de 10^{20} eV, vertical, com fator de thinning 10^{-7} . Todas as partículas foram colecionadas em um nível de observação a 1400 m (nível de Malargüe). Seguem abaixo alguns histogramas do sinal simulado:

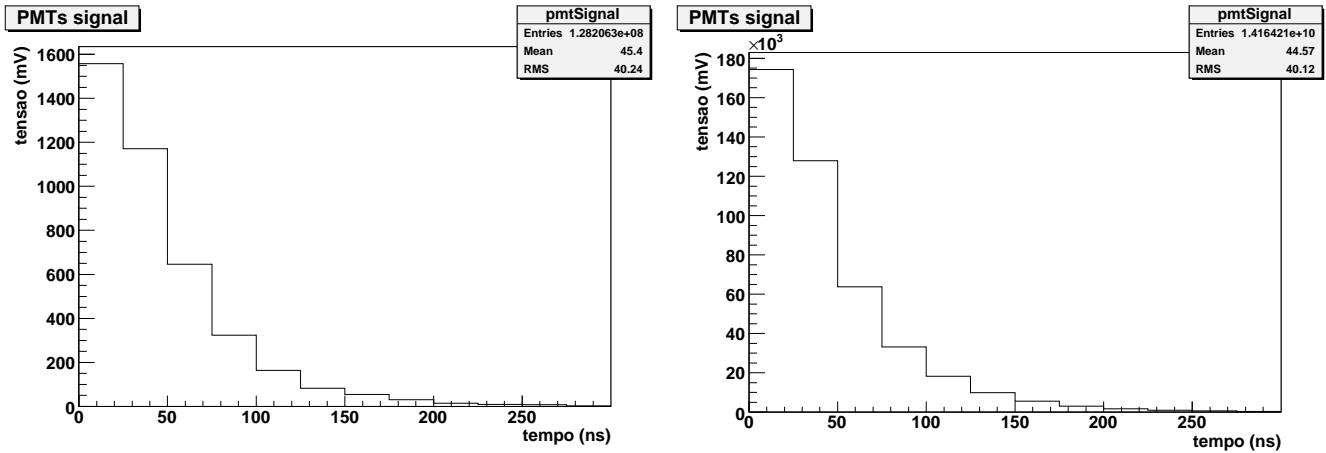


Figura 5.4: No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 500 m do eixo do CAE.

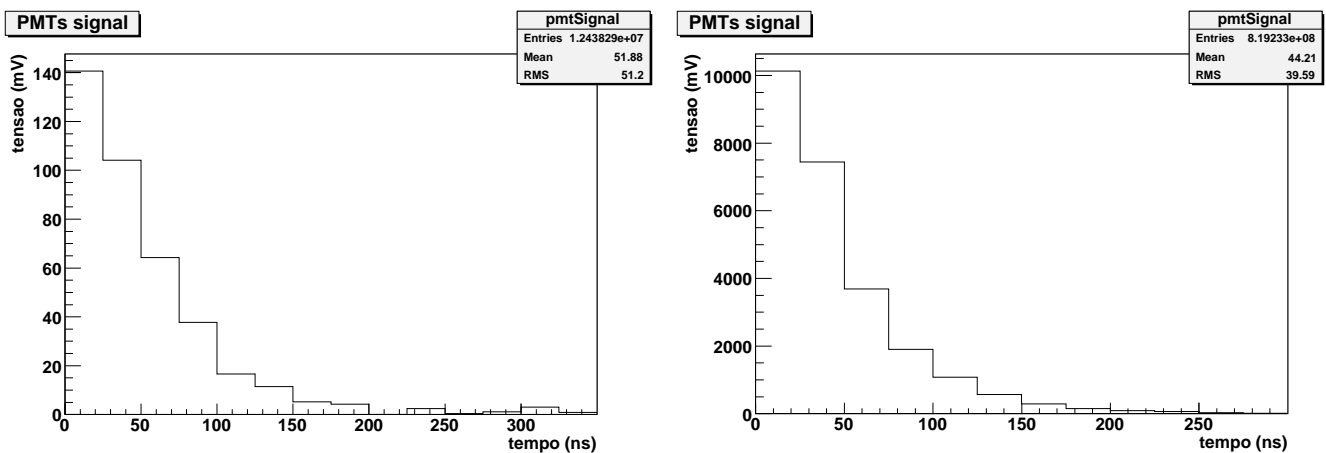


Figura 5.5: No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 1000 m do eixo do CAE.

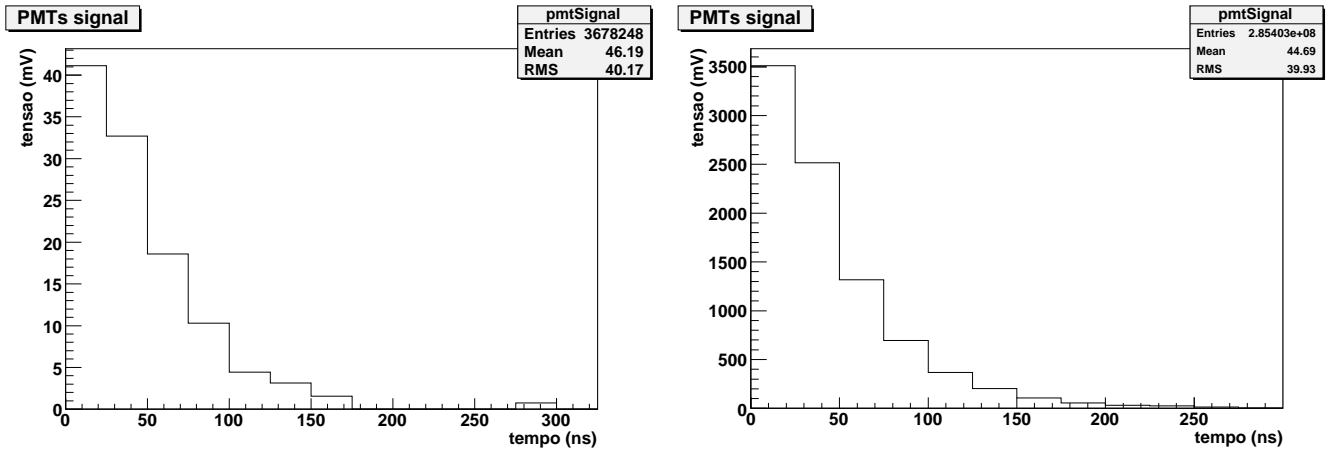


Figura 5.6: No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 1200 m do eixo do CAE.

As figuras 5.4, 5.5 e 5.6 mostram uma comparação do sinal proveniente das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica. Podemos ver que a quantidade de sinal gerada pela componente hadrônica é pequena frente ao sinal da componente eletromagnética + muônica, mas ainda não temos boa estatística para dizer a importância ou não dessa componente.

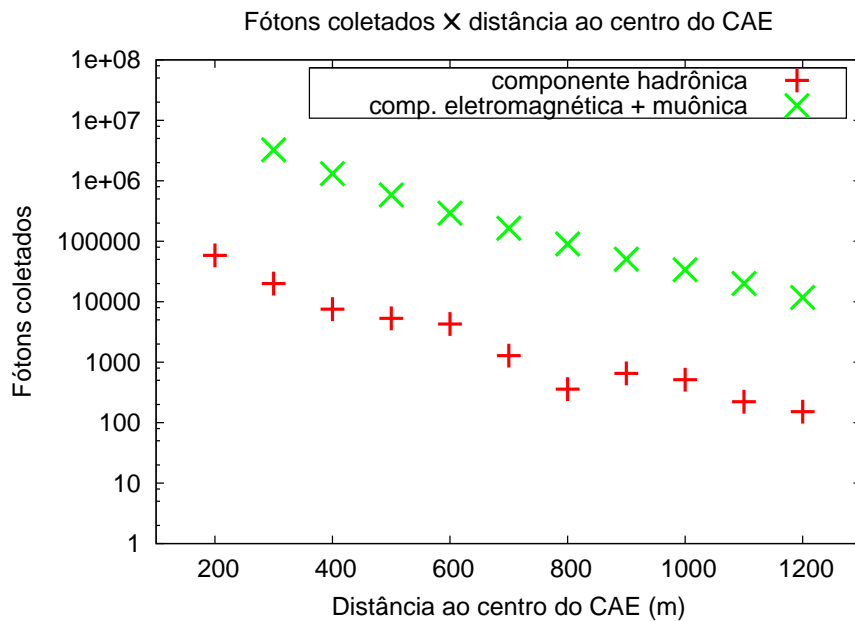


Figura 5.7: Comparação do número de fótons coletados provenientes da componente hadrônica e a componente eletromagnética + muônica.

Na figura 5.7 faço uma comparação entre o número de fótons coletados (fótons que efetivamente geraram sinal) provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica. Como pode ser visto a diferença entre os números de fótons coletados é bastante grande. Não foi possível obter uma boa estatística neste caso por causa do grande tempo de simulação necessário para a obtenção dos dados.

5.3 Método 3

Todos os CAEs desta seção foram simulados desta maneira: as partículas de um CAE foram selecionadas e feito o “unthinning” segundo o método de Billoir e injetadas no “tank0Mod”; as posições (x, y) de injeção das partículas no tanque foram sorteadas aleatoriamente, com distribuição uniforme numa área de $13 m^2$ para a componente eletromagnética + muônica e $576 m^2$ (essa área corresponde ao quadrado de $24 \times 24 m^2$, mencionada no capítulo 3. Aqui, estaremos cobrindo toda a área (volume) de solo onde interações de nêutrons (hádrons) podem gerar sinal na fotomultiplicadoras do tanque) para a componente hadrônica², na altura do topo do tanque.

As componentes hadrônica e eletromagnética + muônica foram simuladas separadamente com o intuito de determinar a razão entre os sinais provenientes das componentes.

Seguem abaixo alguns conjuntos de simulações:

Para este conjunto de simulações, as partículas foram selecionadas de um CAE de próton, com energia de $10^{19} eV$, vertical, com fator de thinning 10^{-7} . Todas as partículas foram colecionadas em um nível de observação a $1400 m$ (nível de Malargüe). Seguem abaixo alguns histogramas do sinal simulado:

²Estamos usando a área maior apenas para a componente hadrônica, pois a componente eletromagnética + muônica gera uma quantidade de sinal desprezível por colisões com o solo nas imediações do tanque [30].

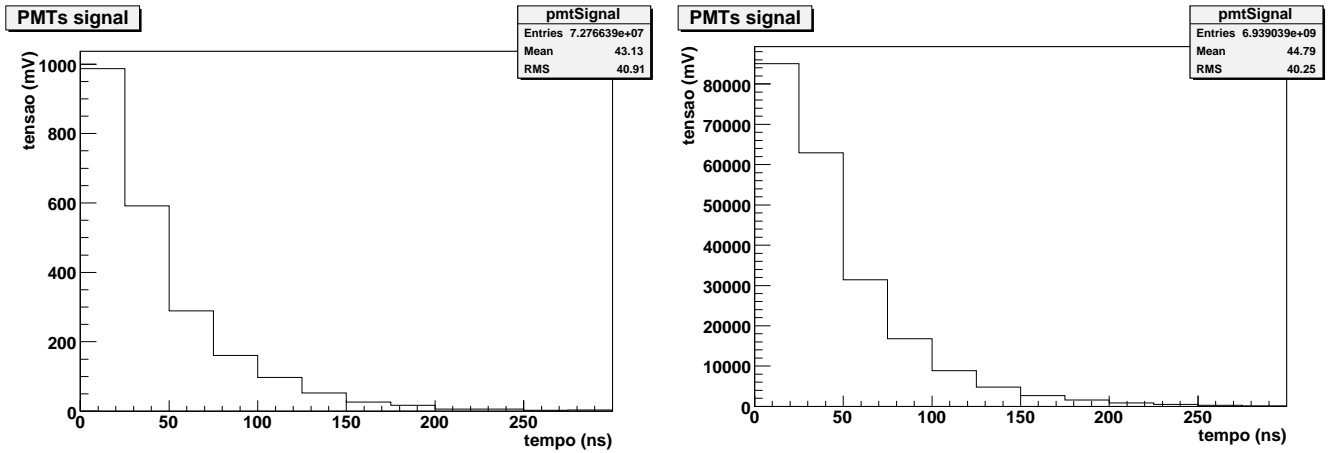


Figura 5.8: No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 300 m do eixo do CAE.

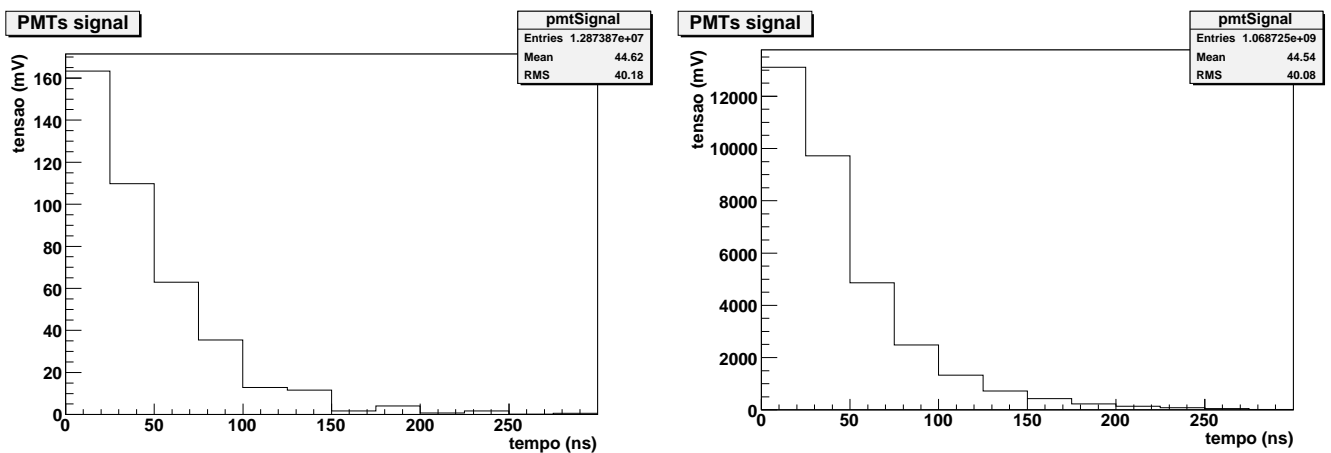


Figura 5.9: No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 500 m do eixo do CAE.

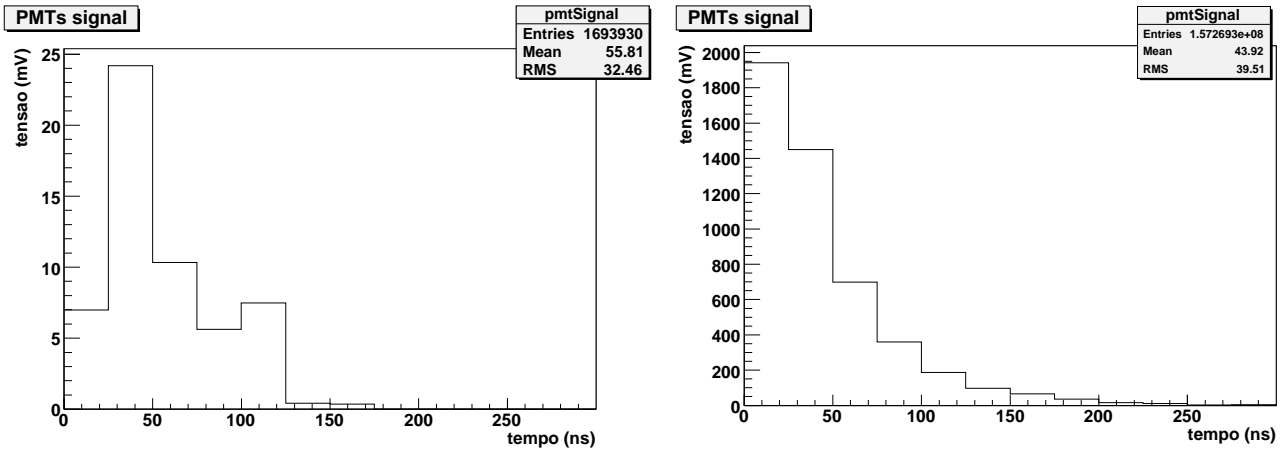


Figura 5.10: No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 800 m do eixo do CAE.

Abaixo faço um gráfico para comparar o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e a eletromagnética + muônica.

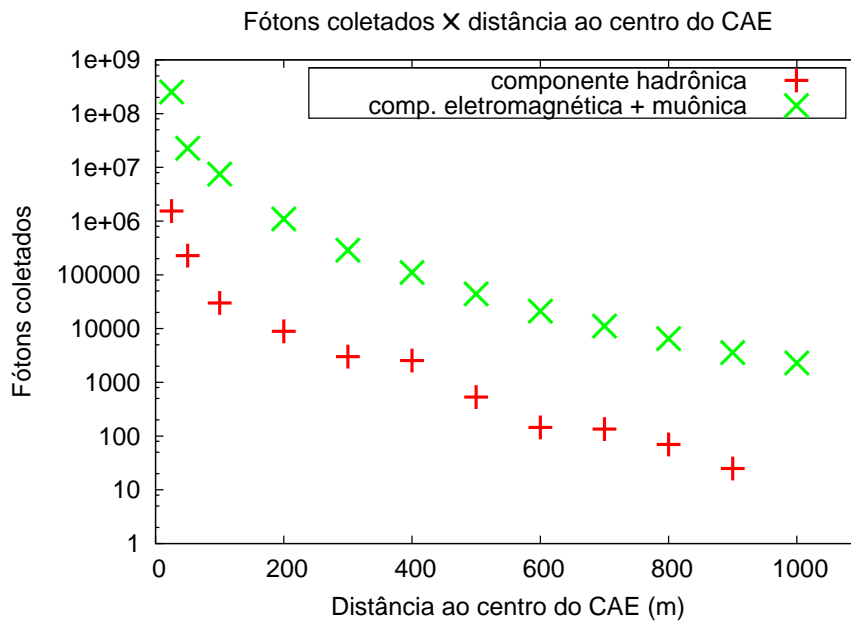


Figura 5.11: Comparação entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e da eletromagnética + muônica.

