

UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

**Efeitos de temperatura da atmosfera por simulação
de múons de raios cósmicos**

Stefano Castro Tognini

GOIÂNIA

2012

Stefano Castro Tognini

Efeitos de temperatura da atmosfera por simulação de múons de raios cósmicos

*Dissertação apresentada ao Instituto de Física
da Universidade Federal de Goiás como parte
dos requisitos para a obtenção do título de Mes-
tre em Física.*

ORIENTADOR: *Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes*

GOIÂNIA

2012

**Dados Internacionais de Catalogação na Publicação na (CIP)
(GPT/BC/UFG)**

T645e Tognini, Stefano Castro.
Efeitos de temperatura da atmosfera por simulação de múons de raios cósmicos [manuscrito] / Stefano Castro Tognini. - 2012.
88 f.

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Goiás,
Instituto de Física, 2012.

Bibliografia.

Inclui listas de figuras e tabelas.

1. Raios cósmicos. 2. Radiação atmosférica. 3. Múons.
I. Título.

CDU: 524.1

Aos meus pais.

“If you have an apple and I have an apple and we exchange apples then you and I will still each have one apple. But if you have an idea and I have an idea and we exchange these ideas, then each of us will have two ideas.”

George Bernard Shaw

Agradecimentos

- Aos meus pais, pelo apoio incondicional.
- Ao Dr. Ricardo Avelino Gomes, pela orientação e pelas oportunidades criadas ao longo de toda a pesquisa.
- Aos Drs. Cesar Castromonte, Vitor de Souza e Carlos José Todero Peixoto por toda a ajuda prestada na utilização e integração referentes ao CORSIKA e ao ROOT.
- Aos Instituto de Física da Universidade Federal de Goiás, Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo e Fermi National Accelerator Laboratory, pela experiência proporcionada ao longo dos últimos anos.
- Às agências de fomento, CAPES e CNPq, que financiaram este projeto.
- A todos os amigos que, mesmo sem saberem, tornaram a caminhada mais leve.

Resumo

A colisão entre um raio cósmico e um núcleo da atmosfera produz um conjunto de partículas secundárias, as quais podem decair ou interagir com outro elemento da atmosfera. Essa sequência de eventos, onde uma partícula primária produz um conjunto de partículas secundárias é conhecida como chuva atmosférica extensa (EAS) e é composta pelas componentes muônica, hadrônica e eletromagnética. O fluxo da componente muônica – produzida principalmente por decaimentos de píons e káons (para escalas de 100 TeV, hádrons charmosos também contribuem) – tem uma dependência com a temperatura efetiva da atmosfera, onde aumentos de temperatura diminuem sua densidade, fato que resulta numa diminuição da probabilidade de interação e, conseqüentemente, no aumento da quantidade de decaimento dos mésons produzidos pelo EAS. Essa dependência entre a temperatura efetiva da atmosfera e o fluxo de múons – descrita na forma $\Delta R_\mu / \langle R_\mu \rangle = \alpha_T \Delta T_{eff} / \langle T_{eff} \rangle$ – foi medida por diferentes experimentos, como o AMANDA, Borexino, MACRO e MINOS, todos apresentando valores semelhantes para o coeficiente α_T . Esta pesquisa simula indiretamente este efeito de temperatura à partir do estudo do fluxo de múons simulados utilizando diferentes parametrizações para o modelo atmosférico. As parametrizações são descritas por uma função $X(h)$, o que possibilita uma relação entre a variação na parametrização atmosférica e a variação no fluxo de múons, na forma $\Delta R_\mu / R_\mu = \alpha_X \Delta X / X$. Utilizando os resultados simulados para α_X e os resultados experimentais para α_T , pode-se correlacionar $\Delta X / X$ e $\Delta T_{eff} / \langle T_{eff} \rangle$. As simulações são feitas utilizando o pacote CORSIKA, um conjunto de modelos de interações hadrônicas de altas e baixas energias e de decaimentos. Os parâmetros das simulações obedecem às características físicas referentes ao Far Detector do experimento MINOS de forma que, à partir do resultado obtido pelo experimento para α_T – dado por $\alpha_T = 0,873 \pm 0,009$ –, mostra-se que uma variação de $\sim 2,5\%$ em $X(h)$ leva a uma variação de $\sim 1\%$ no valor de T_{eff} . Além de encontrar a correlação entre a variação da parametrização atmosférica com a variação na temperatura efetiva das parametrizações, verificou-se de que a simulação atende, qualitativamente, à todos os requisitos esperados fisicamente em caso de uma elevação na temperatura efetiva da alta atmosfera. Por fim, os valores encontrados para α_X – dados por $\alpha_X = 0,31_{-0,16}^{+0,12}$ e $\alpha_X = 0,30_{-0,16}^{+0,12}$, para um fluxo de múons que não inclui e que inclui as seleções e cortes referentes às características do experimento MINOS – sugerem que, dentro do intervalo de energia investigado, não existe uma dependência entre a energia da partícula e sua probabilidade de decaimento.

Abstract

The collision between a cosmic ray and an atmosphere nucleus produces a set of secondary particles, which will decay or interact with other atmosphere elements. This set of events produced a primary particle is known as an extensive air shower (EAS) and is composed by a muonic, a hadronic and an electromagnetic component. The muonic flux, produced mainly by pions and kaons decays, has a dependency with the atmosphere's effective temperature: an increase in the effective temperature results in a lower density profile, which decreases the probability of pions and kaons to interact with the atmosphere and, finally, resulting in a major number of meson decays. This dependency between the muon flux and the atmosphere's effective temperature can be written as $\Delta R_\mu / \langle R_\mu \rangle = \alpha_T \Delta T_{eff} / \langle T_{eff} \rangle$, where the α_T coefficient was measured by a set of experiments such as AMANDA, Borexino, MACRO and MINOS. This research will verify this temperature effect by simulating the final muon flux produced by two different parameterizations of the atmospheric model. Each parameterization is described by a depth function $X(h)$, which can be related to muon flux by the form $\Delta R_\mu / R_\mu = \alpha_X \Delta X / X$. This relation, associated with the MINOS experimental value for $\alpha_T = 0.873 \pm 0.009$, is used to define the relation between $\Delta X / X$ and $\Delta T_{eff} / \langle T_{eff} \rangle$. The simulation is done by using a set of high and low energy hadronic interaction and decay models called CORSIKA. All parameters were defined in order to fit the physical characteristics of the MINOS' Far Detector and, by using its experimental value for α_T , the results show that a variation of $\sim 2.5\%$ in $X(h)$ implies in a variation of $\sim 1\%$ in T_{eff} . Moreover, it is shown that the simulation is qualitatively in agreement with all physical behaviors expected from an increase in the value of the effective temperature of the atmosphere. The values found for $\alpha_X = 0.31^{+0.12}_{-0.16}$ and $\alpha_X = 0.30^{+0.12}_{-0.16}$, which represent the results for the correlation with and without the selection cuts for the Far Detector, suggest that there is no dependency between the particles' energy and its interaction probability within the investigated energy range.

Sumário

1	Introdução	15
1.1	O fluxo de múons e a temperatura da atmosfera	16
1.1.1	Correlação entre o fluxo de múons no nível de observação e a temperatura atmosférica	17
1.1.2	Medidas da correlação entre o fluxo de múons e a temperatura efetiva da atmosfera	20
1.1.3	O fenômeno do aquecimento repentino da estratosfera	23
1.2	A simulação do efeito da temperatura	24
1.2.1	O modelo atmosférico simulado	25
1.2.2	As diferentes parametrizações	26
1.2.3	O efeito da temperatura no modelo atmosférico simulado	27
1.3	O plano da investigação	29
1.3.1	Modelos e configurações utilizadas nas simulações	29
1.3.2	A análise dos dados	29
1.3.3	Os erros estatísticos	30
1.3.4	O cálculo de $\alpha_{\mathbf{x}}$	31
2	Chuveiros atmosféricos extensos	32
2.1	Raios cósmicos	32
2.1.1	Origens e características	33
2.2	A Atmosfera	35
2.2.1	A aproximação isotérmica	36
2.2.2	O caso não-isotérmico	38
2.3	Chuveiros atmosféricos extensos	38
2.4	Detectores de raios cósmicos	40
3	Simulação de raios cósmicos: CORSIKA	42
3.1	O CORSIKA	43
3.2	A simulação de EAS	44
3.3	Livre caminho médio das partículas	46
3.3.1	Múons	46
3.4	Interações fracas	49
3.4.1	Decaimento de 2 corpos	49
3.4.2	Decaimento de 3 corpos	50
3.4.3	Decaimentos dos π^{\pm}	51
3.4.4	Decaimentos dos káons	51
3.4.5	Decaimentos dos μ^{\pm}	53

3.5	Interações eletromagnéticas	54
3.5.1	Bremsstrahlung	54
3.5.2	Produção de pares	56
4	O experimento MINOS	58
4.1	A cadeia de aceleradores do Fermilab	59
4.2	A linha de feixe NuMI	60
4.3	O Near Detector	61
4.4	O Far Detector	63
5	Análise da reconstrução dos eventos	65
5.1	Reconstrução dos eventos	65
5.1.1	Altitude das primeiras interações	65
5.1.2	Espectro de energia dos múons no nível de observação	68
5.1.3	Número de múons no nível de observação	69
5.1.4	Distribuição espacial	73
5.2	Seleções e cortes	74
5.2.1	Determinação das energias mínima e máxima dos primários	74
5.2.2	Campo geomagnético e altitude local	76
5.2.3	Limites dos ângulos θ e ϕ dos primários	76
6	Resultados	78
6.1	Características das simulações finais	78
6.2	Altitude das primeiras interações	79
6.3	Cortes realizados nos múons no nível de observação	80
6.3.1	Distribuição da energia dos múons no nível de observação	80
6.3.2	Distribuições angulares dos múons no nível de observação	81
6.4	Valores encontrados para $\alpha_{\mathbf{x}}$	82
7	Conclusões	83

Lista de Figuras

1.1	A figura apresenta o comportamento da atmosfera em caso de um aumento de temperatura.	17
1.2	A figura apresenta a correlação entre a intensidade do fluxo de múons que alcança o nível de observação com os valores das temperaturas médias da atmosfera medidos pelo Observatório Wajima da Agência Meteorológica do Japão.	20
1.3	Resultados apresentados pelos experimentos (a) Borexino [5] e (b) MINOS [2], demonstrando a dependência entre o fluxo de múons e a temperatura da atmosfera.	21
1.4	Resultados apresentados pelos experimentos (a) AMANDA [4], (b) Borexino [5], (c) MACRO [6] e (d) MINOS [2] para α_T . Os valores e os nomes dos experimentos foram incluídos nos gráficos originais.	22
1.5	A figura apresenta os diferentes valores de α_T medidos por cada experimento. As linhas seccionadas representam os valores teóricos para o coeficiente considerando apenas a contribuição de píons ou apenas a de káons, e a vermelha para ambas as contribuições [5].	23
1.6	Aquecimento repentino da estratosfera (SSW), medido pelo <i>European Centre for Medium-Range Weather Forecasts</i> (em azul) e o fluxo de múons medido pelo Far Detector do experimento MINOS (em vermelho) [7].	24
1.7	O gráfico apresenta o comportamento exponencial do modelo atmosférico.	26
1.8	O gráfico apresenta o comportamento das parametrizações, bem como a diferença entre ambas no intervalo delimitado pelo retângulo vermelho.	27
1.9	O gráfico apresenta a diferença relativa entre as parametrizações, demonstrando que $X(h)_L > X(h)_K$ e apresenta a altitude de cada camada para ambas as parametrizações.	28
1.10	Representação da atmosfera simulada pelo CORSIKA, em caso de um aumento de temperatura. Devido ao fato de que $\rho_L < \rho_K$, espera-se que o número de múons seja $R_\mu^L > R_\mu^K$	28
2.1	Espectro de energia dos raios cósmicos para a) diferentes experimentos e b) diferentes composições do primário [23].	34
2.2	A figura apresenta as diferentes camadas da atmosfera de acordo com a altitude, bem como a variação de temperatura sofrida em cada uma delas. Tais valores são sempre aproximados, visto que eles podem variar de acordo com cada local do planeta e ao longo dos anos [25].	35
2.3	Representação de um chuvereiro atmosférico extenso.	39

3.1	(a) Exemplo de um arquivo de entrada padrão do CORSIKA. (b) Representação gráfica de um chuva simulado pelo CORSIKA. Cada cor representa uma componente do chuva: as linhas verdes, azuis e vermelhas representam as componentes muônica, hadrônica e eletromagnética, respectivamente.	45
4.1	A reta apresenta o caminho percorrido pelo feixe de neutrinos utilizado no experimento MINOS, o qual passa pelo Near Detector – localizado no próprio Fermilab – e atravessa a crosta terrestre até alcançar o Far Detector, em Soudan (MN).	59
4.2	A figura apresenta a sequência de aceleradores do Fermilab. O Main Injector é o responsável por fornecer o feixe de prótons para a linha de feixe NuMI.	60
4.3	A figura representa a linha de feixe NuMI, responsável por produzir o feixe de neutrinos utilizado pelo experimento.	61
4.4	Foto tirada durante a construção do Near Detector, onde é possível ver a região instrumentada do detector.	62
4.5	Representação das seções e subseções que compõem o Near Detector [38].	63
4.6	(a) O Far Detector, onde é possível ver o veto (no topo) e a espira que produz o campo magnético toroidal. (b) Simulação do campo magnético intenso produzido no Far Detector. (c) Representação esquemática do Far Detector, a direção do seu eixo em relação ao norte geográfico e a orientação dos planos U e V . (d) Representação dos planos U e V do detector.	64
5.1	Distribuição da altitude das primeiras interações e seus respectivos valores médios para (a) Linsley e (b) Keilhauer.	66
5.2	Região de h onde ocorrem 95% das primeiras interações. A figura é referente ao RUN 1 apresentado na tabela 5.1. A parametrização é a de Linsley. Para maiores ângulos o valor médio e a região de 2σ se deslocam ligeiramente para a direita.	67
5.3	Região de $\Delta X/X$ onde ocorrem 95% das primeiras interações. As linhas verticais representam as cinco camadas de cada parametrização.	67
5.4	Distribuição da altitude das primeiras interações de acordo com as energias dos primários para (a) Linsley e (b) Keilhauer.	68
5.5	Distribuição da energia dos múons que alcançam o nível de observação para ambas as parametrizações.	69
5.6	(a) Espectro do número de múons no nível de observação para diferentes valores de energia do primário. A parametrização apresentada é a de Linsley. (b) Relação entre as energias das partículas primárias e o número de múons que alcançou o nível de observação. Apenas múons com $E \geq 500$ GeV foram considerados para cada ponto do gráfico.	70
5.7	Distribuição do número de múons para uma simulação cuja energia dos primários não é fixa.	70
5.8	Relação entre o número de raios cósmicos simulados e o número de múons que alcançou o nível de observação. Apenas múons com $E \geq 500$ GeV foram considerados para cada ponto do gráfico.	71

5.9	Taxa de múons em relação ao total de partículas produzidas pelo chuveiro que alcançam o nível de observação. As linhas não representam funções que ajustam os pontos, servindo apenas como uma referência qualitativa para descrever o comportamento dos valores apresentados.	72
5.10	Distribuição espacial dos múons para (a) Linsley e (b) Keilhauer. A posição (0,0) se refere ao ponto onde ocorreu a primeira interação do evento.	73
5.11	A figura mostra os valores de ϕ sensíveis ao Far Detector [15]. Nele, $\phi = 0^\circ$ representa o norte geográfico, enquanto $\phi = 90^\circ$ representa o leste.	77
6.1	(a) Distribuição da altitude das primeiras interações para ambas as parametrizações. O valor médio representa a altitude média de ambas. (b) Distribuição da diferença entre os histogramas da altitude da primeira interação, onde $\Delta N_P = N_P^L - N_P^K$ é a diferença entre o número de primários para cada parametrização.	79
6.2	A figura apresenta o valor médio referente ao histograma da altitude das primeiras interações, bem como suas respectivas regiões de 1σ e 2σ para $\Delta X/X$	80
6.3	Distribuição da energia dos múons no nível de observação para cada tipo de corte considerado.	80
6.4	Distribuição dos eventos de acordo com o ângulo (a) zenital e (b) azimutal no nível de observação para cada tipo de corte considerado.	81

Lista de Tabelas

1.1	Valores dos parâmetros apresentados nas expressões (1.2) e (1.3) [2].	18
1.2	A tabela apresenta os valores encontrados para o coeficiente α_T para cada experimento. O resultado em destaque, apresentado pelo experimento MINOS, será utilizado na análise desta pesquisa.	21
1.3	Parâmetros da atmosfera padrão dos EUA segundo Linsley [9].	27
1.4	Parâmetros da atmosfera padrão dos EUA segundo Keilhauer [10].	27
2.1	A tabela apresenta a composição química das partículas primárias de raios cósmicos.	33
2.2	Canais de decaimento que contribuem para a produção de múons, suas razões de ramificação e seus respectivos tempos de vida médios [23].	39
3.1	Canais de decaimento e as respectivas razões de ramificação utilizados no CORSIKA.	52
3.2	Coeficientes referentes aos decaimentos de káons em 3 píons.	52
3.3	A tabela apresenta os valores referentes aos parâmetros λ_+ e λ_0 para os decaimentos leptônicos dos káons.	53
5.1	Considerações feitas para as simulações desta subseção.	66
5.2	Considerações feitas para as simulações desta subseção. As motivações para faixa de energia e ângulos escolhidos ficarão claras na seção que define as seleções e cortes para as simulações.	68
5.3	Considerações feitas para as simulações.	69
5.4	Considerações feitas para as simulações referentes à relação entre o número de múons no nível de observação e o número de primários simulados.	71
5.5	Considerações feitas para as simulações desta subseção.	72
5.6	Limites mínimos e máximos para a energia dos múons que alcançam o nível de observação.	74
5.7	Limites mínimo e máximo para a energia dos raios cósmicos simulados.	75
5.8	Valores utilizados para o campo geomagnético e altitude local em Soudan, MN. O valor do campo geomagnético é referente à 2010 [13].	76
5.9	Valores utilizados para os ângulos zenital e azimutal dos raios cósmicos simulados.	76
5.10	Valores válidos para os ângulos zenital e azimutal para os múons no nível de observação.	77
6.1	Valores utilizados para as simulações finais. Os valores são os mesmos tanto para a parametrização de Linsley, quanto para a de Keilhauer.	78

-
- 6.2 A tabela apresenta os valores referentes ao cálculo de α_X , tais como o número de múons produzido por cada parametrização, a variação no fluxo de múons, denotada por $\Delta R_\mu/R_\mu$ e a variação na parametrização $\Delta X/X$. Os erros apresentados são apenas estatísticos. 82
- 6.3 A tabela apresenta o coeficiente α_X/α_T que define a relação entre a variação da temperatura efetiva da atmosfera e a variação entre parametrizações utilizadas. 82

Capítulo 1

Introdução

Raios cósmicos são núcleos atômicos – desde H até Fe – de origem extraterrestre e com amplo intervalo de energia cinética [1]. A interação entre esses raios cósmicos e a atmosfera terrestre é responsável pela produção de diversas partículas secundárias, as quais podem decair ou interagir com outro elemento da atmosfera, produzindo novas partículas. Essa sequência de eventos onde uma partícula primária produz um grande conjunto de partículas é conhecida pelo nome de chuva atmosférica extensa (EAS)¹ e as partículas produzidas podem ser divididas em três grandes componentes: hadrônica, muônica e eletromagnética.

Vários tipos de experimentos foram desenvolvidos para estudar esse tipo de fenômeno, os quais podem ser separados em quatro categorias: experimentos com satélites, com balões, de superfície e subterrâneos. Os resultados obtidos por esses experimentos são a base para todo o desenvolvimento teórico que se tem atualmente. Existem diferentes modelos de interação hadrônica sobre o desenvolvimento de chuvas atmosféricas extensas, os quais podem ser testados em simulações computacionais. Um deles, chamado CORSIKA², é um algoritmo que utiliza o método de Monte Carlo associado a um conjunto de modelos físicos de interações de altas e baixas energias e de decaimentos que tem o propósito de simular EAS. Ele foi originalmente desenvolvido para o experimento KAS-

¹Do inglês, *Extensive Air Shower*.

²Acrônimo para *Cosmic Ray Simulation for KASCADE*, sendo que *KASCADE* é um acrônimo para *Karlsruhe Shower Core Array Detector*, um experimento dedicado a estudar a composição de partículas primárias de raios cósmicos e interações hadrônicas de altas energias. O experimento *KASCADE-Grande*, uma atualização do experimento *KASCADE*, foi oficialmente desligado em 2009.

CADE e, devido à flexibilidade do algoritmo, o pacote passou a ser usado por diferentes colaborações.