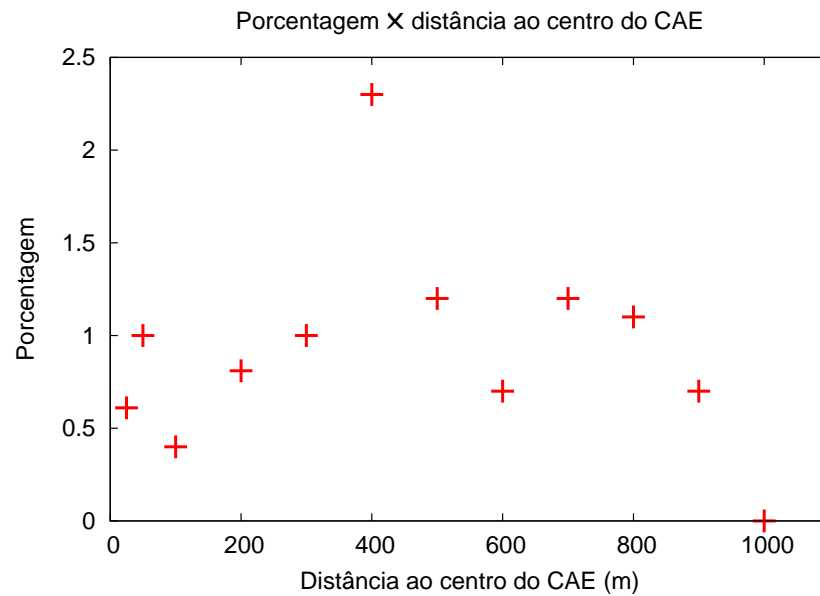


Figura 5.12: *Porcentual entre o número de fótons coletados provenientes da componente hadrônica e da soma das demais componentes (hadrônica + eletromagnética + muônica).*

Nas figuras 5.13 e 5.19 é mostrado o sinal que anteriormente estava em unidades de fótons coletados, convertido em unidades de VEM^3 (Vertical Equivalent Muon), que é a unidade de medida de sinal usada no Observatório Pierre Auger.

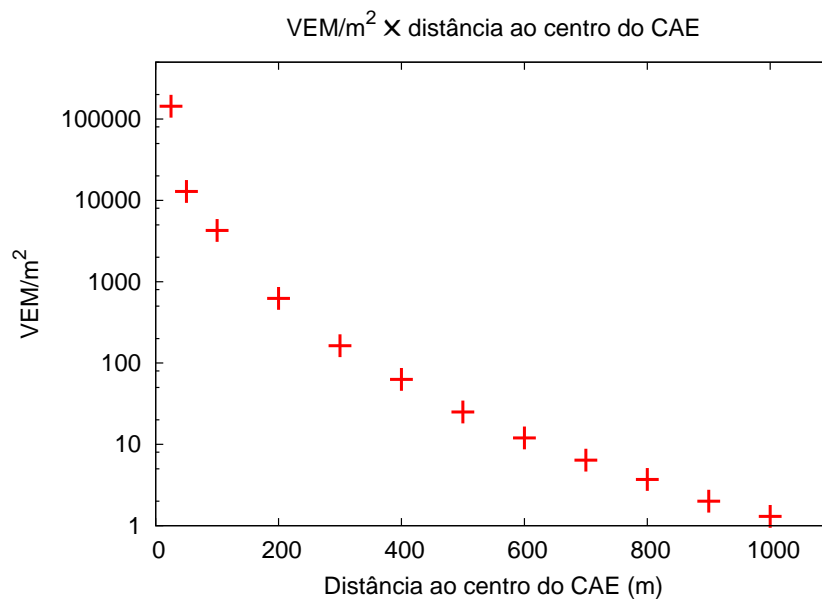


Figura 5.13: *Sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica.*

³Quantidade de sinal equivalente a um múon atravessando o tanque Cherenkov verticalmente.

Para este conjunto de simulações, as partículas foram selecionadas de um CAE de próton, com energia de 10^{20} eV, vertical, com fator de thinning 10^{-7} . Todas as partículas foram colecionadas em um nível de observação a 1400 m (nível de Malargüe). Seguem abaixo alguns histogramas do sinal simulado, figuras:

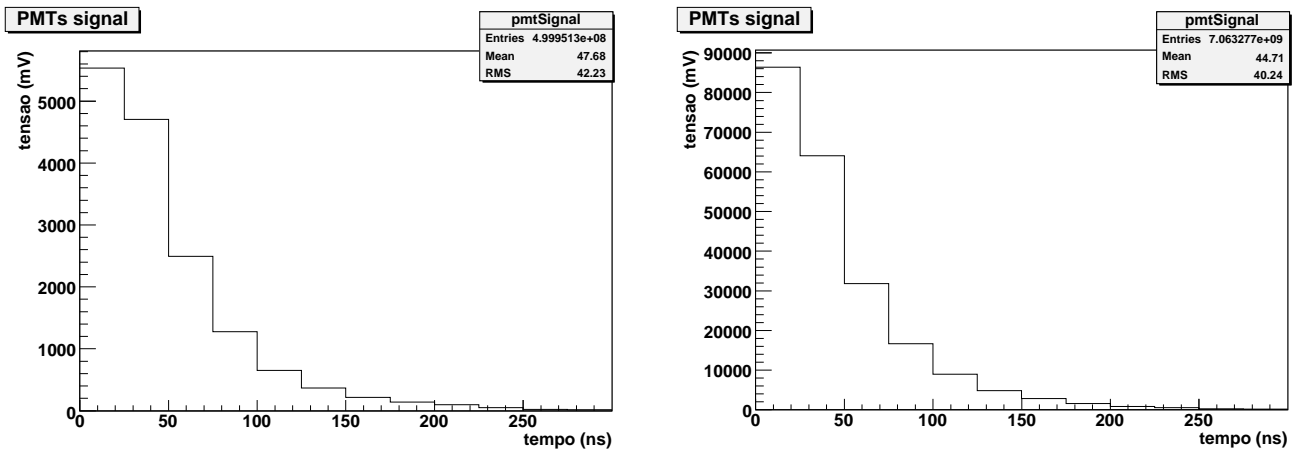


Figura 5.14: No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 300 m do eixo do CAE.

Na figura 5.14, no caso da componente eletromagnética + muônica o sinal deve ser multiplicado por um fator dez⁴.

⁴O sinal deve ser multiplicado por um fator 10, pois para uma redução do tempo de processamento da simulação o número de partículas simulado foi dividido por um fator 10. Apenas para constar que na simulação de uma unidade do Detector de Superfície não temos saturação do sinal. Provavelmente em uma situação real, o tanque Cherenkov iria saturar próximo ao centro do CAE.

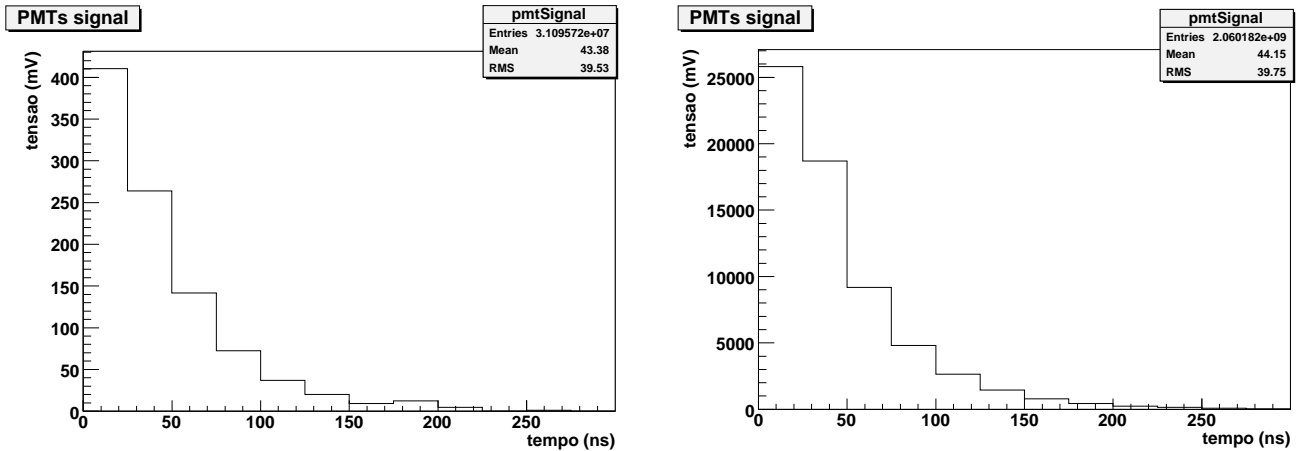


Figura 5.15: No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 800 m do eixo do CAE.

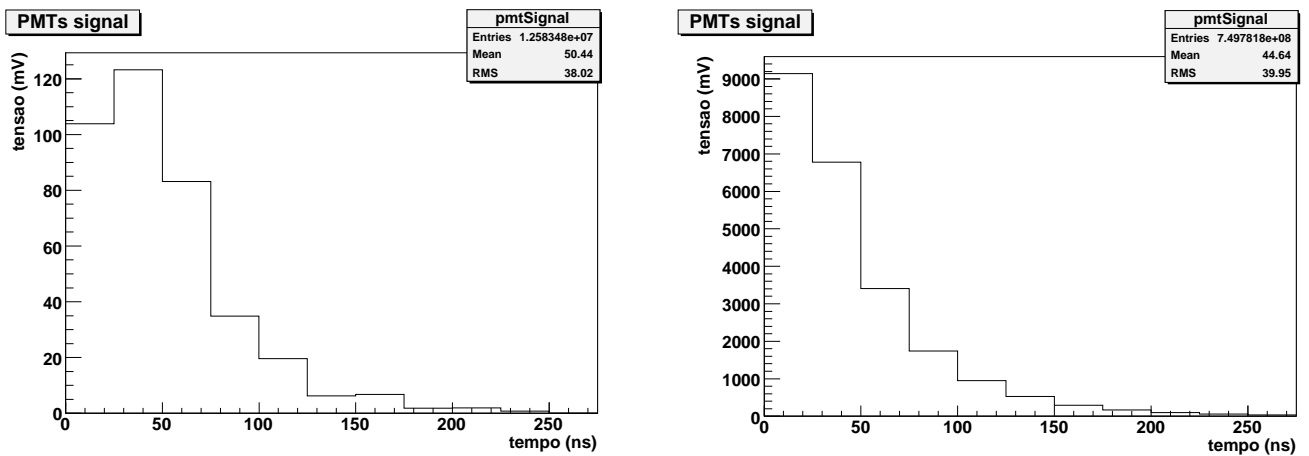


Figura 5.16: No histograma à esquerda temos o sinal gerado pela componente hadrônica, à direita temos o sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. Ambas as componentes foram selecionadas a 1000 m do eixo do CAE.

As figuras 5.8, 5.9, 5.10, 5.14, 5.15 e 5.16 mostram uma comparação entre os sinais provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica. Podemos ver que a quantidade de sinal gerada pela componente hadrônica é pequena frente ao sinal da componente eletromagnética + muônica, mas ainda não temos boa estatística para dizer a importância ou não dessa componente.

Abaixo faço um gráfico para comparar o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e da eletromagnética + muônica:

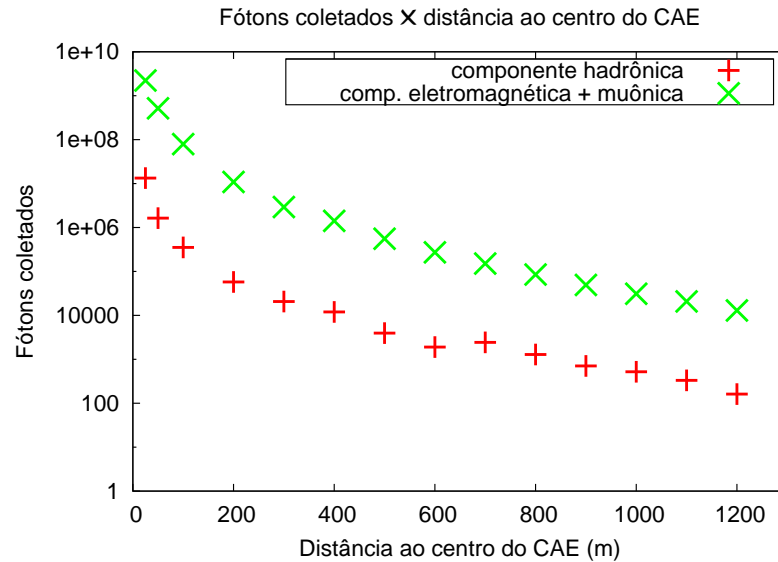


Figura 5.17: Comparação entre número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e da eletromagnética + muônica.

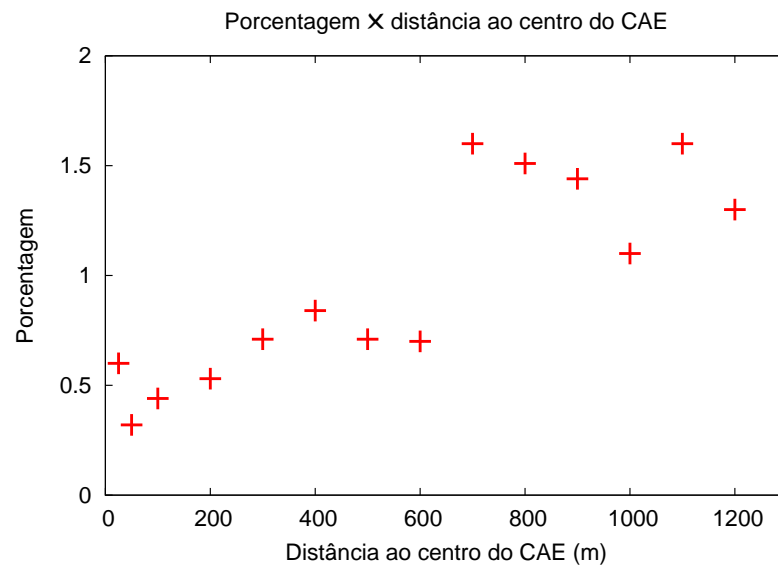


Figura 5.18: Porcentual entre número de fótons coletados provenientes da componente hadrônica e da soma das componentes hadrônica, eletromagnética e muônica).

Nas figuras 5.12 e 5.18 é mostrado o porcentual de fótons coletados entre as componentes

hadrônica e eletromagnética + muônica. Novamente aqui não temos flutuação por causa da grande quantidade de tempo necessário para a simulação. Como pode ser visto a porcentagem da componente hadrônica frente a componente eletromagnética + muônica gira em torno de 1%.

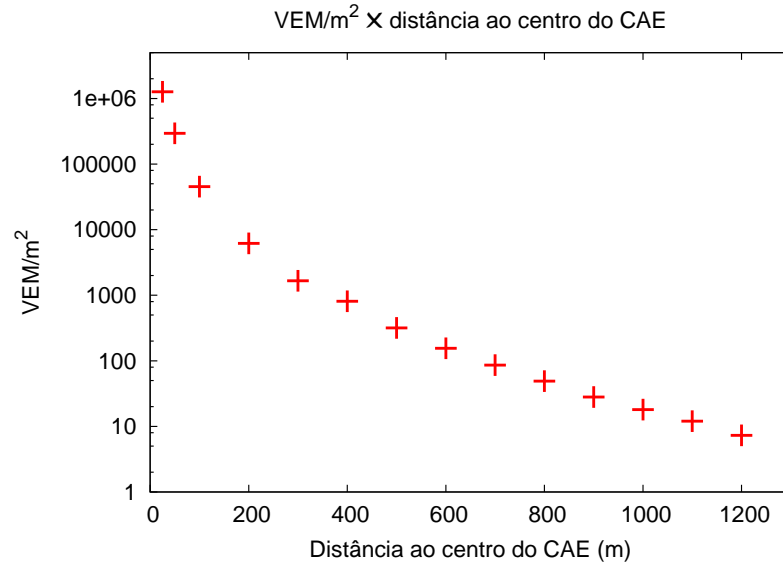


Figura 5.19: *Sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica.*

Segue abaixo um gráfico com a comparação dos sinais gerados pelos 2 CAEs mostrados anteriormente.

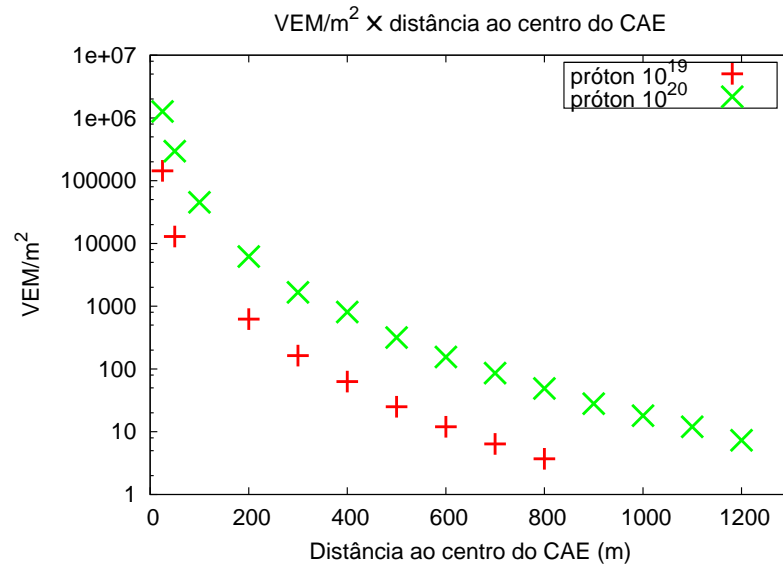


Figura 5.20: *Sinal gerado pela componente eletromagnética + muônica. CAEs com partícula inicial próton, com energias 10¹⁹ e 10²⁰ eV.*

Na figura 5.20 é mostrado uma comparação entre os sinais gerados por CAEs de diferentes energias. Podemos observar uma grande diferença no sinal gerado.

Capítulo 6

Parametrização do Sinal Gerado

Como a simulação do sinal gerado pela frente do CAE demanda um tempo de CPU bastante grande (isso acontece por causa da grande cadeia de interações simuladas pelo aplicativo), decidimos fazer a parametrização desse sinal gerado.

Fizemos simulações a valores discretos de energia no intervalo de eV até $10 TeV$ para os tipos de partículas mais relevantes de um CAE para obtermos uma parametrização geral do sinal que permita fazer interpolações para qualquer valor de energia.

Ressaltamos que com esse procedimento teremos um ganho de tempo de CPU da ordem de milhares de vezes. Como exemplo, podemos citar a simulação de uma partícula com energia da ordem de alguns GeVs que leva em torno de $200 s$, e com as curvas de parametrização esse tempo será reduzido para a ordem de milisegundos.

As partículas da frente do CAE foram injetadas em posições aleatórias em uma área de $6 \times 6 m^2$ na altura do topo do tanque, com um ângulo fixo de 30° (Esse ângulo tem relação com o ângulo de entrada das partículas no tanque - ver capítulo 4, secção 6). Para cada partícula/energia foi simulado um total de 3000 vezes.

As simulações foram realizadas com a simulação de um detector de superfície “tank0Mod”, citada anteriormente.

A versão do Geant4 utilizada nestas simulações foi a 4.7.1.

Usaremos estas parametrizações para simular os CAEs e assim caracterizar o sinal da componente hadrônica.

Quando uma partícula é injetada aleatoriamente na área acima, consideram-se as possibili-

dades:

a) ela não provoca depósito de energia na água (é bom lembrar que pode haver um depósito por albedo¹). Nesse caso, ela não é considerada na estatística abaixo.

b) ela provoca depósito de energia e nesse caso:

- 1) não gera fótons detectáveis pelas fotomultiplicadoras. A essa situação demos o nome de “zero fótons”.
- 2) gera fótons detectáveis pelas fotomultiplicadoras. Nesse caso pudemos determinar um formato universal para a distribuição de número de fótons, que é a soma de uma exponencial mais uma gaussiana.

A exponencial será ajustada pela equação abaixo:

$$f(x) = \exp(p_0 + p_1 * x) \quad (6.1)$$

onde

p_0 =constante e p_1 =“slope”

A gaussiana será ajustada pela equação abaixo:

$$f(x) = p_2 * \exp\{-0.5 * [(x - p_3)/p_4]^2\} \quad (6.2)$$

onde

$p_2 = 1/(p_4\sqrt{2\pi})$, p_3 =média e p_4 =sigma.

De posse dos parâmetros p_0 , p_1 , p_2 , p_3 e p_4 e de sua dependência com a energia, temos um procedimento de cálculo para o número de fótons coletados.

Para os ajustes das curvas foi utilizado o programa Root.

Os histogramas a seguir estão sem os “zero fótons” (eventualmente estas partículas poderiam ser detectadas, dependendo das calibrações dos elementos sensíveis à luz que estamos usando. Esses dados (“zero fótons”) servem para estudo posterior de depósito de energia). Os “zero fótons” serão considerados no cálculo final.

¹Algumas partículas que não colidiriam com o tanque Cherenkov podem incidir sobre o solo, gerando secundários que estes sim podem colidir com o tanque e depositar energia dentro do tanque

A esses histogramas daremos o nome de “curva resposta” em fótons coletados. Nas abscissas, temos o número de fótons coletados (fótons que efetivamente geraram sinal) nas 3 fotomultiplicadoras do tanque. Os histogramas estão normalizados.

As figuras 6.1, 6.5, 6.8, 6.11, 6.14, 6.18, 6.21, 6.24, 6.27, 6.30 mostram o número médio de fótons coletados em função da energia. Essa média inclui os fótons coletados nas 3 possibilidades de curva (“zero fótons”, exponencial ou gaussiana).

As figuras 6.2, 6.3, 6.6, 6.7, 6.9, 6.10, 6.12, 6.13, 6.15, 6.16, 6.19, 6.20, 6.22, 6.23, 6.25, 6.26, 6.28, 6.29, 6.31 e 6.32 mostram algumas “curvas resposta” simuladas. Essas curvas estão com os ajustes, em preto estão os ajustes primários e em vermelho estão os ajustes finais das curvas. Essas curvas mostradas aqui são apenas uma pequena amostra das curvas simuladas.

Nos arquivos de saída dos ajustes do Root nós temos os parâmetros com os erros e outras variáveis. Nem todos esses parâmetros foram colocados nas tabelas 6.1, 6.2, 6.3, 6.4, 6.5, 6.6, 6.7, 6.8, 6.9 e 6.10, por simplicidade, pois temos dezenas de histogramas desse tipo. Os parâmetros que constam nessas tabelas se referem aos ajustes finais (em vermelho) das “curvas resposta”.

6.1 Parametrização para Elétrons

Para esta parametrização a partícula da frente do CAE utilizada foi um elétron.

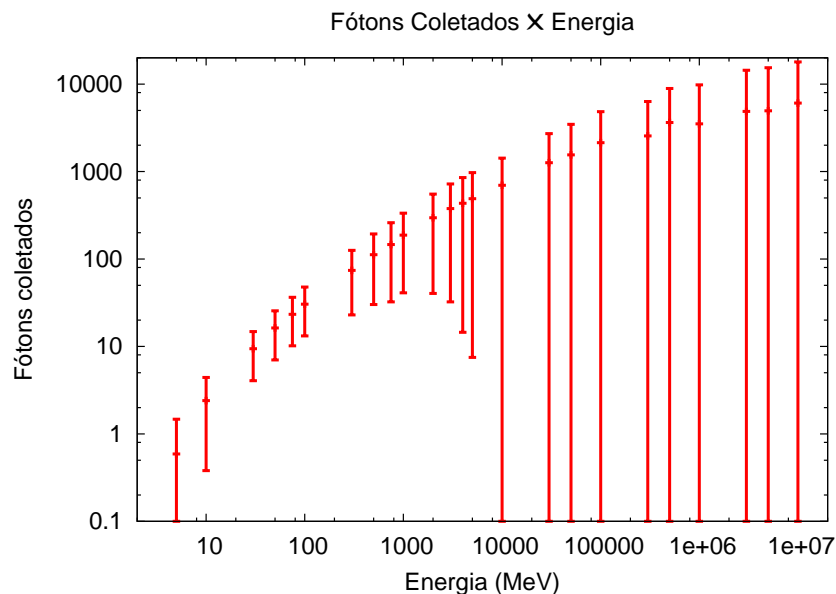
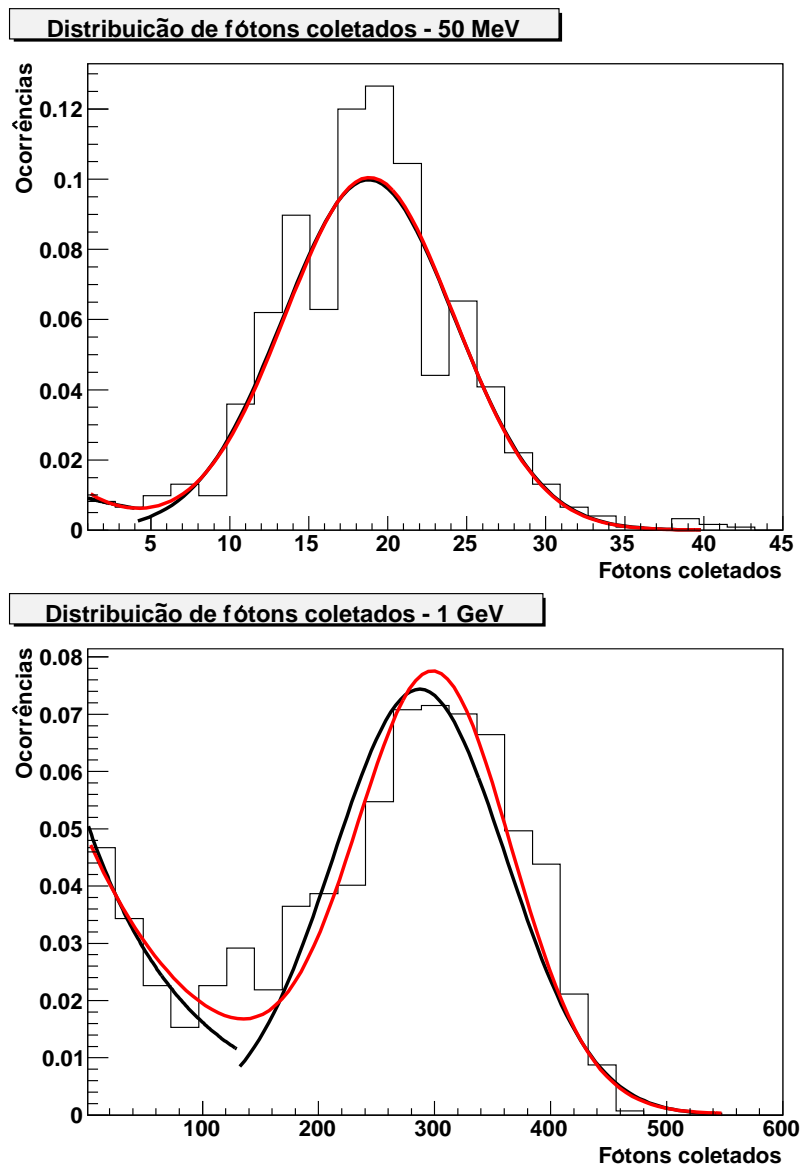
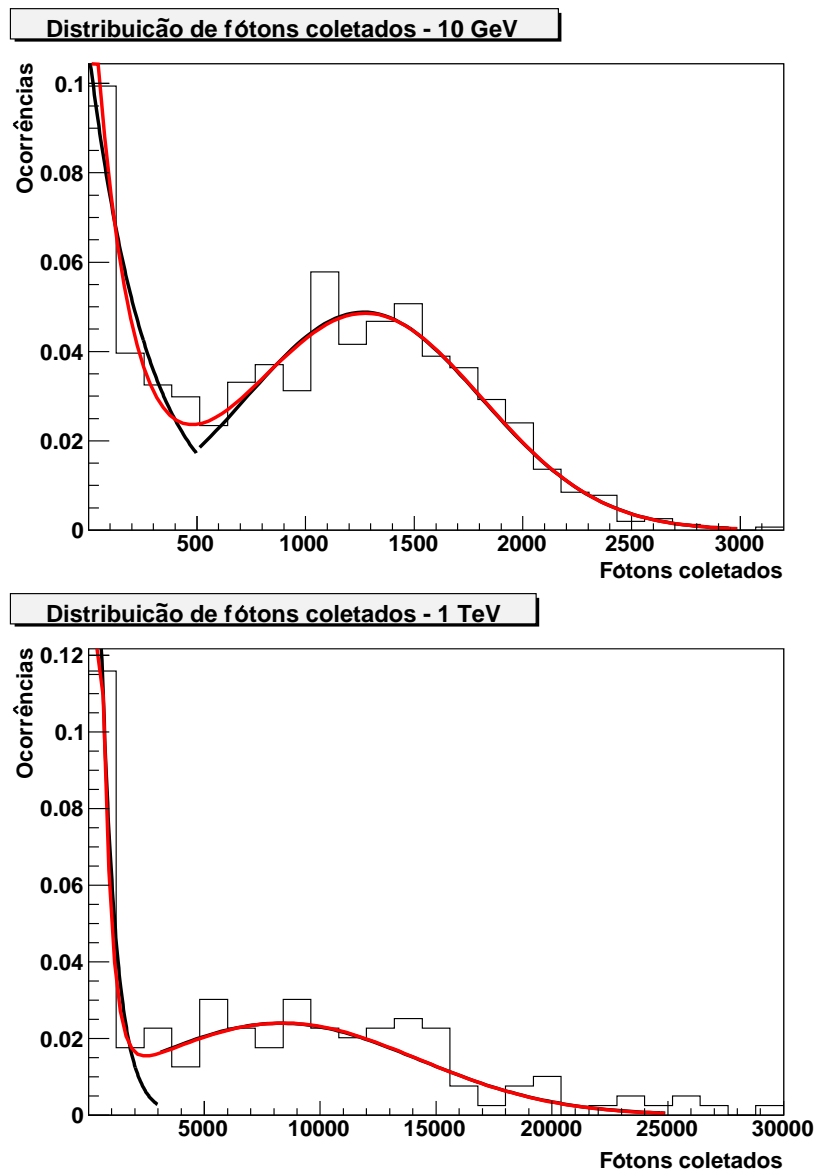


Figura 6.1: Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.

Figura 6.2: *Distribuição de fótons coletados.*

Figura 6.3: *Distribuição de fótons coletados.*Tabela 6.1: *Parâmetros dos ajustes*

Energia (MeV)	50	1000	10000	1000000
p_0	-3,589934	-2,733446	-1,868554	-0,747794
p_1	-0,463067	-0,009948	-0,005158	-0,002492
p_2	0,140124	0,097838	0,061445	0,024022
p_3	18,745264	298,223036	1285,975391	8393,412835
p_4	5,415025	69,967737	516,069661	5865,226457

Na figura 6.4 é mostrado a evolução dos parâmetros dos ajustes (média, sigma da gaussiana, “slope” e constante da exponencial). Os parâmetros em questão se referem aos ajustes primários (em preto) das “curvas resposta”.

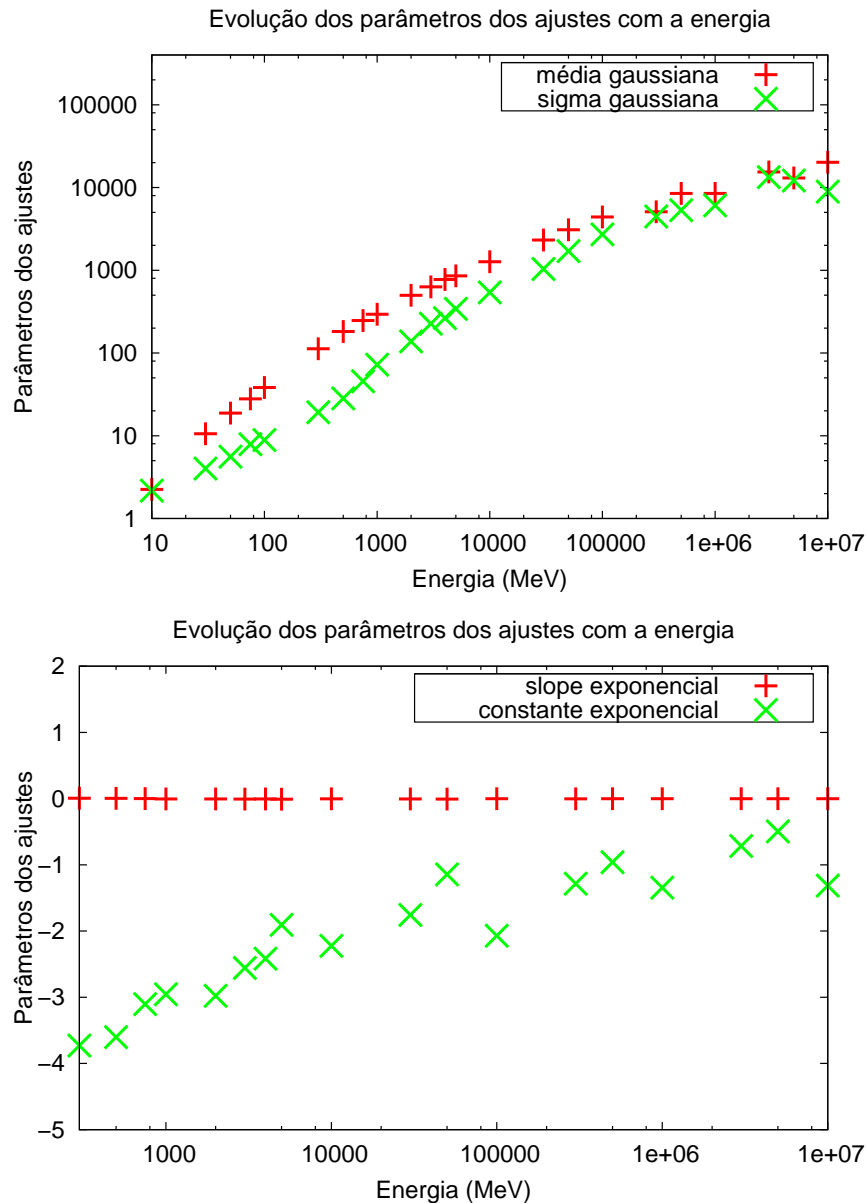


Figura 6.4: *Evolução dos parâmetros dos ajustes em função da energia.*

6.2 Parametrização para Pósitrons

Para esta parametrização a partícula da frente do CAE utilizada foi um pósitron.