O fluxo de múons de raios cósmicos tem uma dependência com a temperatura da atmosfera, a qual já foi medida por diversos experimentos. As simulações realizadas pelo CORSIKA não incluem variações de temperatura da atmosfera, impossibilitando uma verificação direta dessa dependência. Porém, existe a possibilidade do uso de diferentes parametrizações para o modelo atmosférico. Esta pesquisa propõe o uso desta característica para verificar a relação entre a temperatura da atmosfera e o fluxo de múons de raios cósmicos. Para isso, serão usadas as características do Far Detector do experimento MINOS e as duas parametrizações referentes à atmosfera dos EUA. A correlação entre a variação da parametrização atmosférica e a variação do fluxo de múons simulado permite estimar um efeito de temperatura resultante.

Para atingir este objetivo, esta introdução faz uma discussão sobre *i)* a dependência entre o fluxo de múons e a temperatura da atmosfera; *ii)* o modelo atmosférico utilizado nas simulações e suas parametrizações; *iii)* o método proposto para simular, indiretamente, este efeito de temperatura.

1.1 O fluxo de múons e a temperatura da atmosfera

Um incremento na temperatura média da atmosfera causa uma expansão da mesma e, conseqüentemente, um aumento na altitude referente ao topo da atmosfera, como é visto na figura 1.1. Essa expansão é responsável por dois efeitos. Primeiramente, um aumento na temperatura causa uma diminuição na densidade e, conseqüentemente, uma diminuição da probabilidade de interação entre o EAS e algum elemento da atmosfera. Isso causa um aumento na taxa de decaimentos e, por fim, resulta num aumento no fluxo de múons medido no nível de observação. Em segundo lugar, a expansão do topo da atmosfera resulta numa altitude maior para a primeira interação. Isso aumenta o caminho a ser percorrido pelos múons produzidos pelo chuveiro atmosférico extenso, aumentando o número de decaimentos de múons. Esse segundo efeito resulta numa diminuição do fluxo de múons

observado. Resultados experimentais mostram que o fluxo aumenta com a temperatura atmosférica, comprovando que este não é o efeito dominante.

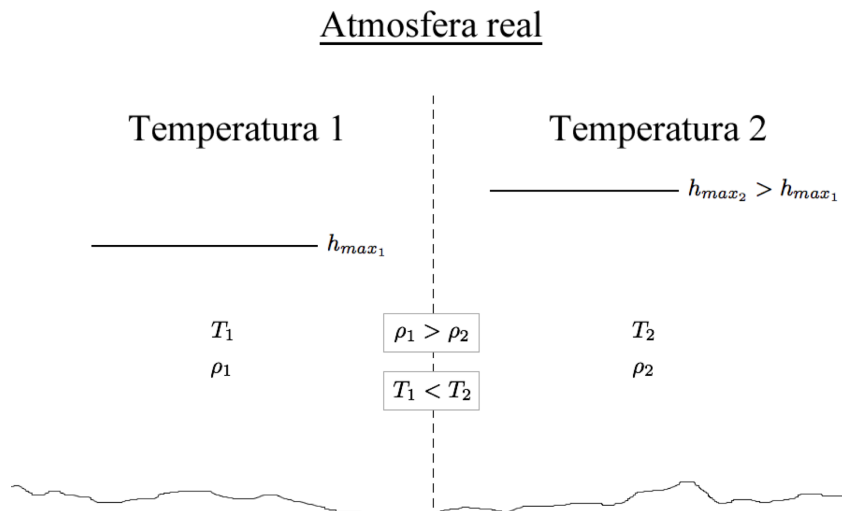


Figura 1.1: A figura apresenta o comportamento da atmosfera em caso de um aumento de temperatura.

1.1.1 Correlação entre o fluxo de múons no nível de observação e a temperatura atmosférica

Múons são a principal componente de um chuvaire atmosférico extenso, podendo corresponder a mais de 70% do total de partículas que alcança a superfície terrestre. Por serem altamente penetrantes, eles são capazes de alcançar detectores profundos, como o Far Detector do experimento MINOS – o qual será abordado com mais detalhes adiante.

A variação na intensidade de múons que alcança o detector é expressa na forma [2]

$$\Delta I_\mu = \int_0^\infty W(X) \Delta T(X) dX, \quad (1.1)$$

onde $\Delta T(X)$ são flutuações na temperatura de acordo com a profundidade X da atmosfera e o parâmetro $W(X) = W^\pi + W^K$ se refere à contribuição de píons e káons responsáveis

pela variação na intensidade do fluxo de múons, sendo descrito na forma

$$W^{\pi,K}(X) \simeq \frac{(1 - X/\Lambda'_{\pi,K})^2 e^{-X/\Lambda'_{\pi,K}} A_{\pi,K}^1}{\gamma + (\gamma + 1) B_{\pi,K}^1 K(X) (\langle E_{th} \cos \theta \rangle / \epsilon_{\pi,K})^2}, \quad (1.2)$$

onde $K(X)$ é dado por

$$K(X) \simeq \frac{(1 - X/\Lambda'_{\pi,K})^2}{(1 - e^{-X/\Lambda'_{\pi,K}}) \Lambda'_{\pi,K} / X}. \quad (1.3)$$

O parâmetro $A_{\pi,K}^1$ inclui a produção de mésons, massa dos mésons e múons e o índice espectral dos múons, representado por γ . O termo $r_{K,\pi}$ representa a razão entre káons e píons, enquanto $B_{\pi,K}^1$ descreve a atenuação atmosférica relativa aos mésons. A energia crítica E_{th} é a energia necessária para a sobrevivência de um múon a uma profundidade X na atmosfera. As distâncias de atenuação para os raios cósmicos primários, píons e káons são dadas por Λ_N , Λ_π e Λ_K , onde $1/\Lambda'_{\pi,K} \equiv 1/\Lambda_N - 1/\Lambda_{\pi,K}$. Por fim, o termo $\epsilon_{\pi,K}$ representa a energia crítica onde as probabilidades de decaimento ou interação dos mésons são iguais. Os termos vistos nas expressões (1.2) e (1.3) são apresentados na tabela 1.1.

Parâmetro	Valor
A_π^1	1
A_K^1	$0,38 \cdot r_{K,\pi}$
$r_{K,\pi}$	$0,149 \pm 0,06$
B_π^1	$1,460 \pm 0,007$
B_K^1	$1,740 \pm 0,028$
Λ_N	120 g/cm ²
Λ_π	180 g/cm ²
Λ_K	160 g/cm ²
$\langle E_{th} \cos \theta \rangle$	$0,785 \pm 0,14$ TeV
γ	$1,7 \pm 0,1$
ϵ_π	$0,114 \pm 0,003$ TeV
ϵ_K	$0,851 \pm 0,014$ TeV

Tabela 1.1: Valores dos parâmetros apresentados nas expressões (1.2) e (1.3) [2].

Um coeficiente de temperatura $\alpha(X)$ é definido na forma

$$\alpha(X) = \frac{T(X)}{I_\mu^0} W(X). \quad (1.4)$$

Apesar de temperatura e pressão dependerem da altitude, cálculos são simplificados fazendo-se uma aproximação isotérmica da atmosfera, onde uma temperatura efetiva é obtida a partir de uma média ponderada ao longo da profundidade atmosférica:

$$T_{eff} = \frac{\int_0^\infty W(X)T(X)dX}{\int_0^\infty W(X)dX} = \frac{\int_0^\infty I_\mu^0 \alpha(X)dX}{\int_0^\infty W(X)dX}. \quad (1.5)$$

Definindo um coeficiente α_T como sendo a integral sobre todos os valores de $\alpha(x)$,

$$\alpha_T = \int_0^\infty \alpha(X)dX,$$

a expressão (1.5) assume a forma

$$T_{eff} = \frac{I_\mu^0 \alpha_T}{\int_0^\infty W(X)dX}. \quad (1.6)$$

A partir da expressão (1.6) e da definição apresentada na equação (1.1), obtém-se uma relação entre a intensidade do fluxo de múons com uma variação na temperatura efetiva da atmosfera, dada por

$$\frac{\Delta I_\mu}{I_\mu^0} = \alpha_T \frac{\Delta T_{eff}}{\langle T_{eff} \rangle}. \quad (1.7)$$

A intensidade do fluxo de múons I_μ é descrita de uma forma que ela dependa do número N_i de múons medidos em um intervalo de tempo t_i , da eficiência ϵ , da área A_{eff} do detector e do ângulo sólido Ω total visto pelo mesmo:

$$I_\mu = \frac{N_i/t_i}{\epsilon A_{eff} \Omega}. \quad (1.8)$$

Os termos do denominador da expressão (1.8) estão ligado ao detector e são fixos. Dito isto, pode-se reescrever a variação da intensidade do fluxo de múons $\Delta I_\mu/I_\mu^0$, vista em (1.1), como sendo uma variação no número de múons por unidade de tempo R_μ :

$$\frac{\Delta I_\mu}{I_\mu} = \left[\frac{\Delta N_i/t_i}{\epsilon A_{eff} \Omega} \right] / \left[\frac{N_i/t_i}{\epsilon A_{eff} \Omega} \right] = \left[\frac{\Delta N_i}{t_i} \right] / \left[\frac{N_i}{t_i} \right] = \frac{\Delta R_\mu}{\langle R_\mu \rangle}. \quad (1.9)$$

Com (1.9) e (1.7), obtém-se uma expressão que correlaciona a variação no fluxo de múons com a variação na temperatura efetiva da atmosfera:

$$\frac{\Delta R_\mu}{\langle R_\mu \rangle} = \alpha_T \frac{\Delta T_{eff}}{\langle T_{eff} \rangle}. \quad (1.10)$$

1.1.2 Medidas da correlação entre o fluxo de múons e a temperatura efetiva da atmosfera

A correlação entre a intensidade de múons e a temperatura da atmosfera é comprovada por diversos experimentos. A Ref. [3], publicada em 1991, já apresentava a relação entre o fluxo de múons detectado pelos experimentos Matsushiro e Kamiokande-II e as temperaturas atmosféricas medidas pelo Observatório Wajima da Agência Meteorológica do Japão. Os resultados são apresentados na figura 1.2, onde os valores da Agência Meteorológica do Japão, representados pelas linhas pontilhadas, corroboram com o fluxo medido pelos respectivos experimentos.