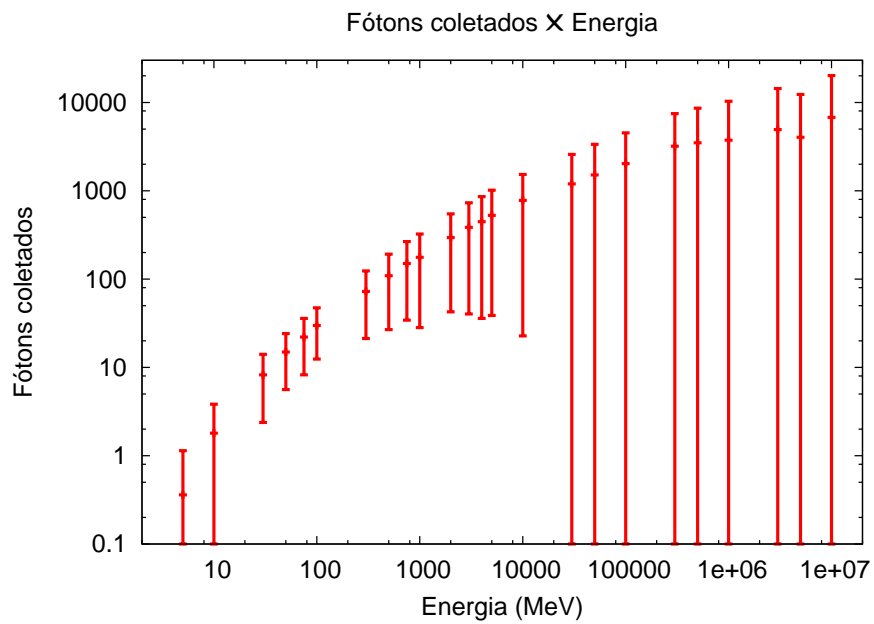


Figura 6.5: Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.

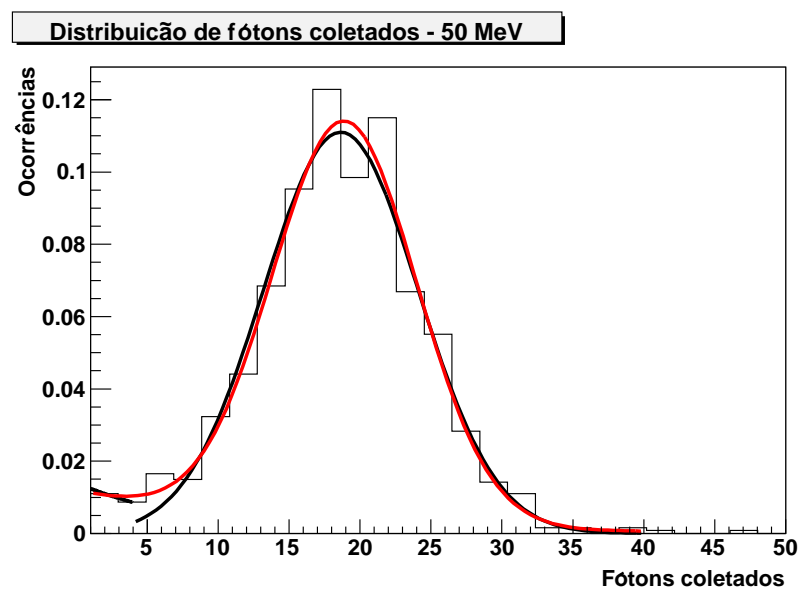


Figura 6.6: Distribuição de fótons coletados.

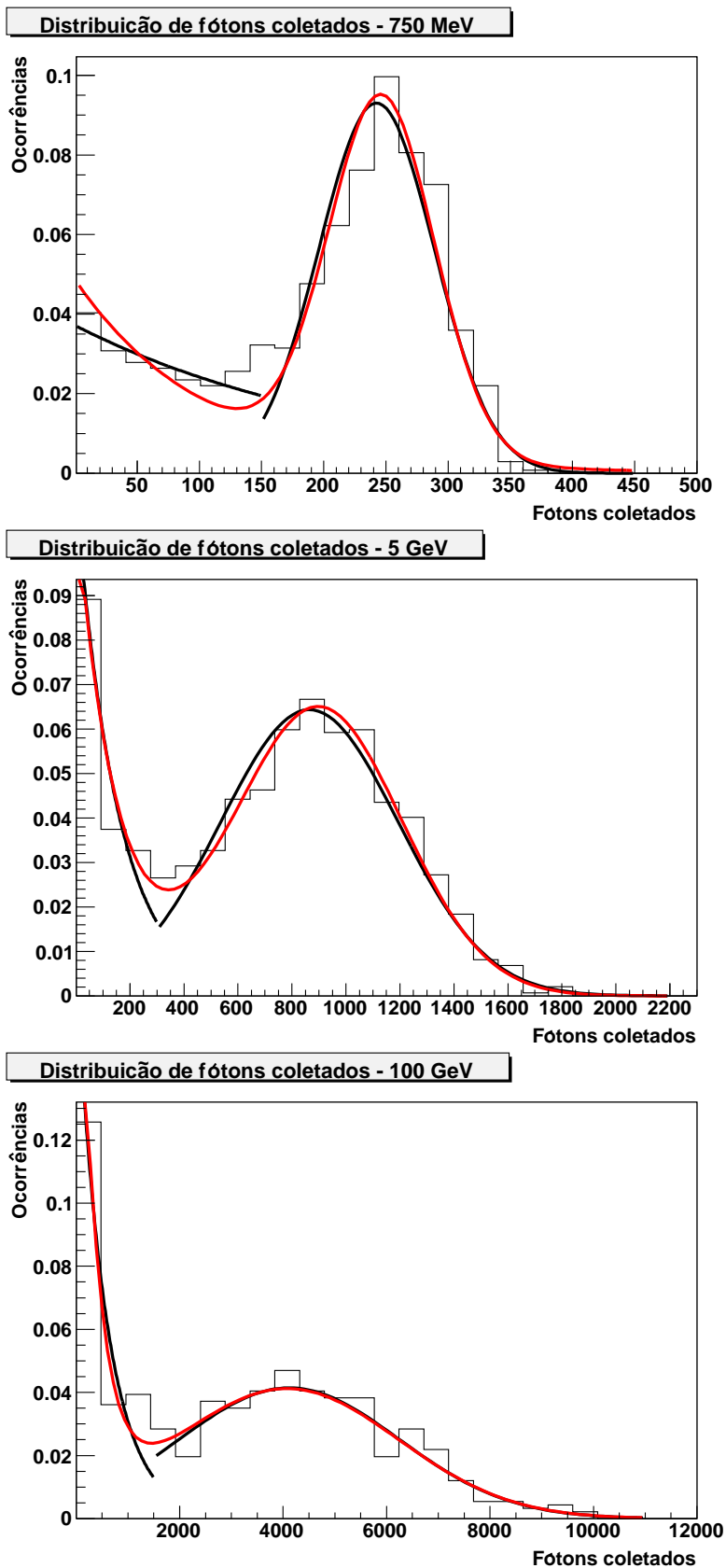


Figura 6.7: Distribuição de fótons coletados.

Tabela 6.2: *Parâmetros dos ajustes*

Energia (MeV)	50	750	5000	100000
p_0	-4,434900	-2,979780	-2,087239	-1,509200
p_1	-0,073328	-0,008578	-0,007140	-0,002748
p_2	0,111149	0,097113	0,068913	0,041214
p_3	18,908850	246,928324	899,547266	4074,489153
p_4	5,089906	43,069737	322,828696	2163,889916

6.3 Parametrização para Múons Positivos

Para esta parametrização a partícula da frente do CAE utilizada foi um múon positivo.

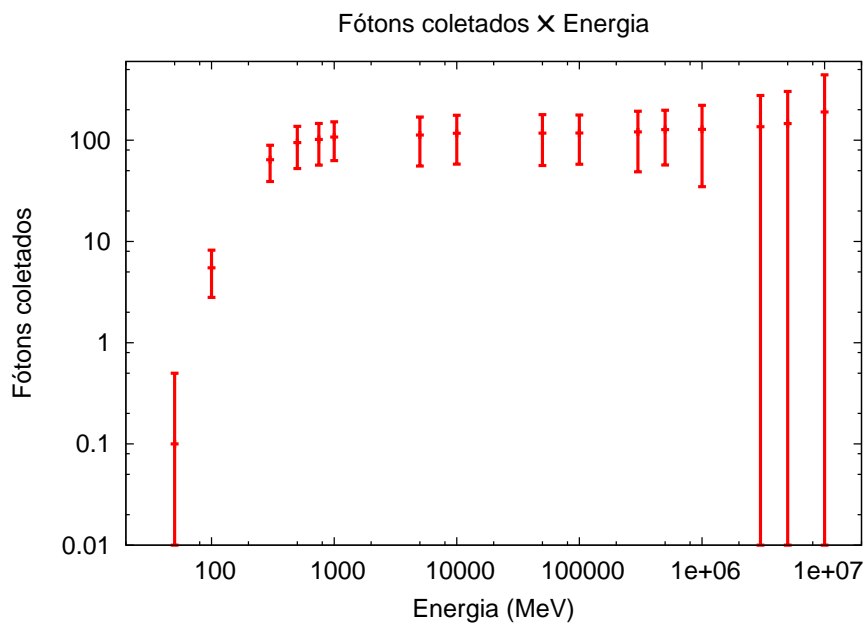
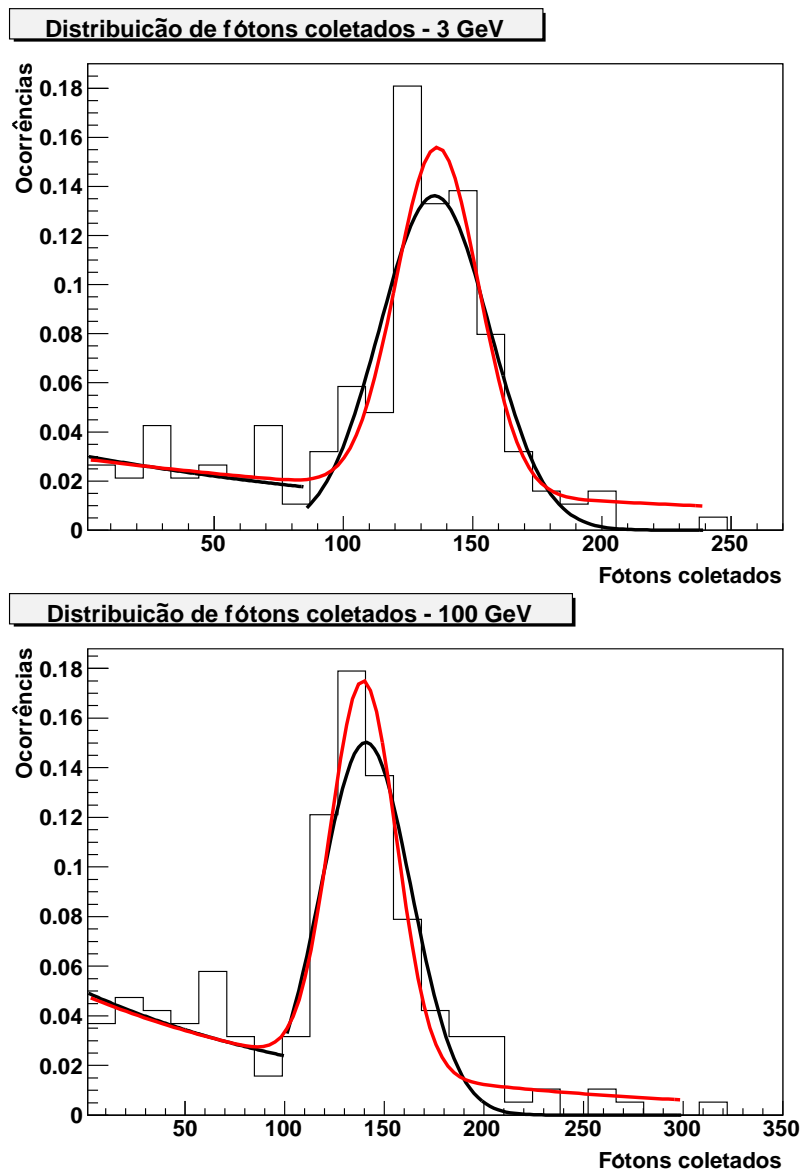
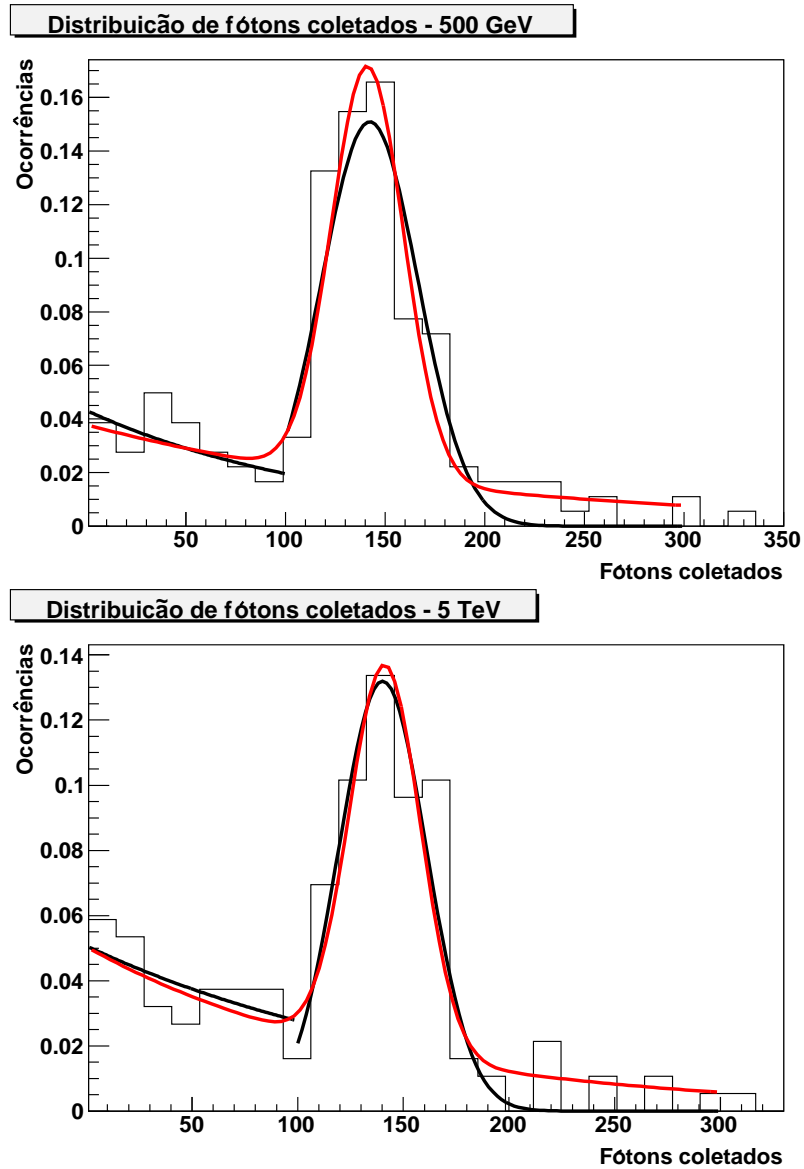


Figura 6.8: *Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.*

Figura 6.9: *Distribuição de fótons coletados*

Figura 6.10: *Distribuição de fótons coletados.*Tabela 6.3: *Parâmetros dos ajustes*

Energia (MeV)	3000	100000	500000	5000000
p_0	-3,307925	-3,034736	-3,273324	-2,879206
p_1	-0,006875	-0,006892	-0,005298	-0,008416
p_2	0,158798	0,156731	0,153799	0,116399
p_3	134,871697	139,486737	141,107523	143,129262
p_4	16,888470	16,602654	18,132510	18,177606

6.4 Parametrização para Múons Negativos

Para esta parametrização a partícula da frente do CAE utilizada foi um múon negativo.

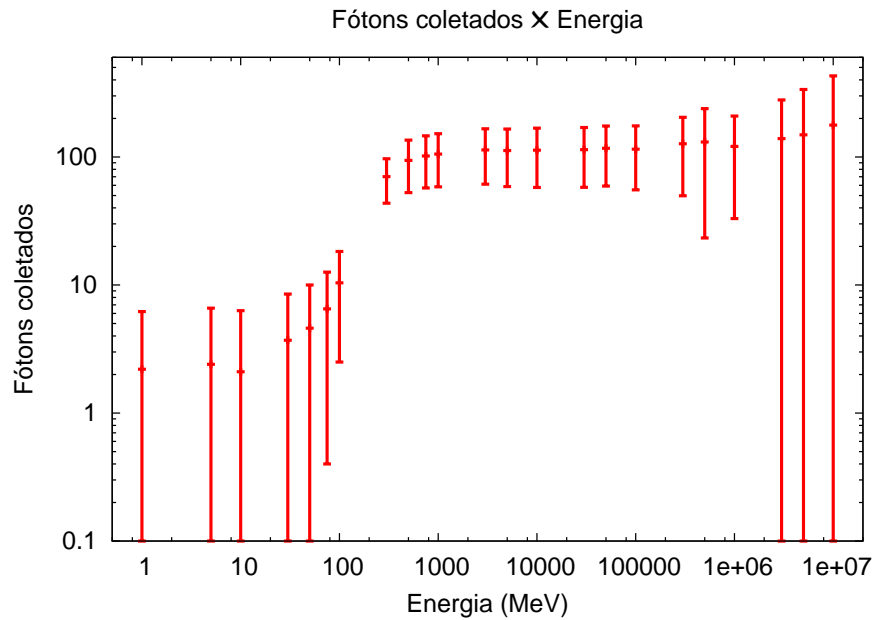


Figura 6.11: Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.