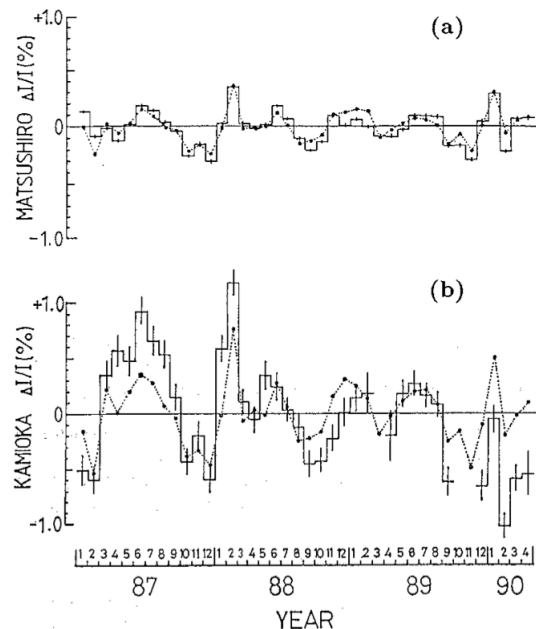


Figura 1.2: A figura apresenta a correlação entre a intensidade do fluxo de múons que alcança o nível de observação com os valores das temperaturas médias da atmosfera medidos pelo Observatório Wajima da Agência Meteorológica do Japão.

Medidas mais detalhadas foram feitas pelas colaborações MINOS [2], AMANDA [4], Borexino [5] e MACRO [6], que além de constatar a correlação – como é mostrado na figura 1.3 –, apresentaram resultados experimentais para o coeficiente α_T da expressão (1.10). A tabela 1.2, assim como a figura 1.4, mostram os valores de α_T encontrados por cada experimento.

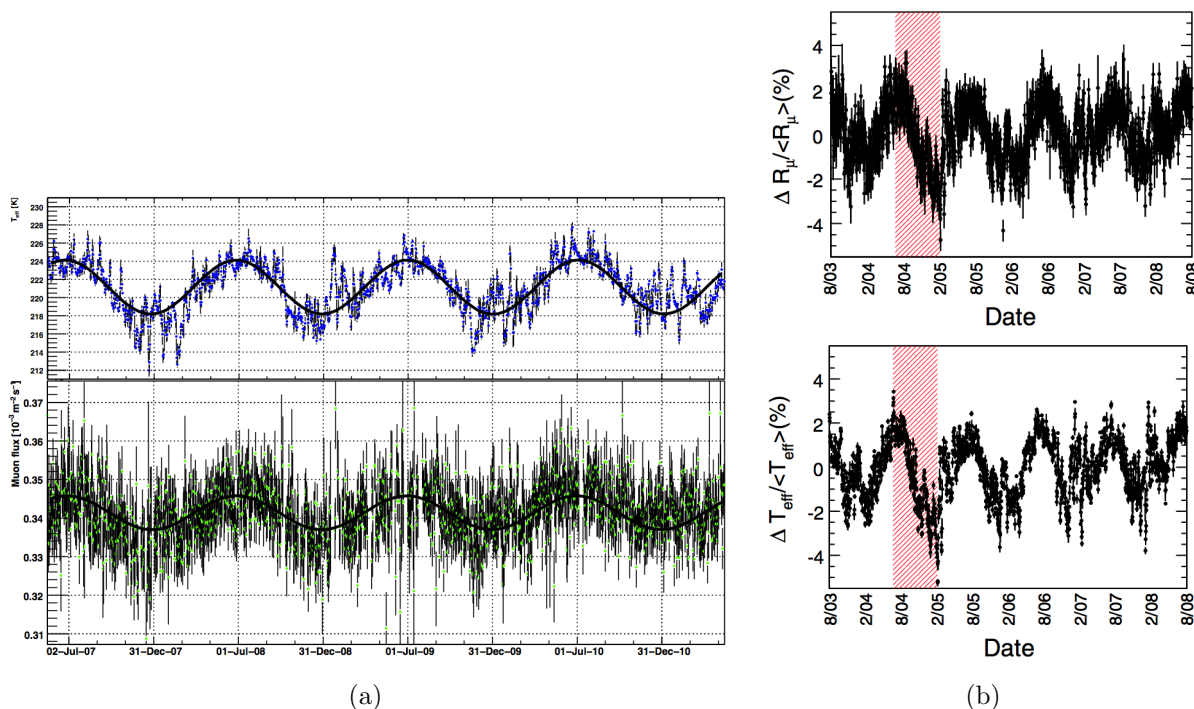


Figura 1.3: Resultados apresentados pelos experimentos (a) Borexino [5] e (b) MINOS [2], demonstrando a dependência entre o fluxo de múons e a temperatura da atmosfera.

Experimento	α_T	Profundidade (mwe)
AMANDA	$0,86 \pm 0,05$	1590
Borexino	$0,93 \pm 0,04$	3800
MACRO	$0,83 \pm 0,13$	3800
MINOS	$0,873 \pm 0,009$	2100

Tabela 1.2: A tabela apresenta os valores encontrados para o coeficiente α_T para cada experimento. O resultado em destaque, apresentado pelo experimento MINOS, será utilizado na análise desta pesquisa.

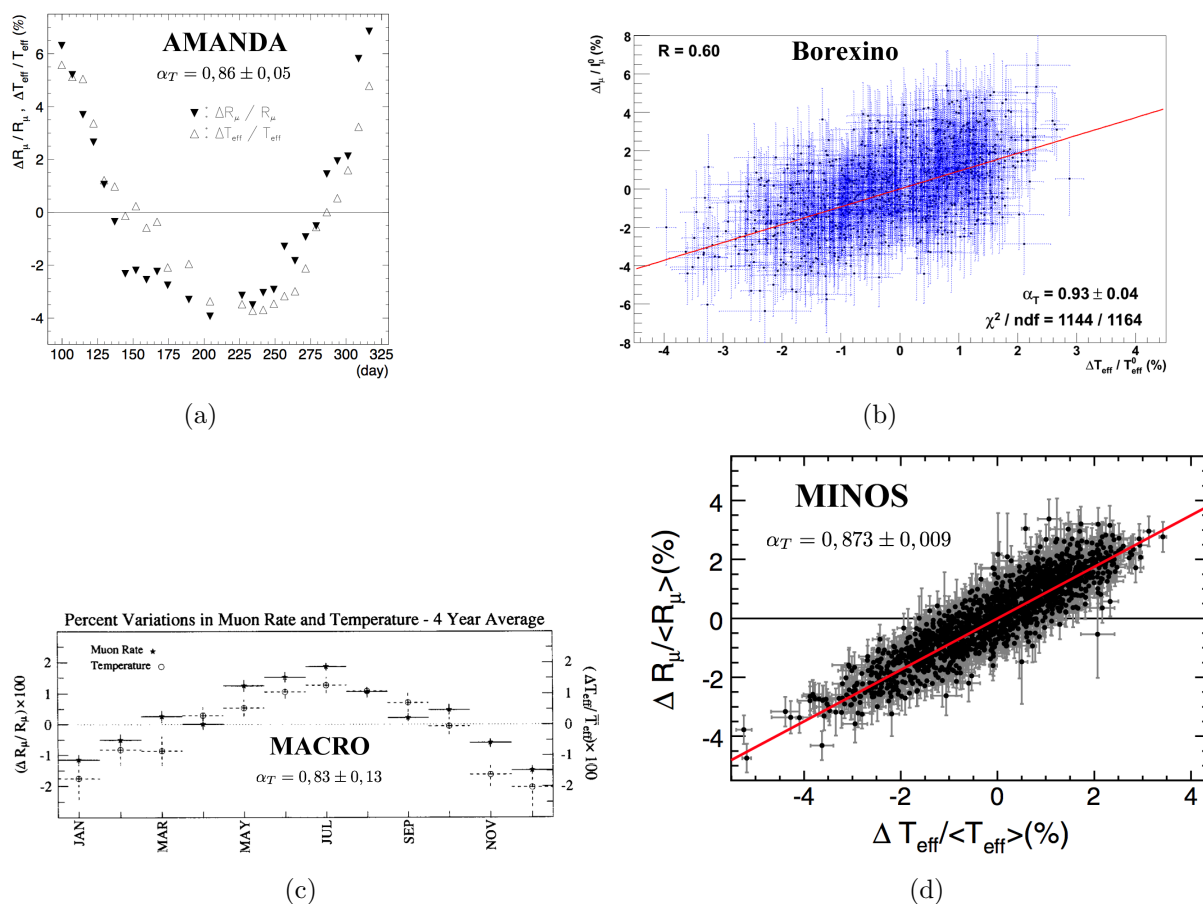


Figura 1.4: Resultados apresentados pelos experimentos (a) AMANDA [4], (b) Borexino [5], (c) MACRO [6] e (d) MINOS [2] para α_T . Os valores e os nomes dos experimentos foram incluídos nos gráficos originais.

Os resultados vistos na figura 1.4 estão compilados na figura 1.5, que relaciona α_T com a profundidade, em mwe^3 , que cada detector se localiza. A dependência de α_T com a profundidade de cada detector se deve à altitude onde os múons são produzidos. Os detectores subterrâneos são sensíveis apenas aos múons mais energéticos, os quais são produzidos, essencialmente, na estratosfera. Esta, por ser mais rarefeita, sofre maiores variações na densidade para uma mesma variação na temperatura, se comparada com a troposfera. Maiores variações na densidade provocam maiores variações nas probabilidades de decaimento e de interação dos pions e káons, portanto afetam o fluxo de múons de forma mais significativa. Já na troposfera, por ter uma densidade mais elevada, as

³Sigla para *meters of water equivalent* – metros equivalentes de água. Uma medida que normaliza a profundidade que se encontram os detectores em função da densidade da água.

mesmas variações de temperatura surtem pouco efeito nas probabilidades de interação e de decaimento dos múons menos energéticos e, conseqüentemente, diminuindo o valor de α_T da correlação.

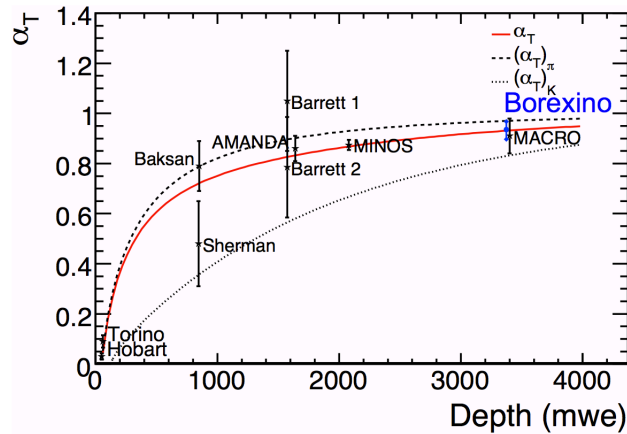


Figura 1.5: A figura apresenta os diferentes valores de α_T medidos por cada experimento. As linhas seccionadas representam os valores teóricos para o coeficiente considerando apenas a contribuição de pions ou apenas a de kaons, e a vermelha para ambas as contribuições [5].

1.1.3 O fenômeno do aquecimento repentino da estratosfera

A relação direta entre a variação do fluxo de múons e a variação da temperatura média da alta atmosfera permitiu que detectores observassem fenômenos atmosféricos que previamente eram apenas vistos por centros meteorológicos. Um desses fenômenos, conhecido como aquecimento repentino da estratosfera (SSW)⁴, pode resultar em um aumento de até 50 K na temperatura da estratosfera em um curto intervalo de tempo (da ordem de alguns dias). Variações bruscas de mais de 10 K foram detectadas a partir da análise na variação do fluxo de múons medido pelo Far Detector do experimento MINOS [7] e são apresentadas na figura 1.6.

A forte correlação apresentada pelos resultados da figura 1.6 demonstram a possibilidade da utilização de detectores de múons como uma forma alternativa para mensurações de cunho meteorológico, como a medição indireta da temperatura da estratosfera.

⁴Do inglês, *Sudden Stratospheric Warming*.

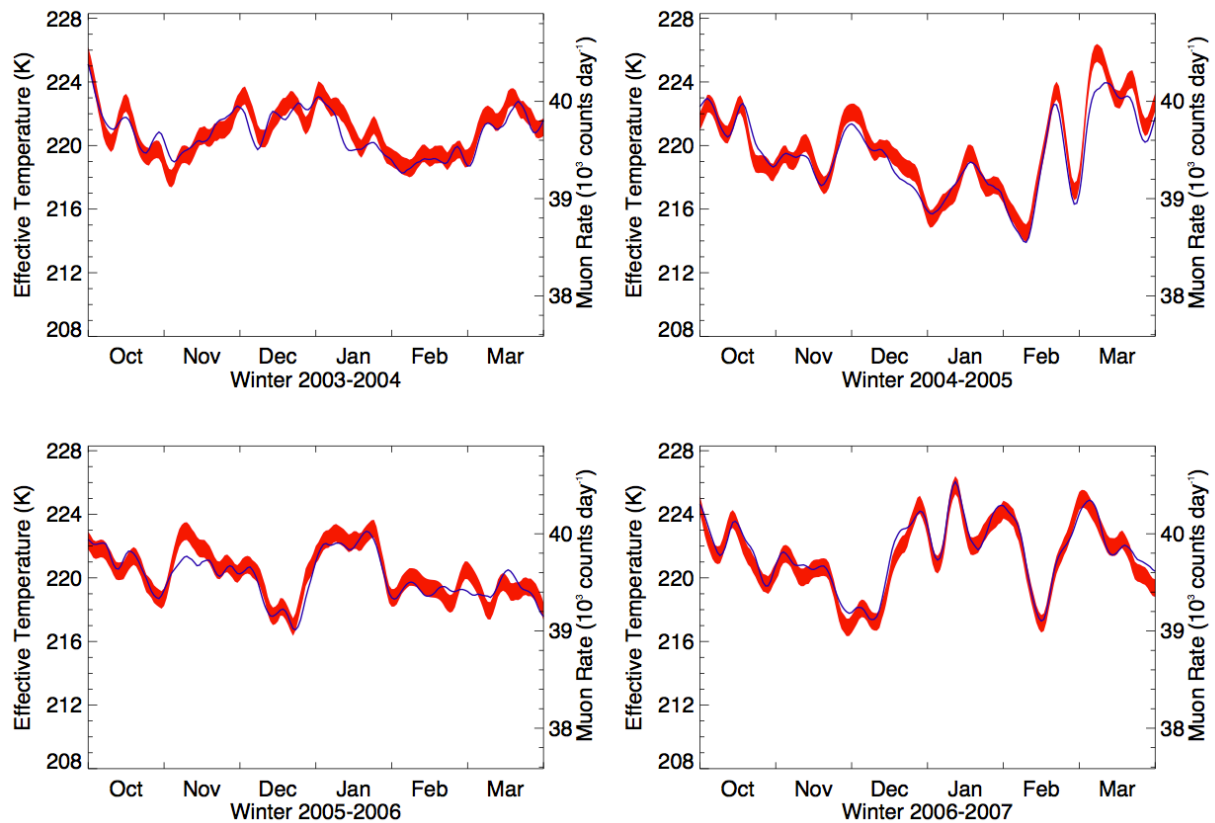


Figura 1.6: Aquecimento repentino da estratosfera (SSW), medido pelo *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts* (em azul) e o fluxo de múons medido pelo Far Detector do experimento MINOS (em vermelho) [7].

1.2 A simulação do efeito da temperatura

Em simulações computacionais, o fluxo de múons depende diretamente do modelo atmosférico e/ou parâmetros utilizados para descrevê-lo. O modelo atmosférico utilizado pelo CORSIKA [8] é baseado em um conjunto de parâmetros medidos experimentalmente, todos embutidos em uma função principal $X(h)$ ⁵ que liga tais parâmetros com a altitude h . Esses parâmetros definem as características atmosféricas locais (incluindo a temperatura efetiva), de forma que seja possível utilizar o mesmo modelo para simular as condições atmosféricas de diferentes regiões do planeta. Para o caso da atmosfera norte-americana, existem duas parametrizações, conhecidas como parametrização de Linsley [9] e de Kei-

⁵Tal função é conhecida como *profundidade*, ela descreve a quantidade de matéria que existe acima da altitude h e será melhor descrita adiante.

lhauer [10], que se encaixam no modelo atmosférico simulado pelo CORSIKA. Devido ao fato da temperatura não ser uma variável explícita nas simulações, não existe uma forma *direta* de simular qualquer efeito relacionado a ela.

1.2.1 O modelo atmosférico simulado

Na simulação a atmosfera é composta por N_2 , O_2 e Ar com as proporções sendo 78,1%, 21,0% e 0,9%, respectivamente. O modelo utiliza uma função $X(h)$, comumente chamada de *profundidade*, que descreve a coluna de atmosfera existente acima da altitude h – em outras palavras, mede a profundidade (em relação ao topo da atmosfera) em que a partícula se encontra. Esse modelo divide a atmosfera em 5 grandes camadas, todas planas e paralelas à superfície. Quatro delas obedecem a um comportamento exponencial (figura 1.7)

$$X(h)_i = a_i + b_i e^{-\frac{h}{c_i}} \quad (0 < i < 5), \quad (1.11)$$

enquanto a quinta e última camada é modelada considerando que $X(h)$ decresce linearmente,

$$X(h)_5 = a_5 - b_5 \frac{h}{c_5}, \quad (1.12)$$

onde os coeficientes a_i , b_i e c_i são diferentes para cada camada. Tais coeficientes são ajustados obedecendo às condições de contorno

$$X(h_0)_i = X(h_0)_{i+1} \quad \text{e} \quad \left. \frac{dX_i}{dh} \right|_{h_0} = \left. \frac{dX_{i+1}}{dh} \right|_{h_0},$$

de forma que a mudança de interface seja contínua. Eles são tabelados para diferentes regiões do planeta e são baseados em dados experimentais. O modelo assume um comportamento análogo à aproximação isotérmica da atmosfera, apresentada no Capítulo 2.

O desenvolvimento do chuveiro ao longo dessas cinco camadas é simulado através de um número fixo de iterações, definido através do valor máximo apresentado pela função $X(h)$. Para uma situação onde $X(0) = 1030 \text{ g/cm}^2$ e o incremento na profundidade para

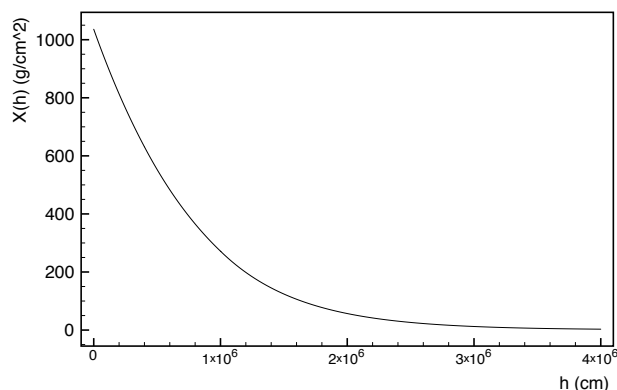


Figura 1.7: O gráfico apresenta o comportamento exponencial do modelo atmosférico.

cada iteração é de 10 g/cm^2 , então serão feitas 103 iterações entre o início da atmosfera e o nível do mar. Ao final de cada um desses 103 passos são guardados os valores simulados pelo algoritmo e novos números aleatórios serão usados para a próxima iteração.

O modelo atmosférico acima é válido para partículas cujo ângulo zenital é $\theta \leq 70^\circ$. A aproximação plana da atmosfera implica no fato de que a distância percorrida em cada camada aumenta por um fator de $\frac{1}{\cos \theta}$, fazendo com que ângulos acima de 70° resultem em diferenças demasiadamente significativas, até o limite onde o caminho percorrido por alguma partícula do chuveiro em uma das camadas assuma um valor infinito. A forma de contornar esse problema é fazer com que as camadas da atmosfera, mesmo sendo planas, deixem de assumir espessuras fixas, garantindo que o EAS mude de camada a cada vez que uma determinada distância percorrida pelas partículas seja atingida. Tal distância varia entre 6 km e 20 km, de acordo com a altitude da camada. No CORSIKA, a opção que habilita essa forma de simular a atmosfera é chamada de `CURVED` e pode ser utilizada para simulações que precisem de ângulos zenitais maiores que 70° .

1.2.2 As diferentes parametrizações

Os parâmetros atmosféricos a_i , b_i e c_i citados anteriormente sofrem variações temporais e geográficas [11]. Existem duas parametrizações padrões para simular a atmosfera norte-americana, apresentadas nas tabelas 1.3 e 1.4. O comportamento exponencial e a razão entre elas pode ser vista de forma clara nas figuras 1.8 e 1.9.

Camada	Altitude (km)	a_i (g/cm ²)	b_i (g/cm ²)	c_i (cm)
1	0 – 4	-186,5562	1222,6562	994186,38
2	4 – 10	-94,919	1144,9069	878153,55
3	10 – 40	0,61289	1305,5948	636143,04
4	40 – 100	–	540,1778	772170,16
5	> 100	0,01128292	1	10 ⁹

Tabela 1.3: Parâmetros da atmosfera padrão dos EUA segundo Linsley [9].

Camada	Altitude (km)	a_i (g/cm ²)	b_i (g/cm ²)	c_i (cm)
1	0 – 7	-149,801663	1183,6071	954248,34
2	7 – 11,4	-57,932486	1143,0425	800005,34
3	11,4 – 37	0,63631894	1322,9748	629568,93
4	37 – 100	4,35453690.10 ⁻⁴	655,67307	737521,77
5	> 100	0,01128292	1	10 ⁹

Tabela 1.4: Parâmetros da atmosfera padrão dos EUA segundo Keilhauer [10].