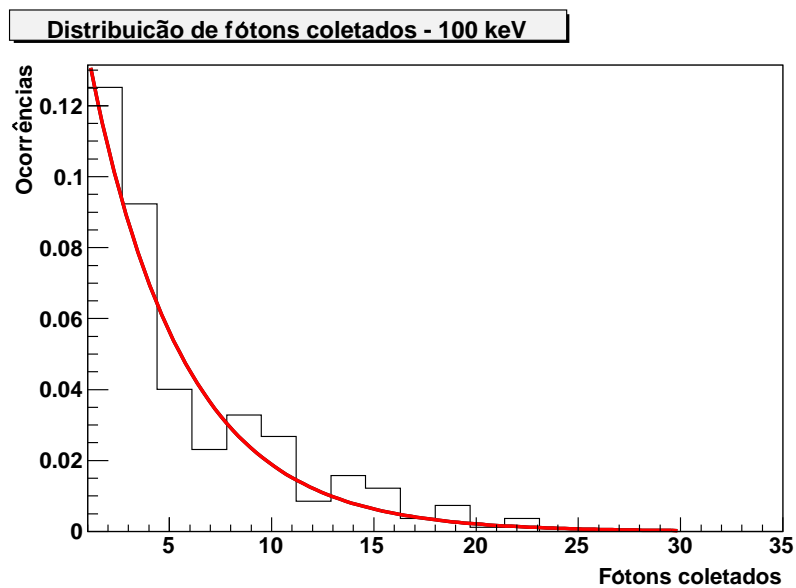


Figura 6.12: Distribuição de fótons coletados.

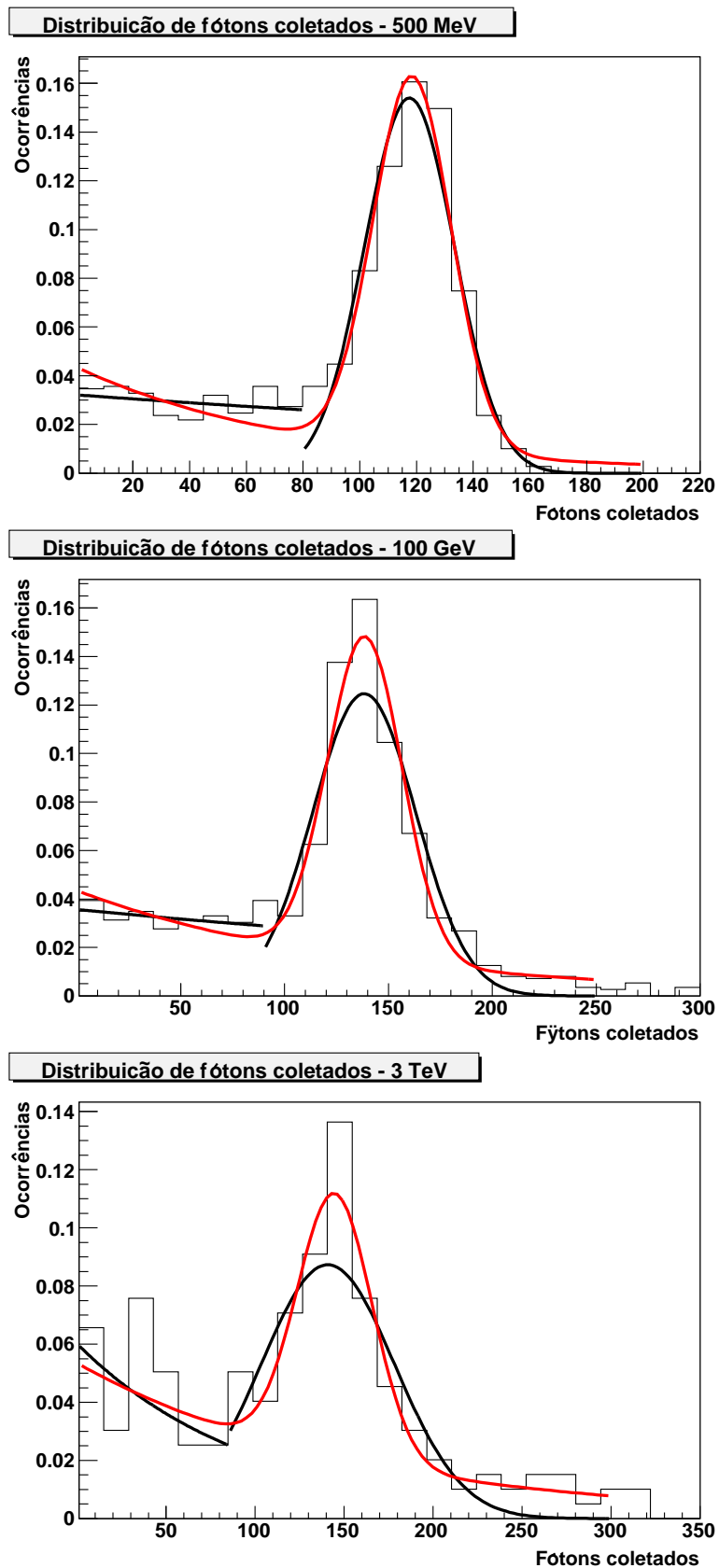
Figura 6.13: *Distribuição de fótons coletados.*

Tabela 6.4: *Parâmetros dos ajustes*

Energia (MeV)	0,1	500	100000	3000000
p_0	-1,754813	-2,978108	-3,136507	-2,929355
p_1	-0,189478	-0,013304	-0,007460	-0,006423
p_2	—	0,180362	0,132868	0,090777
p_3	—	118,854998	138,681112	144,787297
p_4	—	13,339353	17,897647	21,061170

6.5 Parametrização para Nêutrons

Para esta parametrização a partícula da frente do CAE utilizada foi um nêutron.

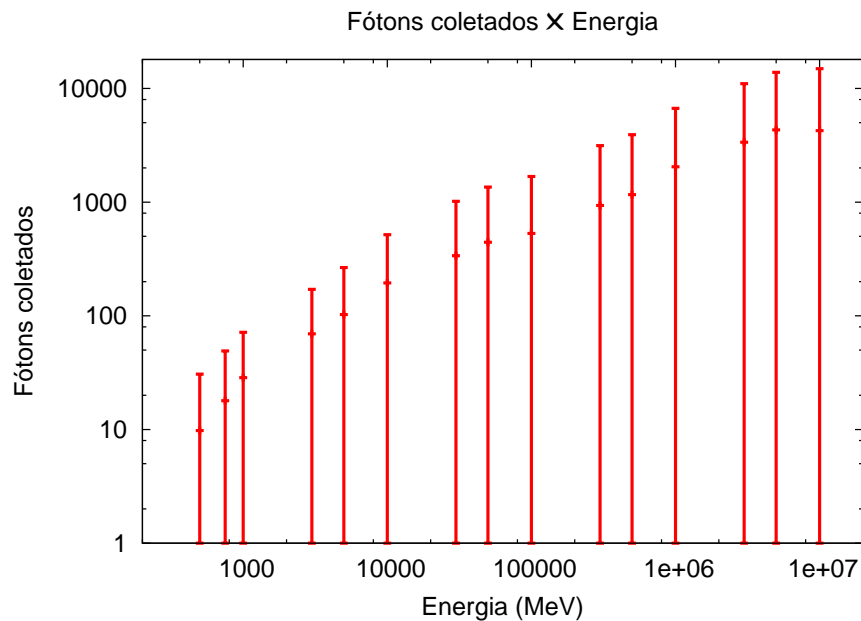
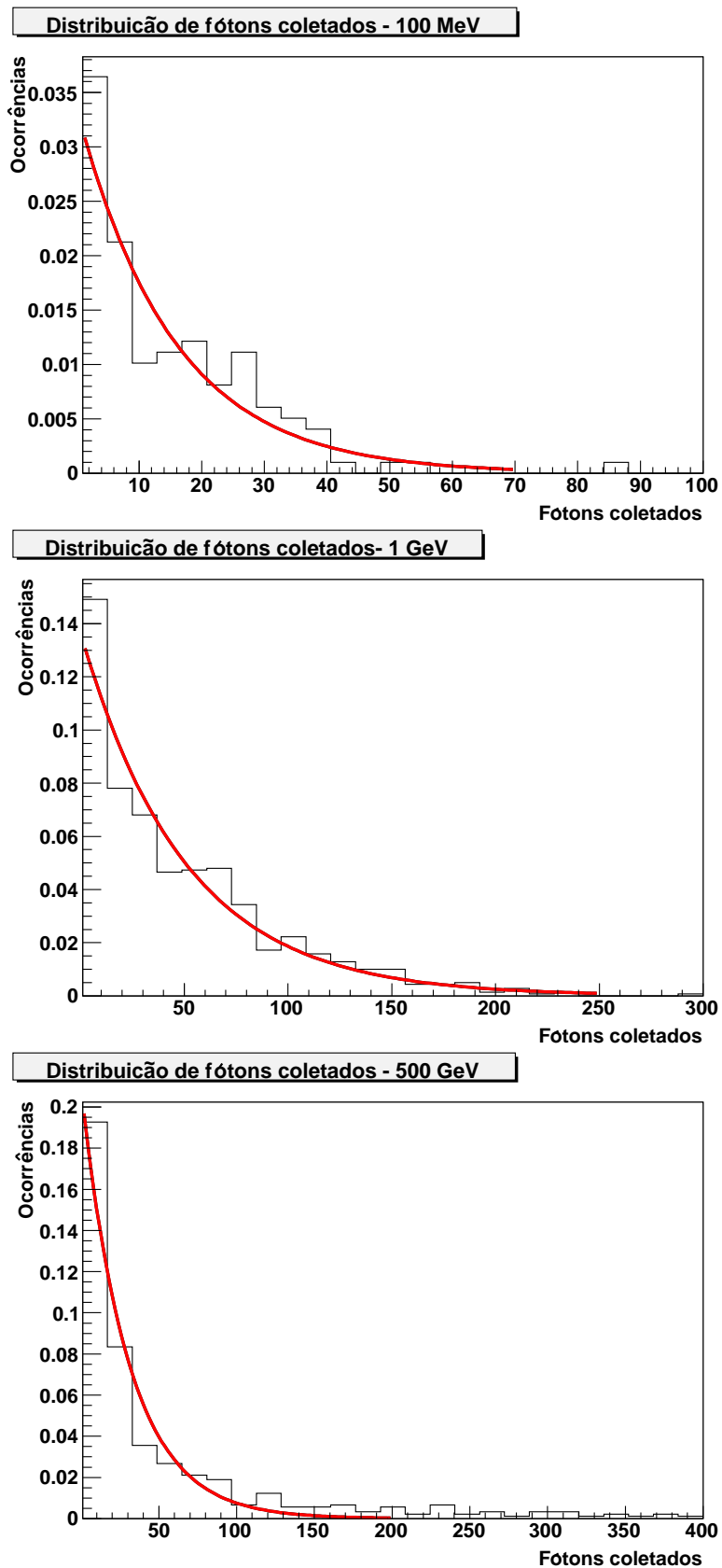


Figura 6.14: *Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.*

Figura 6.15: *Distribuição de fótons coletados.*

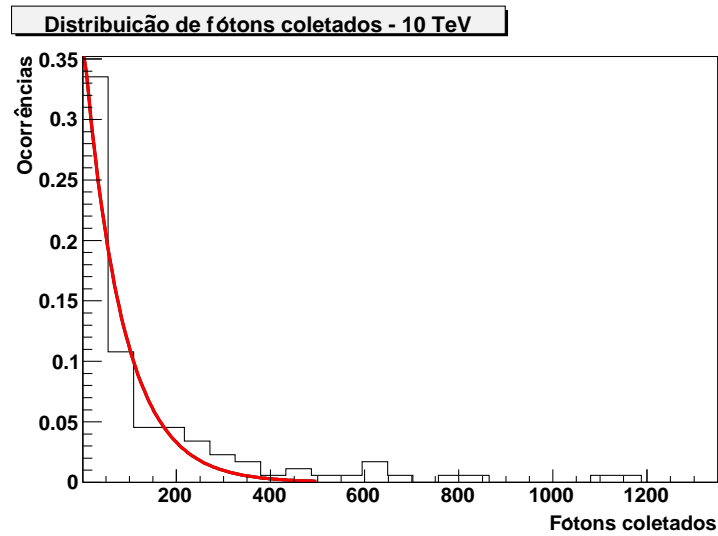


Figura 6.16: *Distribuição de fótons coletados.*

Tabela 6.5: *Parâmetros dos ajustes*

Energia (MeV)	100	1000	500000	10000000
p_0	-3,390528	-1,989802	-1,226096	-0,712685
p_1	-0,065381	-0,019942	-0,029162	-0,010098

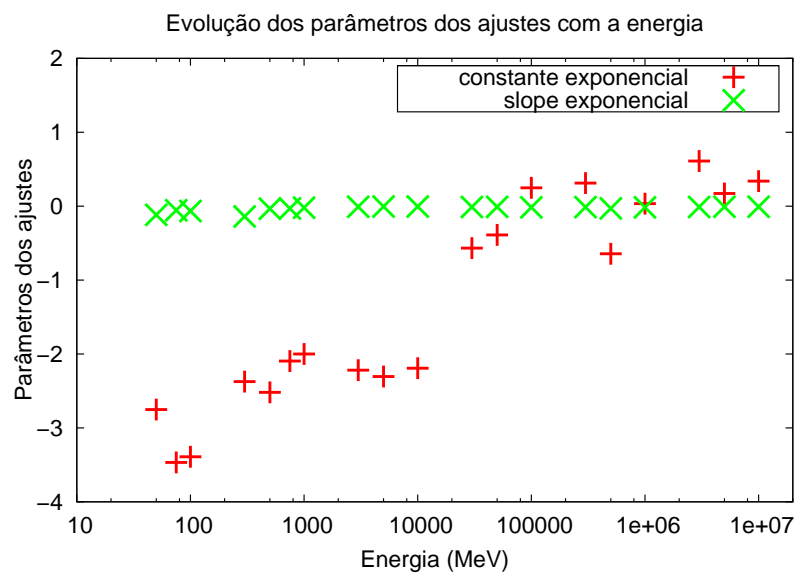


Figura 6.17: *Evolução dos parâmetros dos ajustes com a energia.*

Na figura 6.17 é mostrado a evolução dos parâmetros dos ajustes (“slope” e constante da

exponencial). Os parâmetros em questão se referem aos ajustes primários (em preto) das “curvas resposta”.

6.6 Parametrização para Píons Positivos

Para esta parametrização a partícula da frente do CAE utilizada foi um píon positivo.

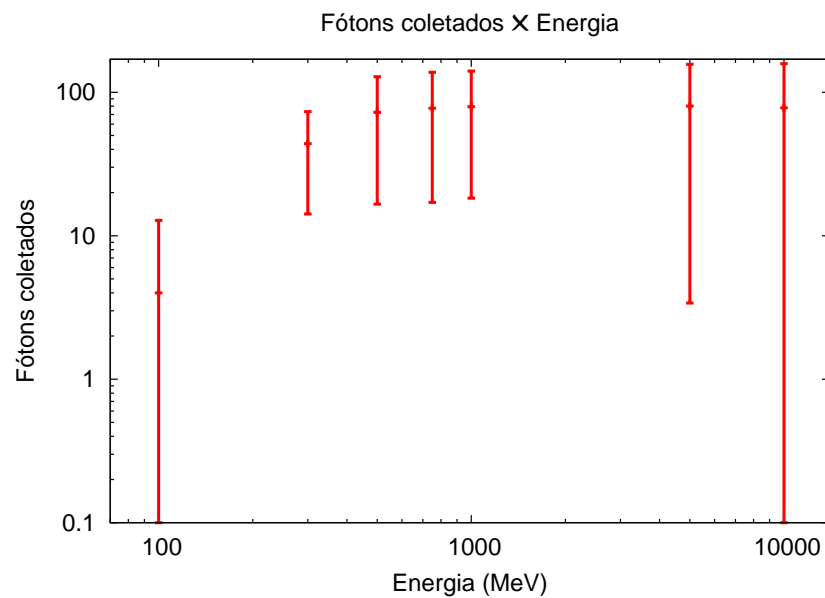


Figura 6.18: Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.

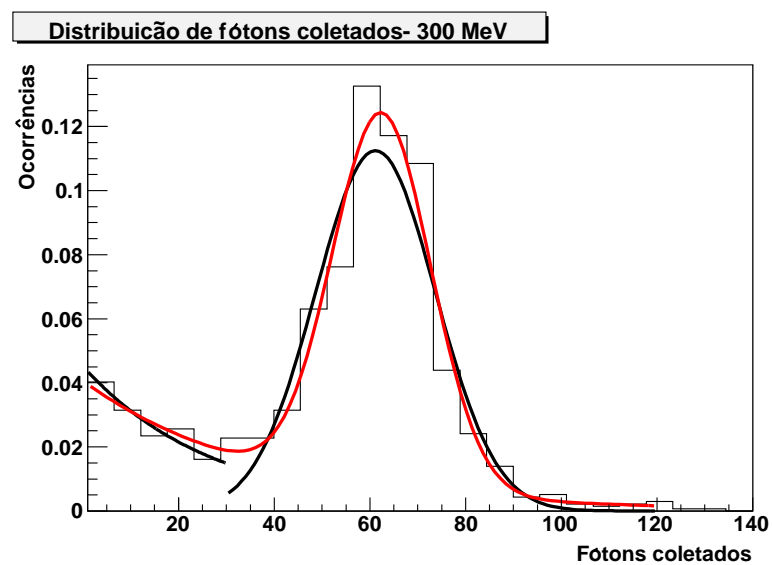


Figura 6.19: Distribuição de fótons coletados.

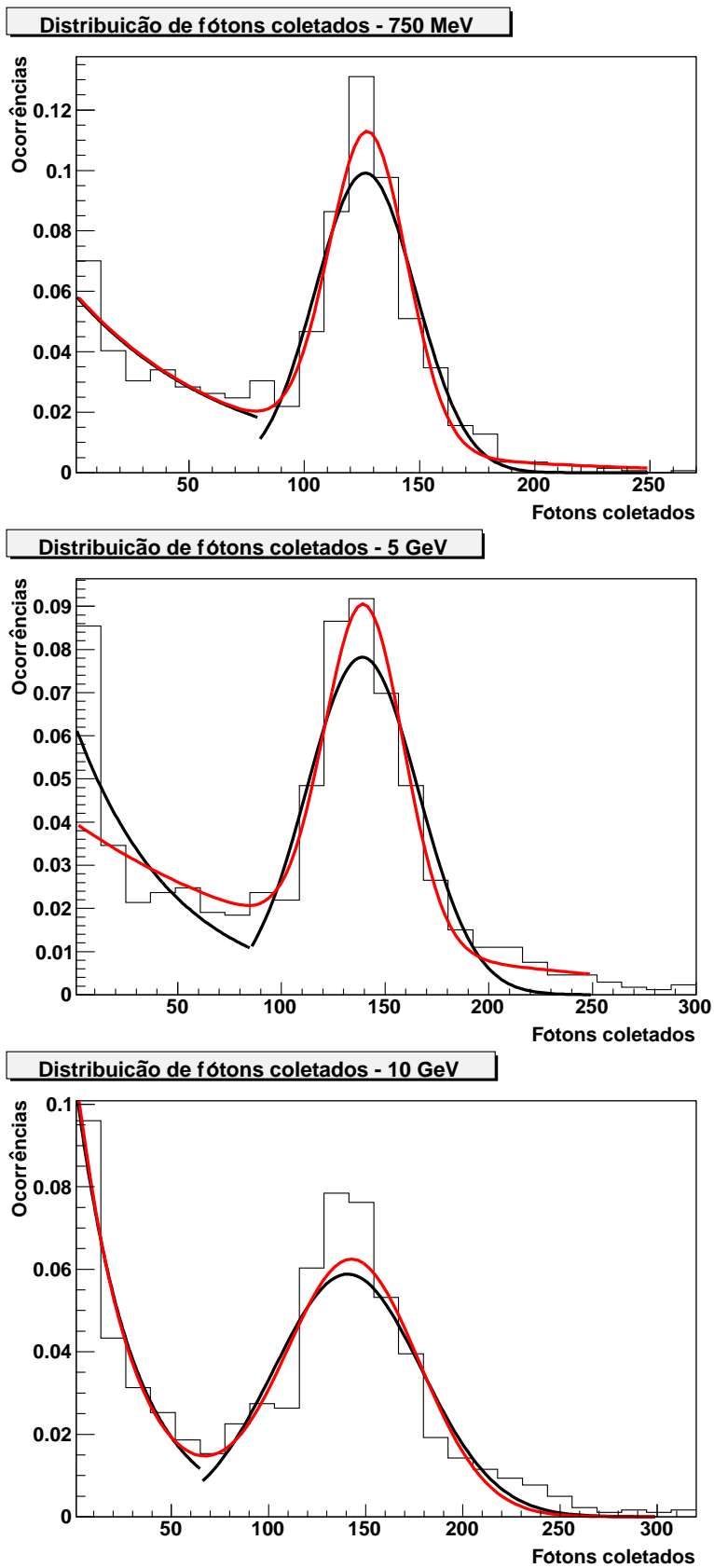
Figura 6.20: *Distribuição de fótons coletados.*

Tabela 6.6: *Parâmetros dos ajustes*

Energia (MeV)	300	750	5000	10000
p_0	-3,101079	-2,729820	-3,032797	-2,156899
p_1	-0,029254	-0,014498	-0,008688	-0,034243
p_2	0,128808	0,118042	0,089637	0,068606
p_3	62,697196	127,915946	139,877435	144,043330
p_4	10,254414	16,596608	19,637176	33,340494

6.7 Parametrização para Gammas

Para esta parametrização a partícula da frente do CAE utilizada foi um gama.

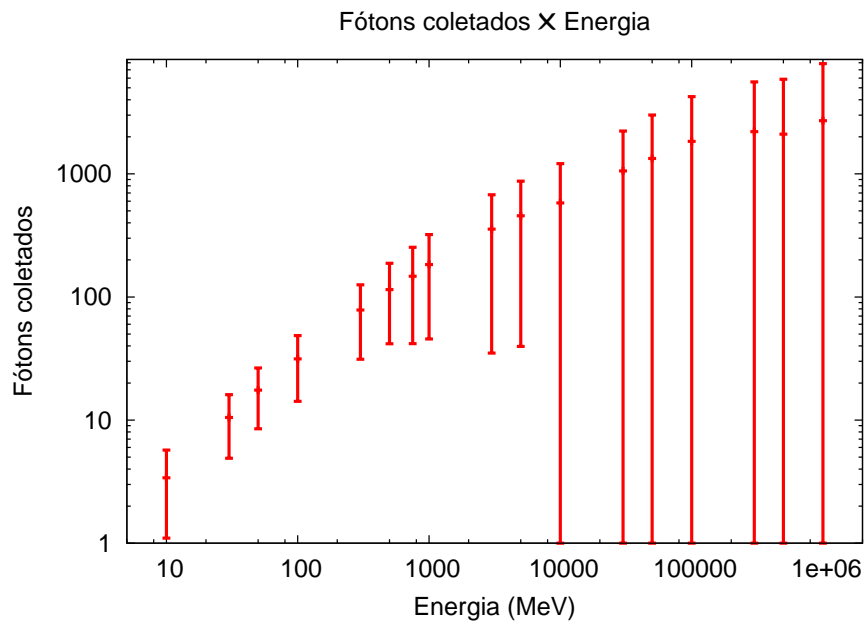


Figura 6.21: *Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.*

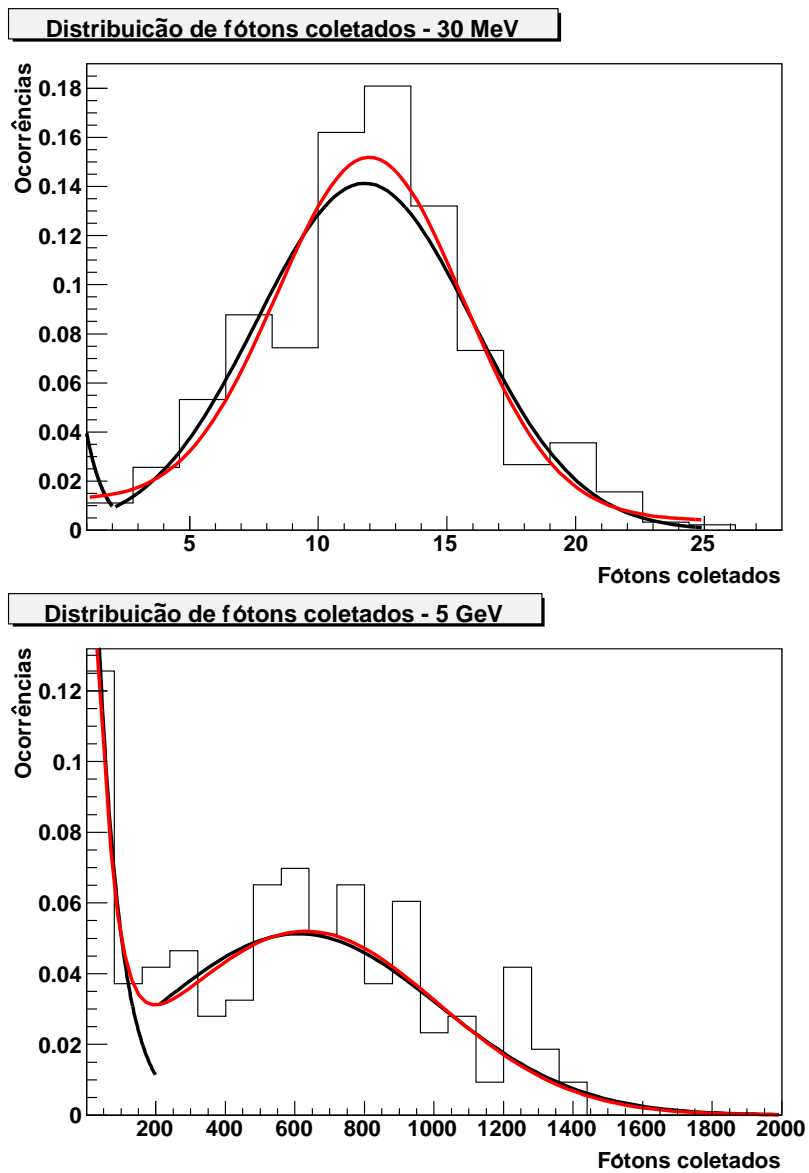
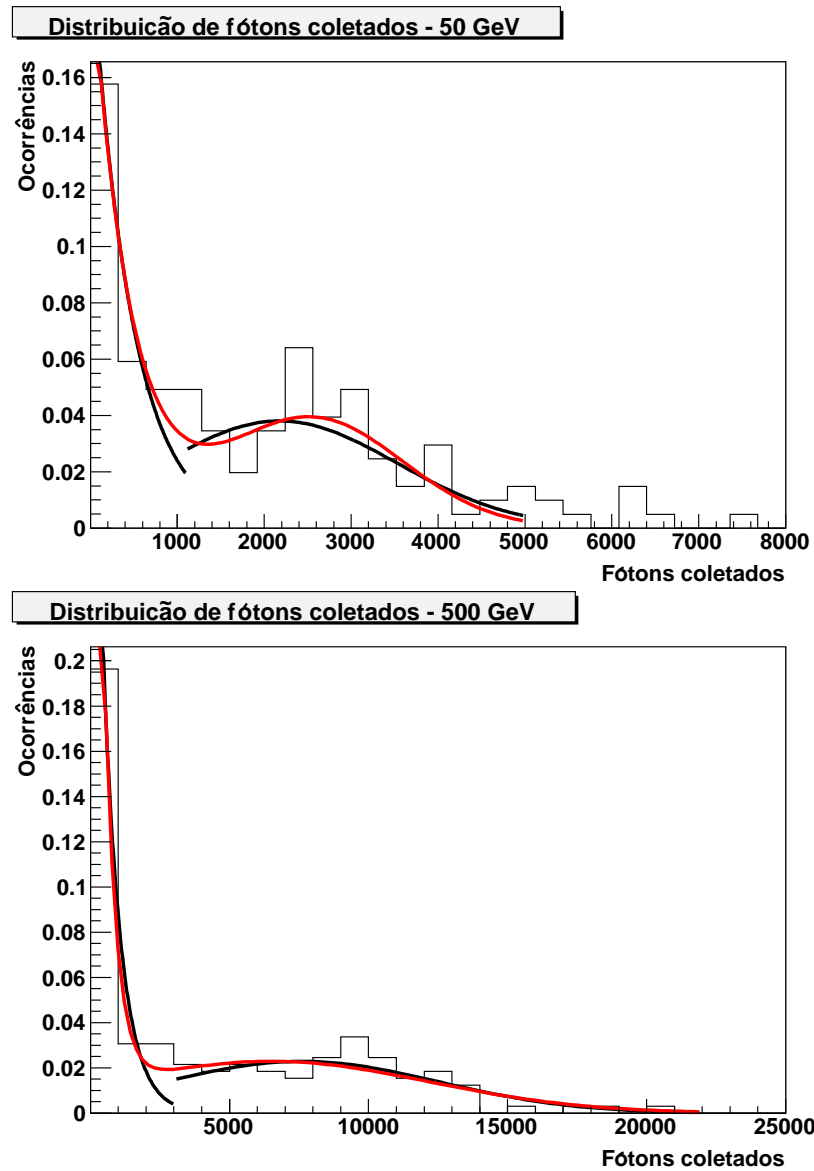


Figura 6.22: *Distribuição de fótons coletados.*

Figura 6.23: *Distribuição de fótons coletados.*Tabela 6.7: *Parâmetros dos ajustes*

Energia (MeV)	30	5000	50000	500000
p_0	-5,146439	-1,349931	-1,577818	-0,521861
p_1	-0,048663	-0,021223	-0,002254	-0,002352
p_2	0,165903	0,052013	0,038893	0,022911
p_3	12,056221	631,168811	2555,822035	6513,092018
p_4	3,925537	381,280472	1041,602747	5652,181218

6.8 Parametrização para Anti-Nêutrons

Para esta parametrização a partícula da frente do CAE utilizada foi um anti-nêutron.

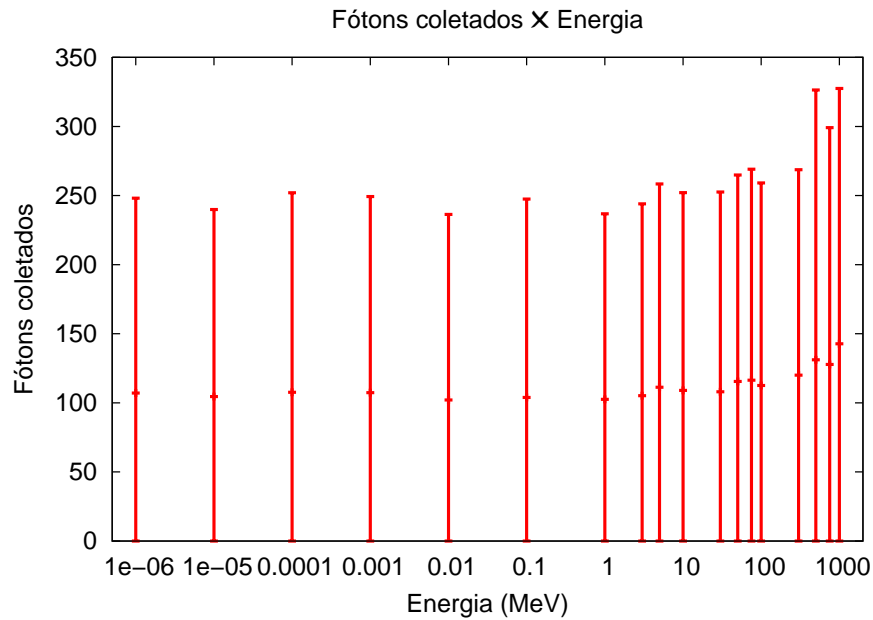


Figura 6.24: Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.

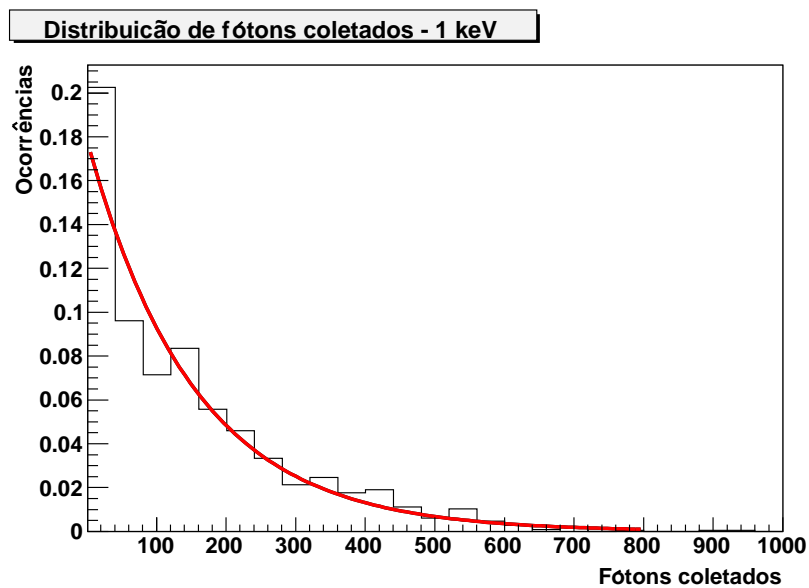


Figura 6.25: Distribuição de fótons coletados.