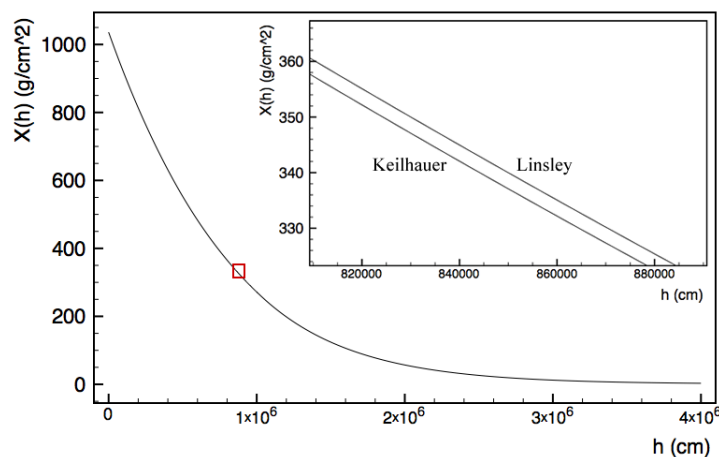


Figura 1.8: O gráfico apresenta o comportamento das parametrizações, bem como a diferença entre ambas no intervalo delimitado pelo retângulo vermelho.

1.2.3 O efeito da temperatura no modelo atmosférico simulado

No CORSIKA, a linha que define o fim da atmosfera está localizada a uma altitude de $h_{max} = 112,8$ km, valor onde $X(h_{max}) = 0$, para qualquer parametrização (figura 1.10). Essa característica, aliada à condição de que $X(0)_L \approx X(0)_K$, faz com que a massa total de ambas as parametrizações seja considerada igual. Logo, se $X(h)_L > X(h)_K$ (figura 1.9), então a quantidade de matéria entre o solo e a altitude h é menor para a parametrização de Linsley. Isso resulta em $\rho_L < \rho_K$ e, dada a menor densidade apresentada por Linsley, espera-se que o número total de múons produzidos pela parametrização de Linsley seja

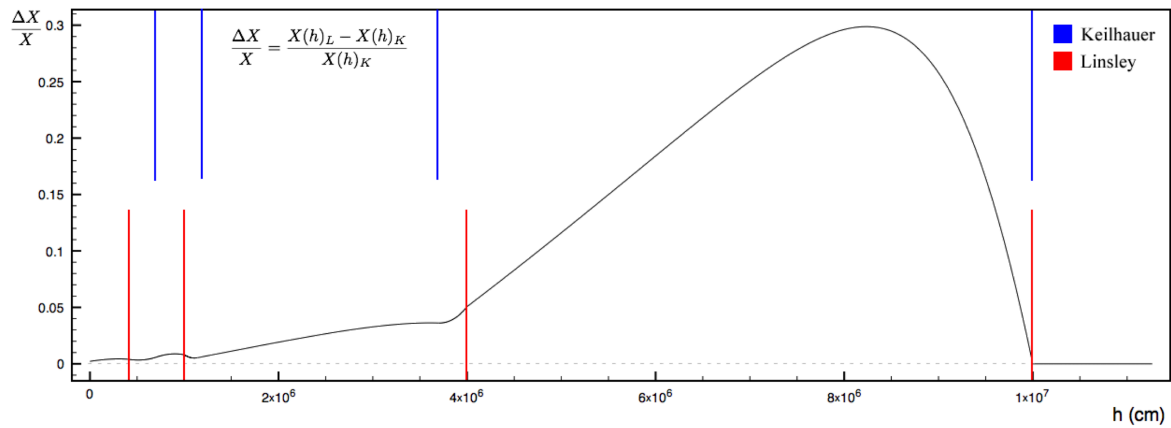


Figura 1.9: O gráfico apresenta a diferença relativa entre as parametrizações, demonstrando que $X(h)_L > X(h)_K$ e apresenta a altitude de cada camada para ambas as parametrizações.

maior, devido à maior probabilidade de decaimento dos píons e káons.

Atmosfera simulada no CORSIKA

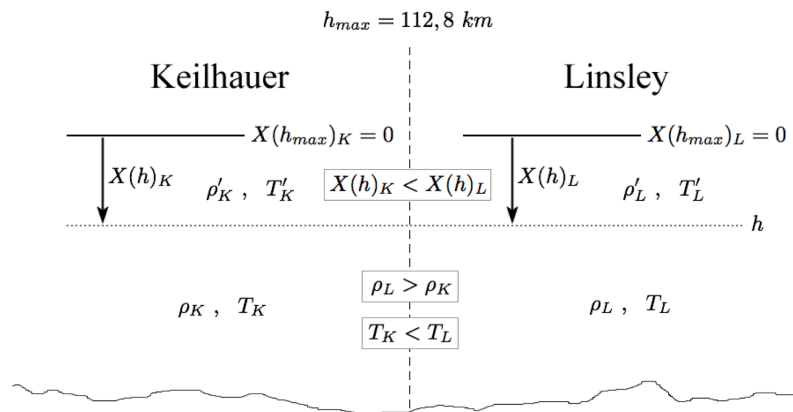


Figura 1.10: Representação da atmosfera simulada pelo CORSIKA, em caso de um aumento de temperatura. Devido ao fato de que $\rho_L < \rho_K$, espera-se que o número de múons seja $R_\mu^L > R_\mu^K$.

1.3 O plano da investigação

Esta pesquisa apresenta uma metodologia para relacionar a variação do fluxo de múons produzido pelas parametrizações de Linsley e Keilhauer com a diferença em $X(h)$ de ambas. Tal resultado é utilizado para estimar a variação de temperatura entre as parametrizações. Devido ao fato da pesquisa utilizar o resultado experimental obtido pelo Far Detector do experimento MINOS para o coeficiente α_T , as simulações devem atender as condições físicas do detector.

1.3.1 Modelos e configurações utilizadas nas simulações

Todas as simulações são realizadas pelo CORSIKA, na versão 6.990, utilizando o modelo QGSJET01C (Quark Gluon String model with Jets) para interações hadrônicas de altas energias, associado ao GHEISHA (Gamma Hadron Electron Interaction Shower code), responsável pelo desenvolvimento do chuveiro em regimes de baixa energia. A escolha deste último não é muito importante, visto que o limite mínimo de energia para que os múons que chegam no nível de observação alcancem o Far Detector se encontra bem acima dos 80 GeV, que é o limite superior para o uso do modelo [8]. Todas as simulações foram feitas usando prótons como partículas primárias de raios cósmicos.

As simulações levam em conta as características físicas do Far Detector, incluindo sua altitude, posição em relação ao norte geográfico [12], valor do campo magnético terrestre no local [13], parâmetros atmosféricos condizentes com as características atmosféricas locais – apresentados nas tabelas 1.3 e 1.4 –, além de cortes para as regiões angulares e de energia válidas para os múons que alcancem a superfície terrestre.

1.3.2 A análise dos dados

Toda a análise dos dados foi feita através de uma ferramenta chamada ROOT, na versão 5.28. Ela foi desenvolvida pelo CERN para possibilitar análises com as usuais grandes quantidades de dados geradas por experimentos de física de altas energias.

O principal arquivo de saída do CORSIKA é um arquivo binário que contém todas as informações referentes à simulação. Um algoritmo em C++ foi criado para extrair as informações necessárias dos arquivos binários e criar arquivos que pudessem ser analisados através do ROOT.

A análise foi dividida em três etapas: *i)* a reconstrução dos eventos simulados, de forma a garantir que as simulações condizem com o que é esperado fisicamente; *ii)* a definição dos parâmetros e cortes que adequassem a simulação ao detector do experimento MINOS e; *iii)* a simulação do efeito da temperatura a partir das parametrizações apresentadas. Diversas simulações foram realizadas para cada etapa e seus respectivos parâmetros serão explicitados no decorrer da análise.

1.3.3 Os erros estatísticos

Existem dois tipos de erros associados às medidas de um experimento. O primeiro depende da precisão dos aparelhos e é chamado de erro sistemático, o qual só pode ser melhorado a partir de melhorias no arranjo experimental. Já o erro estatístico está associado ao número de eventos medidos – quanto maior o número, menor a incerteza estatística da medida final.

Em uma simulação existe apenas o erro estatístico, o qual tem a seguinte relação com o número de eventos:

$$\delta N \propto \sqrt{N}. \quad (1.13)$$

Para o caso da razão entre duas medidas, do tipo

$$r \pm \delta r = \frac{N_i \pm \delta N_i}{N_j \pm \delta N_j},$$

o erro estatístico associado é dado por

$$\delta r = r \sqrt{\left(\frac{\delta N_i}{N_i}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_j}{N_j}\right)^2} = \left(\frac{N_i}{N_j}\right) \sqrt{\left(\frac{1}{N_i}\right) + \left(\frac{1}{N_j}\right)} \quad (1.14)$$

1.3.4 O cálculo de α_X

A relação entre a variação na parametrização e a variação na temperatura efetiva da atmosfera é obtida a partir da diferença do número de múons produzidos por cada parametrização. Sabe-se que $X(h)_L > X(h)_K$ e que isso acarreta em $\rho_L < \rho_K$, portanto $T_L > T_K$ e $R_\mu^L > R_\mu^K$. Um fator de proporcionalidade α_X é definido da forma

$$\frac{R_\mu^L - R_\mu^K}{R_\mu^K} = \alpha_X \frac{X(h)_L - X(h)_K}{X(h)_K}$$

$$\frac{\Delta R_\mu}{\langle R_\mu \rangle} = \alpha_X \frac{\Delta X}{X}, \quad (1.15)$$

onde $\Delta X/X$ é calculado utilizando o valor médio de h para a região considerada. De posse do valor de α_X e considerando que a Ref. [2] apresenta uma dependência entre a variação da temperatura efetiva da atmosfera na forma

$$\frac{\Delta R_\mu}{\langle R_\mu \rangle} = \alpha_T \frac{\Delta T_{eff}}{\langle T_{eff} \rangle}, \quad (1.16)$$

onde $\alpha_T = 0,873 \pm 0,009$, considera-se a seguinte relação entre T_{eff} e $X(h)$:

$$\frac{\Delta T_{eff}}{\langle T_{eff} \rangle} = \left(\frac{\alpha_X}{\alpha_T} \right) \frac{\Delta X}{X}. \quad (1.17)$$

Dada a condição de que $R_\mu^L > R_\mu^K$, espera-se que o coeficiente α_X seja positivo e, consequentemente, α_X/α_T também.

Capítulo 2

Chuveiros atmosféricos extensos

2.1 Raios cósmicos

O primeiro indício da existência de raios cósmicos surgiu por volta de 1900, quando Wilson, Geitel e Elster [14] construíram um eletroscópio (aparelho usado para medir descargas elétricas) isolado por uma caixa fechada. Essa configuração aumentou a sensibilidade do aparelho como um todo e fez com que fosse possível perceber o surgimento espontâneo de descargas elétricas. Diante desse fato, haviam apenas duas óbvias soluções para o fenômeno: a suposição mais simples, levando em consideração as recentes descobertas feitas por Becquerel e pelo casal Curie, era de que a origem devia ser terrestre; a segunda solução, apontada por Wilson, era de que a origem podia ser extraterrestre, mas a falta de comprovação experimental acabou colocando a sua solução em descrédito [1]. Essa suposição só foi confirmada por outro físico, chamado Victor Hess¹, o qual, através de uma série de experimentos realizados com balões, foi responsável por confirmar que tais descargas são realmente originadas por fontes extraterrestres e são consequências de fenômenos conhecidos hoje pelo nome de raios cósmicos.

¹A descoberta dos raios cósmicos, feita por Hess, rendeu-lhe o prêmio Nobel em 1936 – o qual foi dividido com Carl Anderson, pela descoberta do pósitron.

2.1.1 Origens e características

Apesar dos raios cósmicos no regime de baixas energias serem de origem predominantemente solar, suas origens para regiões de altas energias ainda é um assunto pouco conhecido. Fontes como Active Galactic Nuclei (AGN) e Gamma Ray Bursts (GRB) – estes, originados por hipernovas –, podem ser explicações parciais para ela [15], mas não elucidam toda a questão. Outro problema se refere à direção, pois mesmo que se tenha essa informação da partícula primária, isso não indica onde está (ou estava) a fonte que a produziu. Tais partículas são continuamente espalhadas e defletidas por campos magnéticos interestelares, resultando na perda da informação sobre sua direção inicial. Apesar da falta de informação sobre a direção inicial, sabe-se que o fluxo de raios cósmicos é composto por 2% de elétrons e 98% de núcleos (ver tabela 2.1). Sobre esta última categoria, prótons compõem 87% do total, restando 12% para partículas α e apenas 1% para os núcleos mais pesados [16].

Composição		
Elétrons		2%
	Prótons	87%
Núcleos	Partículas α	12%
	Outros	1%

Tabela 2.1: A tabela apresenta a composição química das partículas primárias de raios cósmicos.

O espectro do fluxo de partículas por unidade de área em função da energia pode ser bem descrito através de uma lei de potência na forma

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\gamma}, \quad (2.1)$$

a qual é vista pelos resultados experimentais apresentados na figura 2.1 (a). O valor de γ varia para diferentes regiões do espectro: para energias de até 10^{15} eV, $\gamma = 2,68 \pm 0,02$ [17]. Este ponto, onde ocorre uma primeira mudança no valor de γ é conhecido como joelho. Um “segundo joelho” ocorre quando $E \approx 10^{17}$ eV. Nesse intervalo, $\gamma = 3,02 \pm$

0,03 [18]. Desse ponto até uma mudança conhecida como tornozelo ($E \approx 10^{19}$ eV), $\gamma = 3,33 \pm 0,04$ [19]. Para $E > 10^{19}$ eV, o índice diminui para $\gamma = 2,68 \pm 0,04$ [19]. Existe uma supressão no fluxo de raios cósmicos de ultra alta energia originados por fontes distantes (extragalácticas) devido à perda de energia causada pela interação entre o raio cósmico e a radiação de fundo [20]. Esse limite é conhecido como limite GZK² e assume o valor $GZK_{cutoff} \approx 6 \times 10^{19}$ eV [21]. Apesar da supressão existir e ter sido comprovada pelas colaborações HiRes³ [21] e Auger International Collaboration⁴ [22], existem eventos medidos acima desse limite e, conseqüentemente, diz-se que $\gamma = 4,2 \pm 0,1$ para $E > GZK_{cutoff}$ [19]. Diferentes elementos químicos produzem raios cósmicos, cada

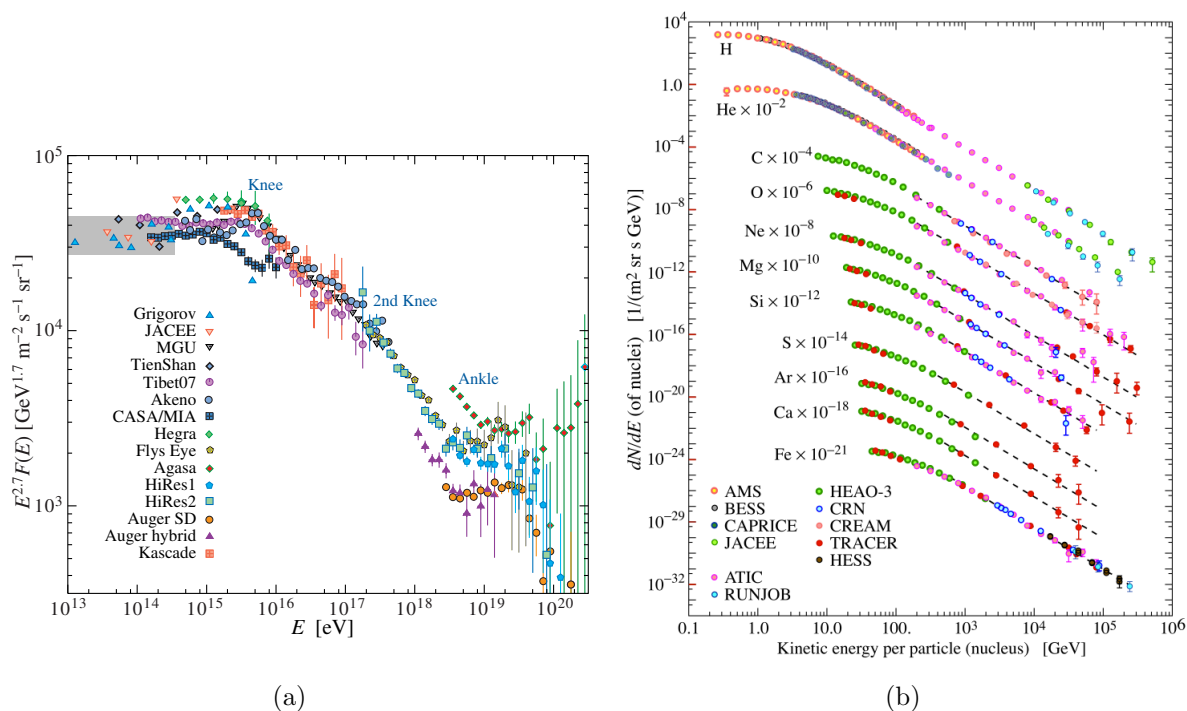


Figura 2.1: Espectro de energia dos raios cósmicos para a) diferentes experimentos e b) diferentes composições do primário [23].

um com um fluxo diferente – quanto mais pesado o elemento, menor o valor de dN/dE .

Tal resultado, apresentado pela figura 2.1 (b), é uma consequência direta da abundância

²Abreviação de Greisen-Zatsepin-Kuzmin. Esse valor também é referido como corte GZK.

³Acrônimo para High Resolution Fly's Eye Experiment – um observatório localizado no deserto de Utah (EUA).

⁴Experimento localizado em Malargüe, na Argentina. É o maior detector de raios cósmicos de ultra-alta energia do planeta, com detectores de radiação Cherenkov espalhados por uma área de mais de 3000 km^2 .

destes elementos no Universo.

2.2 A Atmosfera

A atmosfera terrestre é uma camada de elementos em suspensão presa ao planeta por causa da interação gravitacional. Até uma altitude de aproximadamente 110 km (região chamada de *homosfera*) a composição e concentração dos seus constituintes passivos (aqueles que não sofrem mudanças de fase nem reações químicas extensas) são considerados constantes com a altitude. N_2 e O_2 constituem 99% do volume total, restando apenas 1% para os outros elementos (principalmente Ar , CO_2 e H_2O) [24].

O atual modelo atmosférico é baseado em diferentes camadas, como pode ser visto na figura 2.2. Pelo fato da atmosfera ser um sistema dinâmico e caótico, as altitudes das interfaces dessas camadas sofrem variações temporais e geográficas.

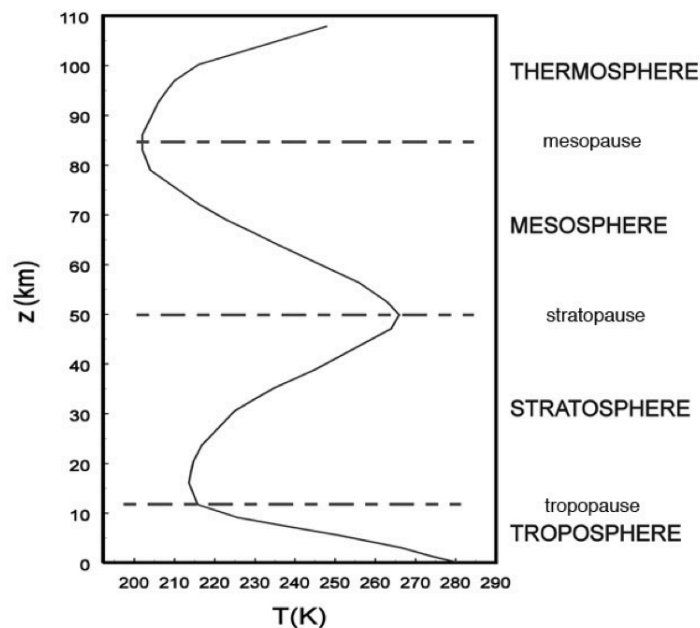


Figura 2.2: A figura apresenta as diferentes camadas da atmosfera de acordo com a altitude, bem como a variação de temperatura sofrida em cada uma delas. Tais valores são sempre aproximados, visto que eles podem variar de acordo com cada local do planeta e ao longo dos anos [25].