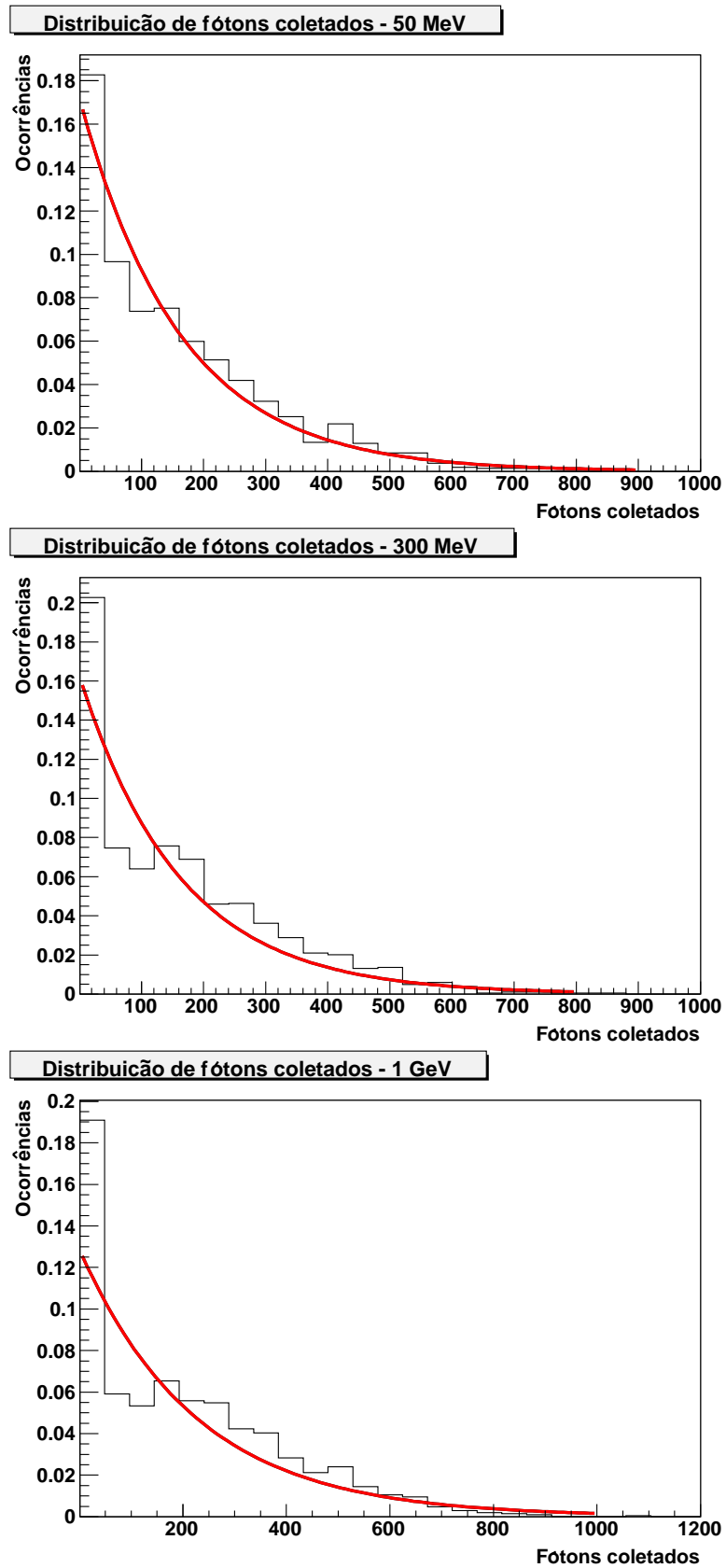
Figura 6.26: *Distribuição de fótons coletados.*

Tabela 6.8: *Parâmetros dos ajustes*

Energia (MeV)	0,1	50	300	1000
p_0	-1,722135	-1,757393	-1,814801	-2,048996
p_1	-0,006531	-0,006198	-0,006205	-0,004411

6.9 Parametrização para Prótons

Para esta parametrização a partícula da frente do CAE utilizada foi um próton.

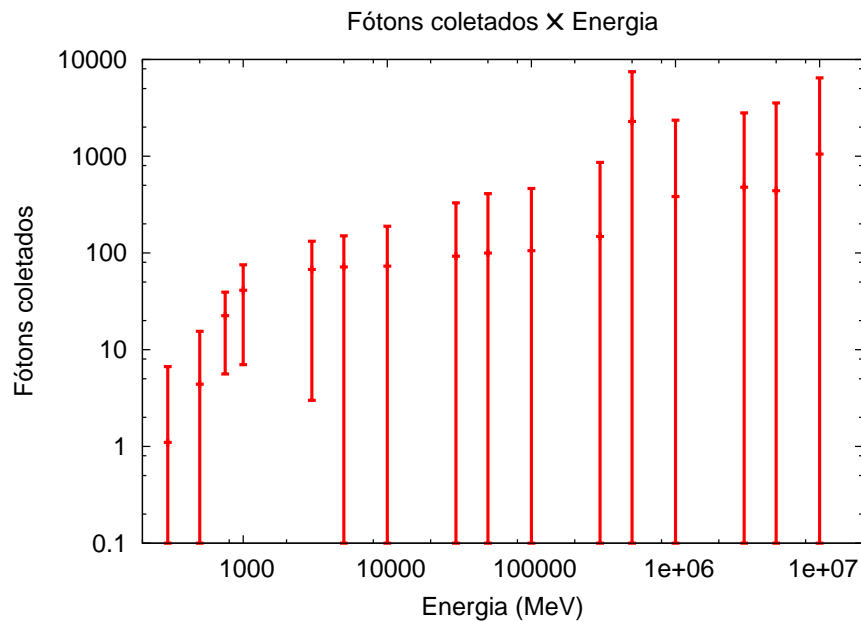
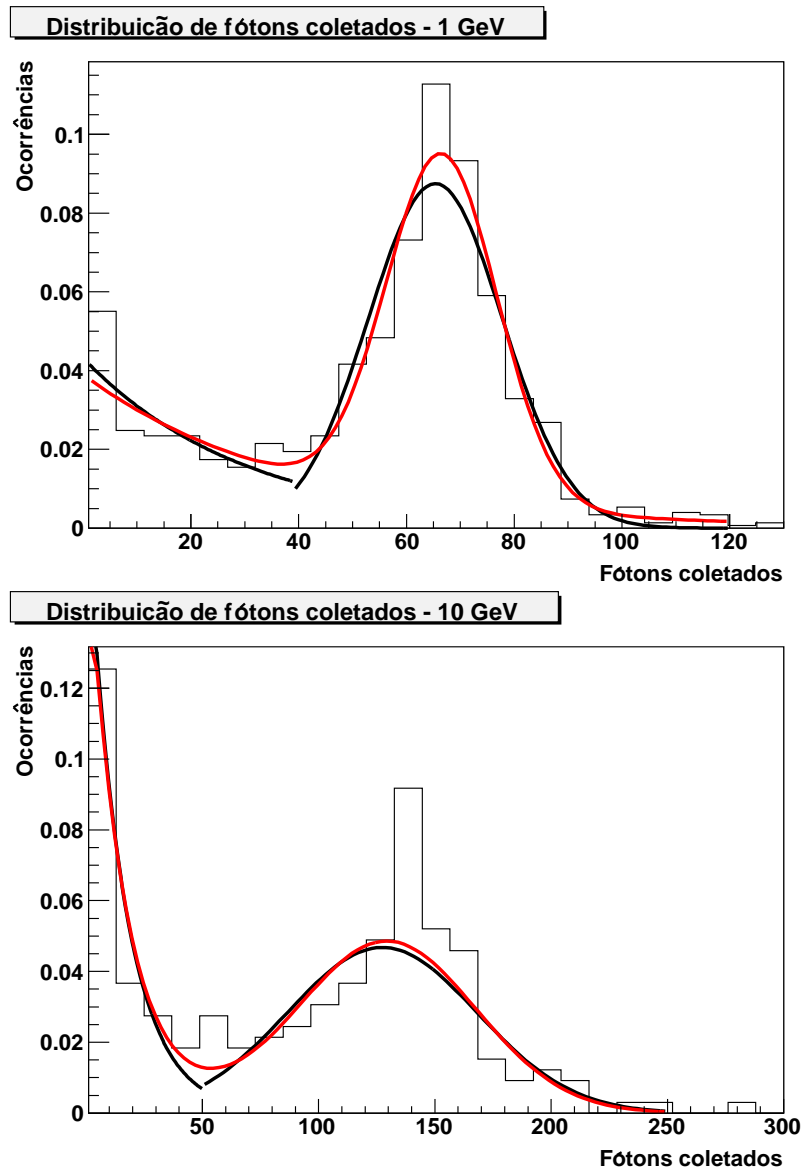


Figura 6.27: *Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.*

Figura 6.28: *Distribuição de fótons coletados.*

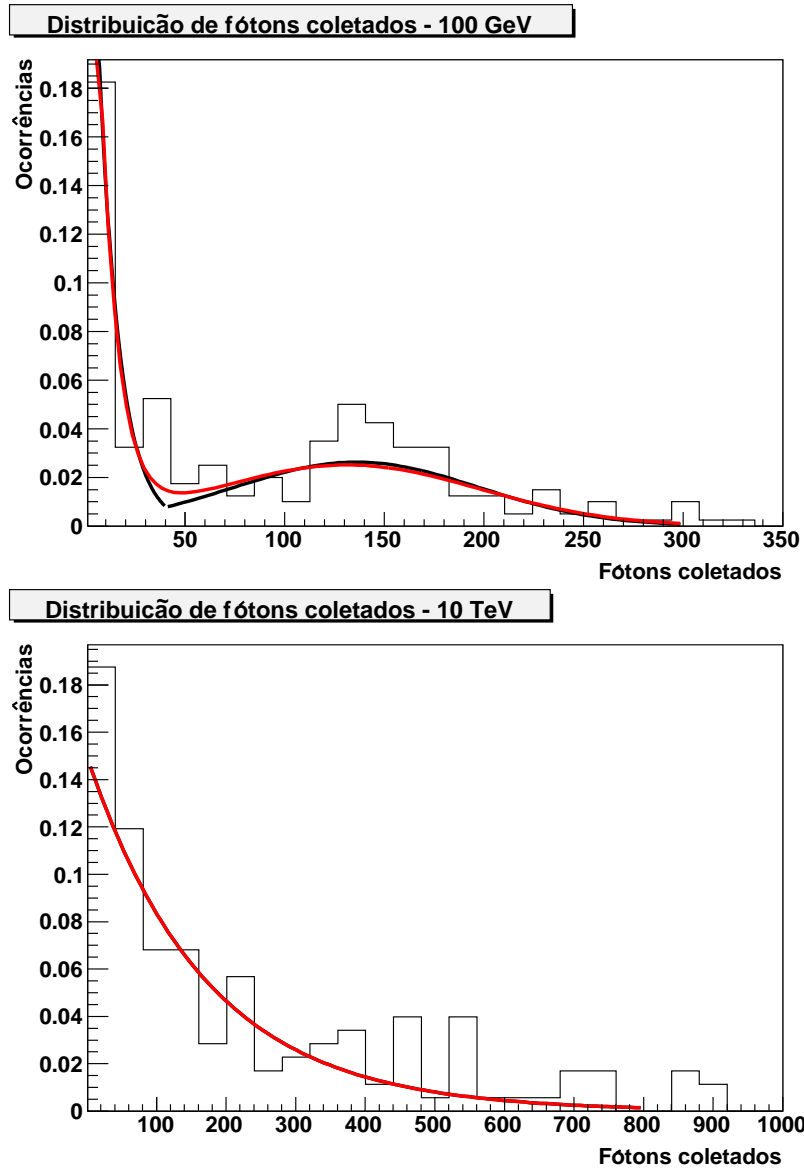


Figura 6.29: *Distribuição de fótons coletados.*

Tabela 6.9: *Parâmetros dos ajustes*

Energia (MeV)	1000	10000	100000	10000000
p_0	-2,903892	-1,784093	-0,880851	-1,898186
p_1	-0,026265	-0,062858	-0,110754	-0,005851
p_2	0,118093	0,048556	0,025176	—
p_3	66,622533	129,346873	131,128291	—
p_4	10,839164	38,283756	66,909357	—

6.10 Parametrização para Píons Negativos

Para esta parametrização a partícula da frente do CAE utilizada foi um píon negativo.

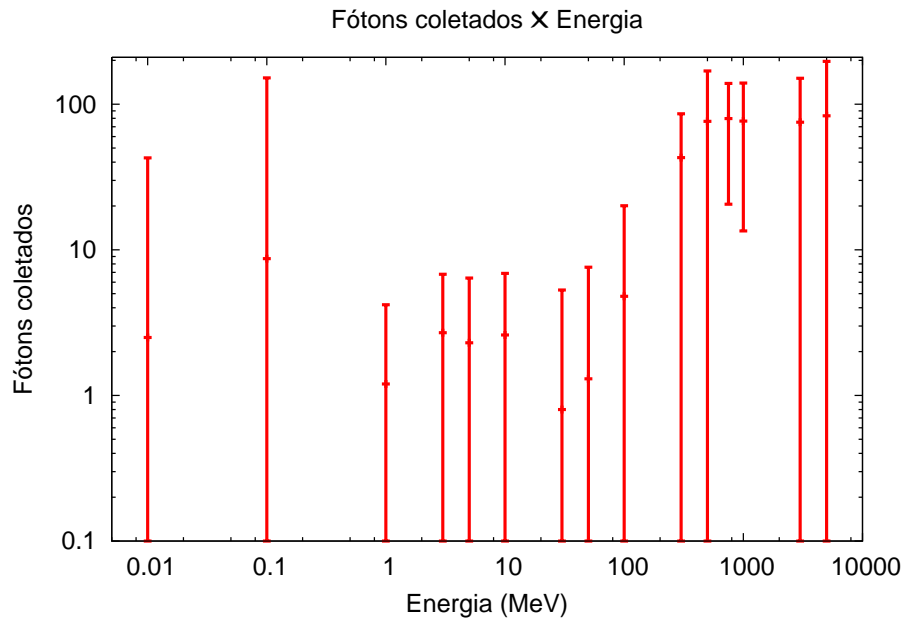


Figura 6.30: Número de fótons coletados nas fotomultiplicadoras em função da energia.

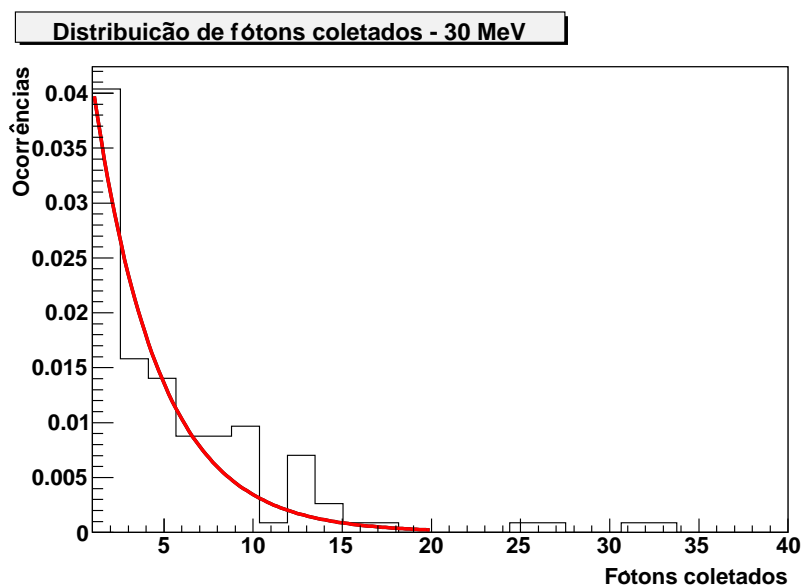


Figura 6.31: Distribuição de fótons coletados.

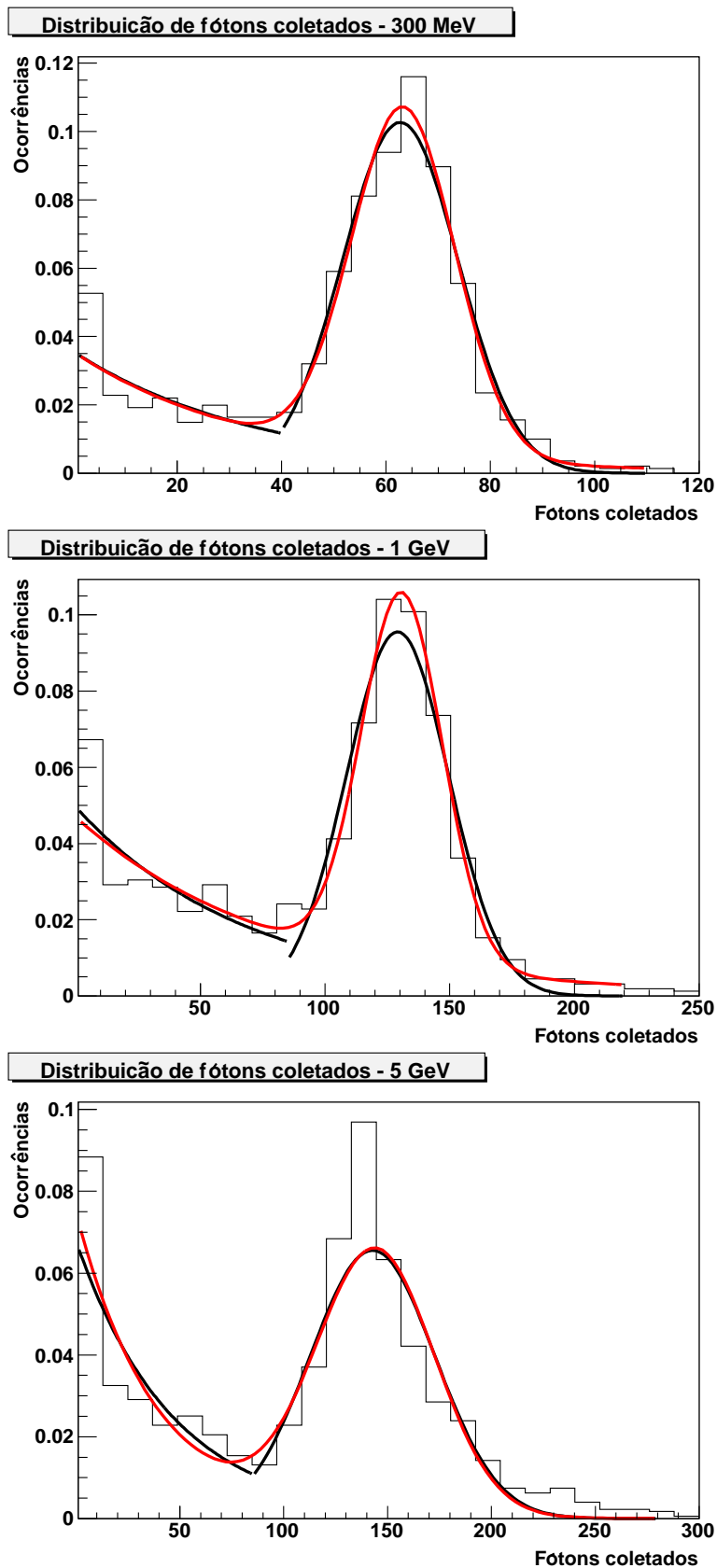
Figura 6.32: *Distribuição de fótons coletados.*

Tabela 6.10: *Parâmetros dos ajustes*

Energia (MeV)	30	300	1000	5000
p_0	-2,925197	-3,086402	-2,590870	-2,437509
p_1	-0,274661	-0,029065	-0,015019	-0,024846
p_2	—	0,127699	0,136663	0,076964
p_3	—	63,454540	131,320171	144,308704
p_4	—	9,921997	16,530943	27,522758

As figuras 6.4 e 6.17 mostradas neste trabalho são apenas uma amostra desse tipo de curva, temos muitos outros exemplos que não foram colocados por uma questão de praticidade.

6.11 Sinal Gerado

Podemos agora, substituir a simulação por “curvas resposta” em fótons coletados.

As partículas geradas através do CORSIKA, serão selecionadas pelo Método de Billoir (de “unthinning”), mas ao invés de serem injetadas do Geant4, o cálculo do número de fótons coletados será feito através de “curvas resposta” em fótons coletados.

Para cada partícula temos um conjunto completo de possibilidades (“zero fótons” ou “curva resposta” em fótons coletados). Fazemos então um sorteio dentre essas possibilidades, e obtemos o número de fótons nas fotomultiplicadoras.

O mecanismo de cálculo não está totalmente completo, mas já temos estimativas preliminares que serão apresentadas na próxima secção.

6.12 Cálculo Preliminar do Sinal Gerado

Temos estimativas preliminares da influência da componente hadrônica no sinal total observado no tanque. Elas estão apresentadas em termos de gráficos da razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica ($n_{pe}(h)$) e eletromagnética + muônica ($n_{pe}(em, \mu)$), figuras 6.33, 6.34, 6.35, 6.36 e 6.37.

Definição:

$$Razão = \frac{n_{pe}(h)}{n_{pe}(em, \mu)} \quad (6.3)$$

O número de fótons coletados foi estimado através da estimativa preliminar de cálculo do sinal parametrizado. Foi feito o “unthinning” das partículas do CAE através do Método de Billoir.

Vale notar que as flutuações obtidas nesses gráficos são importantes para os nossos propósitos.

Abaixo seguem alguns gráficos da razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica.

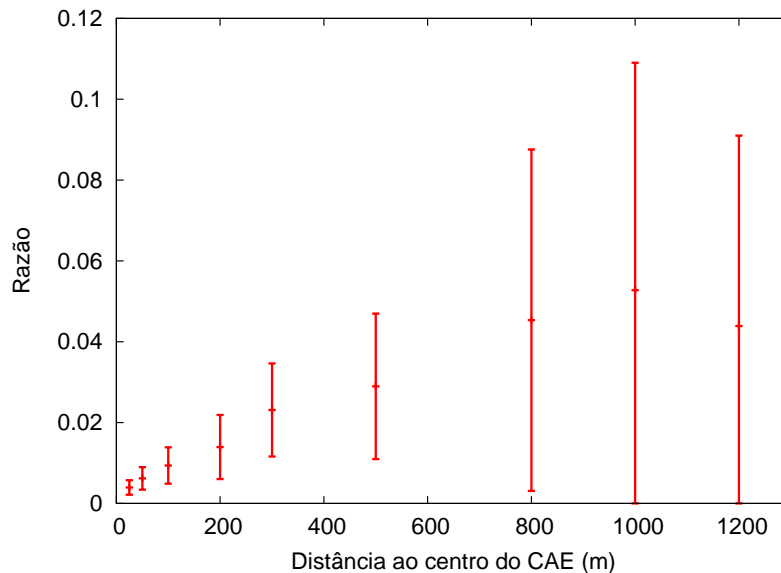


Figura 6.33: Razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica em função da distância ao centro do CAE. CAE de primário ferro, com energia inicial 10^{20} eV, vertical e com fator de thinning 10^{-6} , nível de Malargüe (1400 m). Média de 50 CAEs.

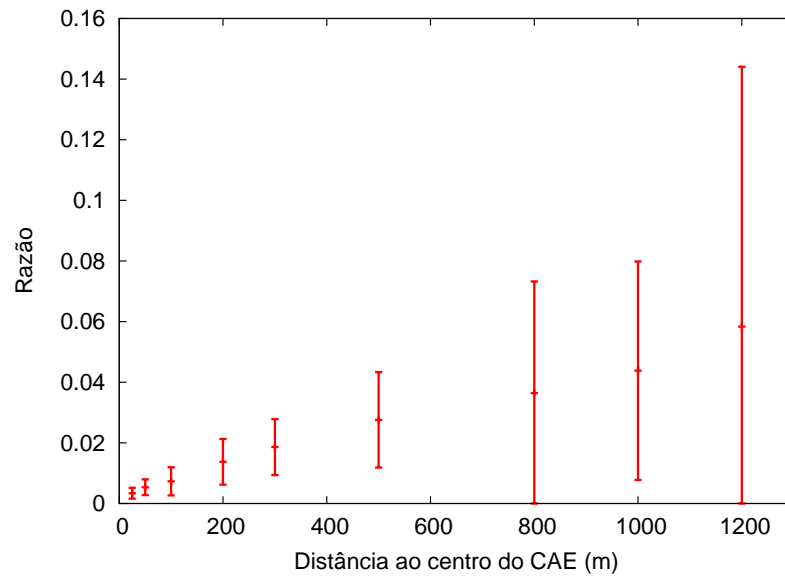


Figura 6.34: Razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica em função da distância ao centro do CAE. CAE de primário próton, com energia inicial 10^{20} eV, vertical e com fator de thinning 10^{-6} , nível de Malargüe (1400 m). Média de 50 CAEs.

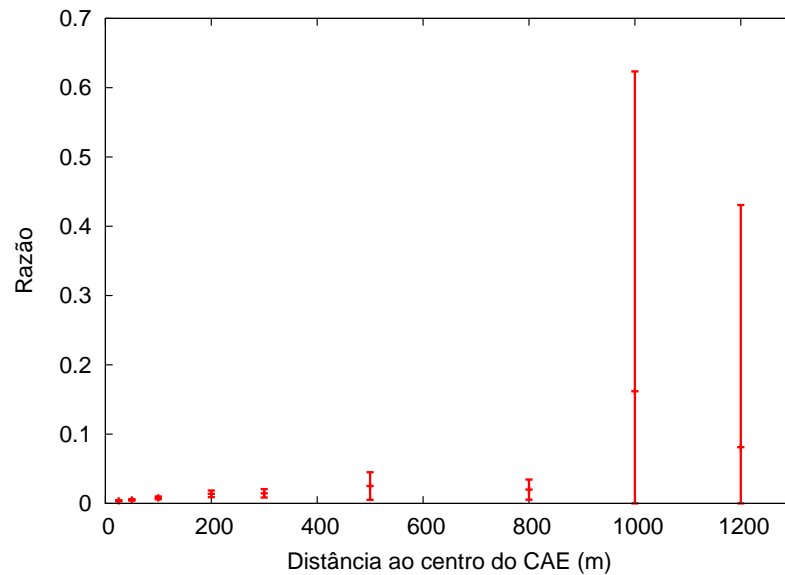


Figura 6.35: Razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica em função da distância ao centro do CAE. CAE de primário próton, com energia inicial 10^{19} eV, vertical e com fator de thinning 10^{-7} , nível de Malargüe (1400 m). Média de 50 CAEs.

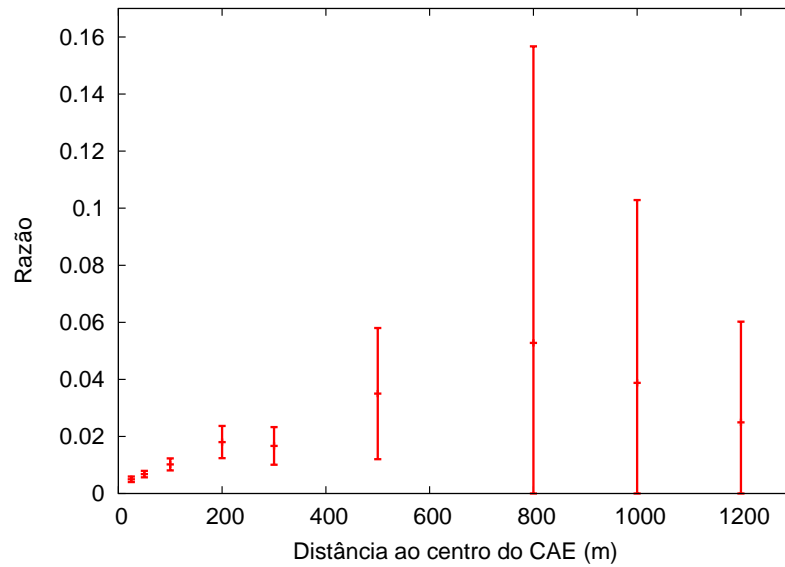


Figura 6.36: Razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica em função da distância ao centro do CAE. CAE de primário núcleo de ferro, com energia inicial 10^{19} eV, vertical e com fator de thinning 10^{-7} , nível de Malargüe (1400 m). Média de 50 CAEs.

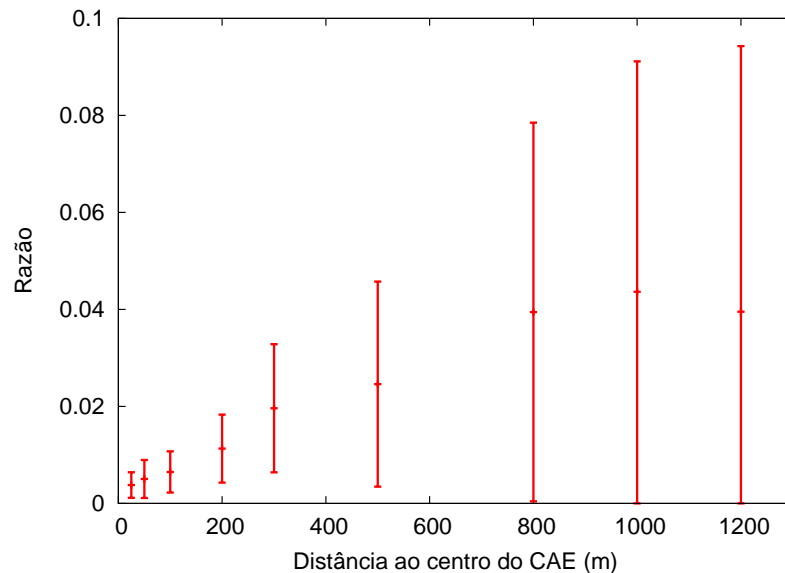


Figura 6.37: Razão entre o número de fótons coletados provenientes das componentes hadrônica e eletromagnética + muônica em função da distância ao centro do CAE. CAE de primário ferro, com energia inicial 10^{20} eV, ângulo zenital de 30° e com fator de thinning 10^{-6} , nível de Malargüe (1400 m). Média de 50 CAEs.

Como foi mostrado nas figuras 6.33, 6.34, 6.35, 6.36 e 6.37 a quantidade de sinal da componente hadrônica mais as flutuações nos dão uma boa indicação da importância dessa componente na medida da energia do CAE. Podemos notar também que a razão e as flutuações aumentam com a distância ao centro do CAE.

Capítulo 7

Conclusões

Foram feitas simulações para valores discretos de energia, para as partículas mais importantes da frente de um CAE e obtivemos uma parametrização geral preliminar do sinal que permite fazer interpolações para qualquer valor de energia. Segundo testes já feitos, tal parametrização implicou em economia de processamento (CPU) da ordem de milhares de vezes, o que será útil para futuros cálculos no projeto Auger.

Com esta parametrização do sinal podemos estimar o número de fótons coletados para cada partícula da frente do CAE.

Neste trabalho, caracterizamos a razão da contribuição dos hádrons, e suas flutuações, com relação às demais componentes da frente do CAE, nas condições do Observatório Pierre Auger, ou seja, nas faixas de energia acima de 10^{18} eV, para diferentes primários e na geometria típica do Auger.

Conhecendo tais fatores, podemos contribuir para uma calibração do sinal, de modo a poder corrigir a estimativa da energia depositada pelas partículas carregadas no tanque Cherenkov.

Dado que o sinal dos tanques é usado em várias condições de “trigger” para a determinação da energia do primário, teremos condições de computar a contribuição dos hádrons (principalmente nêutrons), com seu sinal e suas flutuações, para as incertezas nessa energia. Temos indicações de que as flutuações podem tornar-se importantes nas medidas da energia depositada nos tanques.

Referências Bibliográficas

- [1] Griffiths, D., *Introducion to Elementary Particles*, John Wiley & Sons, Inc, 1987.
- [2] Thomson, J. J., *Phil. Mag.*, 44:293, 1897.
- [3] Rutherford, E., *Phil. Mag.*, 21:669, 1911.
- [4] Bohr, N., *Phil. Mag*, 26:1-25, 1913
- [5] Chadwick, J., *Proc. Roy. Soc., A* 136:692-708, 1932.
- [6] Grieder, P. K. F., *Cosmic Rays At Earth*, Elsevier, 2001.
- [7] Hess, V. F., *Physik. Zeitschr.*, 21/22:1084-1091, 1912.
- [8] Elster, J., *Z. Phys.*, 2:560, 1900.
- [9] Geitel, H., *Z. Phys.*, 2:160, 1900.
- [10] Wilson, C. T. R., *Z. Proc. Phys. Soc., A* 68:151, 1912.
- [11] Cook, H. L., *Phil. Mag.*, 6, 1903.
- [12] Sato, R., *Desenvolvimento e Produção das Lentes dos Telescópios do Observatório Auger*, Tese de Doutorado, IFGW-Unicamp, 2005.
- [13] Fermi, E., *Physical Review*, 75:1169-1174, 1949.
- [14] de Souza *F^o*, V., *Physicae*, 11-18, 2001.
- [15] Greisen, K., *Physical Review Letters*, 16:748, 1966.
- [16] Zatsepin, G. T. e Kuz'min, V. A., *Zh Eksp. Teor. Fiz.* 4:114, 1966.

- [17] <http://www.comciencia.br/reportagens/framereport.htm>.
- [18] *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*.
- [19] Gaisser, T. K., *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, 1990.
- [20] Auger, P. et al, *Journal de Physique et le Radium*, 10:30, 1939.
- [21] C. R. A. Augusto et al., *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 122:193, 2003
- [22] Clark, G., Bassi, P. e Rossi, B., *Physical Review*, 92:441-451, 1953.
- [23] Linsley, J., *Physical Review Letters*, 10:146-148, 1963.
- [24] Chiba, N. et al, *Nuclear Instrumentation and Methods in Physics Research A*, 311:338-349, 1992.
- [25] Havens, R. J., Koll, R. T. and LaGow, H. E., *Journal of Geophysical Research*, 57:59-72, 1952.
- [26] Auger Project Technical Note, GAP-98-045, 1998.
- [27] T.Gaiser e A.M.Hillas, *Proceedings of the International Cosmic Ray Conference*, 8:353, 1977.
- [28] Bird, D. J. et al, *The Astrophysical Journal*, 441:144-150, 1995.
- [29] <http://geant4.web.cern.ch/geant4>.
- [30] Müller, M. A., *Estudo sobre as Interações de Hádrons nos Módulos de Superfície (Tanque Cherenkov e Adjacências) do Observatório Pierre Auger*, Dissertação de Mestrado, IFGW-Unicamp, 2003.
- [31] Medina, H. P. et al, Coordenado por Moniz, A. C., *Elementos de Pedologia*, Ed. da USP, 1972.
- [32] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/index.html>.
- [33] <http://www.cenapad.unicamp.br>.

- [34] Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J. N., Schatz, G., and Thouw, T., Report FZKA 6019 (1998), Forschungszentrum Karlsruhe, Germany.
- [35] Heck, D. e Knapp, J., *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A Users's Guide*.
- [36] Billoir, P., Colaboração Pierre Auger, GAP-2000-025, 2000.
- [37] Billoir, P., Colaboração Pierre Auger, GAP-2002-075, 2002.
- [38] Brun, R., *Root User's Guide*, <http://root.cern.ch/root>.
- [39] Fesefeldt, H. C., *Simulation of Hadronic Showers, physics and application*, Technical Report PITHA 85-02, 1985.