A primeira camada, mais próxima da superfície, é chamada de troposfera e contém ~85% de toda a massa da atmosfera. Ela contém essencialmente todo o vapor de água

existente e quase todos os fenômenos responsáveis pelo que chamamos de *clima* ou *tempo* ocorrem nessa região. Nela, a temperatura decresce à medida que a altitude aumenta até uma região chamada de tropopausa – onde a temperatura permanece aproximadamente constante. O decréscimo da temperatura se deve ao fato de que a superfície terrestre é o principal elemento a transmitir calor para o ar. Acima da tropopausa a temperatura assume um comportamento inverso – dando lugar à região chamada estratosfera. A inversão no comportamento dessa temperatura se deve ao O_3 existente nessa parte da atmosfera. Por ser o principal responsável por absorver a maior parte da radiação UV produzida pelo Sol, a porção superior de ozônio (localizada a uma altitude de aproximadamente 30 km [26]) acaba sendo a fonte imediata de calor da estratosfera. A termosfera, mesosfera e suas respectivas interfaces assumem uma densidade tão baixa que não existem eventos importantes para o propósito desta pesquisa. Mais detalhes podem ser encontrados nas Ref. [24, 25, 26]. Apesar de não existir nenhuma interrupção abrupta na densidade da atmosfera, existe uma linha definida pela FAI⁵ que pode ser utilizada para definir aonde começa, efetivamente, o espaço. Essa linha é conhecida como linha de Kármán, ela se situa a aproximadamente 100 km de altitude e é definida para separar a aeronáutica da astronáutica.

2.2.1 A aproximação isotérmica

A figura 2.2 demonstra uma clara relação entre a temperatura da atmosfera e a altitude. Um modelo simplificado é construído utilizando, como premissa, a existência de uma temperatura efetiva da atmosfera, a qual é definida a partir de uma média ponderada pela massa existente em cada camada. Por fim, considera-se que os constituintes passivos da atmosfera sofrem poucas interações, fazendo com que seja possível aproximar esse modelo de gases para um modelo de gás ideal e, portanto,

$$pV = NRT \quad \Longrightarrow \quad p = \frac{N}{V}RT \quad \Longrightarrow \quad \rho = \frac{p}{RT}. \quad (2.2)$$

⁵Sigla para *Fédération Aéronautique Internationale* – Federação Aeronáutica Internacional.

Como a variação da pressão dp em função da altitude dz se comporta da forma

$$dp = -\rho g dz, \quad (2.3)$$

onde ρ é a densidade da atmosfera, e substituindo (2.2) em (2.3), obtém-se

$$dp = -\frac{pg}{RT} dz.$$

Levando em consideração a premissa de que a temperatura atmosférica é constante e que a mudança sofrida no valor de g é suficientemente pequena, pode-se dizer que o termo g/RT é constante, levando a

$$\int_{P_0}^P \frac{dp}{p} = -\int_0^h \frac{g}{RT} dz \quad \Longrightarrow \quad \ln\left(\frac{P}{P_0}\right) = -\frac{g}{RT} h$$

$$P(h) = P_0 e^{-\frac{h}{H}}; \quad H = \frac{RT}{g}. \quad (2.4)$$

Analogamente à pressão, a densidade atmosférica $\rho(h)$ também assume um comportamento exponencial:

$$\rho = \frac{N}{V} = \frac{N}{NRT/P}$$

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-\frac{h}{H}}; \quad \rho_0 = \frac{P_0}{RT} \quad (2.5)$$

Apesar da variação de temperatura vista na figura 2.2, a aproximação isotérmica apresenta um comportamento satisfatório para $P(h)$, se comparado com os resultados experimentais [25].

2.2.2 O caso não-isotérmico

Caso seja colocada uma dependência da temperatura com a altitude e mantendo as premissas de que a atmosfera se comporta como um gás ideal e de que o valor de g é constante, o resultado final é obtido de forma similar:

$$dp = -\frac{pg}{RT(z)}dz$$

$$\int_{P_0}^P \frac{dp}{p} = -\int_0^h \frac{g}{RT(z)}dz \quad \Rightarrow \quad \ln\left(\frac{P}{P_0}\right) = -\int_0^h \frac{g}{RT(z)}dz$$

$$P(h) = P_0 e^{-\int_0^h \frac{g}{RT(z)}dz}, \quad (2.6)$$

$$\rho(h) = \frac{P_0}{RT(h)} e^{-\int_0^h \frac{g}{RT(z)}dz}. \quad (2.7)$$

Vale ressaltar que o comportamento exponencial desses parâmetros descreve a compressibilidade dos gases.

2.3 Chuveiros atmosféricos extensos

O resultado da interação entre um raio cósmico de alta energia e algum elemento da atmosfera terrestre é responsável por gerar uma cascata de partículas mais leves, as quais acabam decaindo ou sofrendo alguma das duas possíveis formas de interação: a primeira delas é chamada de interação eletromagnética e é responsável por produzir elétrons, pósitrons e fótons. Já a segunda é chamada de interação hadrônica. Essa interação tende a produzir káons e píons, os quais são de fundamental importância nesta pesquisa, pois seus decaimentos são responsáveis pela produção dos múons. À medida que a energia de um EAS aumenta, existe um aumento na produção de mésons mais pesados, de forma que káons e hádrons charmosos passam a assumir uma maior relevância no fluxo de múons

que alcança a superfície [16]. A tabela 2.2 apresenta os principais decaimentos de káons e píons responsáveis, de forma direta e indireta, pela produção de múons.

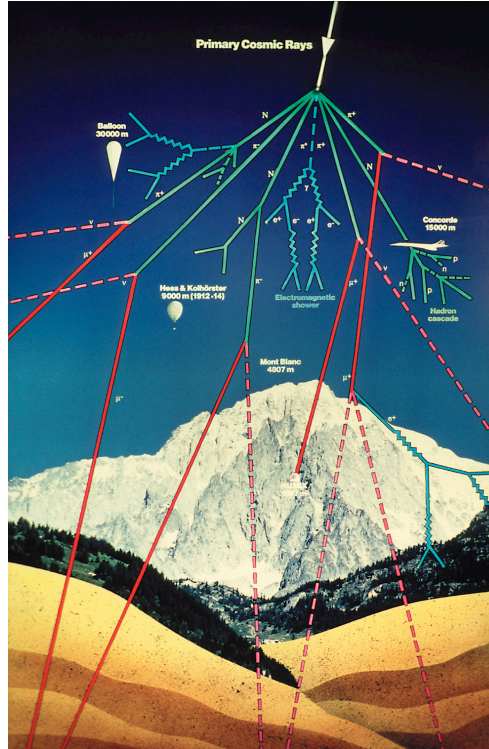


Figura 2.3: Representação de um chuveiro atmosférico extenso.

Canal	Γ_i/Γ_T	τ (s)
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	100%	$2,60 \times 10^{-8}$
$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	100%	$2,60 \times 10^{-8}$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	20,66%	$1,24 \times 10^{-8}$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	5,59%	$1,24 \times 10^{-8}$
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	63,55%	$1,24 \times 10^{-8}$
$K^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-$	4,79%	$1,24 \times 10^{-8}$
$K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$	20,05%	$1,24 \times 10^{-8}$
$K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	62,76%	$1,24 \times 10^{-8}$
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	69,20%	$0,89 \times 10^{-10}$
$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp \nu_e$	40,55%	$5,12 \times 10^{-8}$
$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp \nu_\mu$	27,04%	$5,12 \times 10^{-8}$
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	12,54%	$5,12 \times 10^{-8}$

Tabela 2.2: Canais de decaimento que contribuem para a produção de múons, suas razões de ramificação e seus respectivos tempos de vida médios [23].

A dinâmica de todos esses processos está intrinsecamente associada à estrutura química e física da atmosfera, tornando claro o fato de que diferentes modelos ou para-

metrizações atmosféricas geram resultados finais diferentes.

2.4 Detectores de raios cósmicos

Diferentes métodos para detecção de raios cósmicos foram desenvolvidos desde sua descoberta, pouco mais de um século atrás, os quais podem ser divididos em quatro categorias: *i)* detectores espaciais, *ii)* com balões, *iii)* de superfície e *iv)* subterrâneos. Cada categoria mede o fluxo e as características dos raios cósmicos em diferentes faixas de energia e em cada uma existe uma vasta lista de experimentos, cada qual com seu próprio tipo de instrumentação. Apesar disso, os métodos mais comuns para detectar esse tipo de fenômeno incluem cintiladores plásticos, detectores baseados em emissão de radiação Cherenkov, detectores de fluorescência e detectores de silício.

Raios cósmicos de baixa energia podem ser estudados através de experimentos espaciais, como o NINA⁶ – um experimento de satélite, cujo objetivo era detectar núcleos de raios cósmicos com energia cinética entre 10 e 200 MeV –, PAMELA⁷ (outro experimento de satélite) ou AMS⁸, este último, localizado na Estação Espacial Internacional.

Uma outra faixa de energia pode ser estudada através de experimentos com balões, como os experimentos CREAM⁹ – um experimento com o propósito de medir o espectro de raios cósmicos com energias entre 10^{11} e 10^{15} eV através de uma série de vôos de longa duração com balões – ou BESS¹⁰, cujo principal objetivo era quantificar o fluxo de antimatéria, permitindo estudos associados à violação de simetria CP.

Experimentos de superfície são sensíveis a raios cósmicos acima de um limite mínimo de energia, além de serem mais apropriados para o estudo de eventos de ultra-alta energia. Entre eles, podem ser destacados os experimentos KASCADE¹¹ – experimento para o qual o algoritmo de simulação de EAS utilizado nesta pesquisa foi inicialmente

⁶Sigla para *New Instrument for Nuclear Analysis*.

⁷Acrônimo para *Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*.

⁸Sigla para *Alpha Magnet Spectrometer*.

⁹Sigla para *Cosmic Ray Energetic and Mass*.

¹⁰Sigla para *Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer*.

¹¹Acrônimo para *Karlsruhe Shower Core and Array Detector*.

desenvolvido –, realizado em Karlsruhe, na Alemanha e o Observatório de raios cósmicos Pierre Auger, o qual utiliza detectores híbridos, cujas medidas são feitas somando as medidas realizadas por detectores que utilizam os métodos de emissão de radiação Cherenkov e fluorescência.

Detectores subterrâneos têm uma blindagem natural, medindo apenas partículas mais penetrantes, como os múons. O experimento MINOS – foco desta pesquisa –, apesar de não ser um experimento cujo principal propósito seja o estudo de raios cósmicos, utiliza cintiladores plásticos para detectar a passagem de múons, tornando possível a análise de eventos de chuviros atmosféricos extensos.

Capítulo 3

Simulação de raios cósmicos:

CORSIKA

Este capítulo aborda como o CORSIKA realiza uma simulação de um chuvaire atmosférico extenso. As próximas seções são destinadas a: *i)* explicar as características e modelos presentes no pacote CORSIKA; *ii)* descrever os parâmetros de entrada das simulações; *iii)* apresentar os processos físicos que ocorrem durante a simulação. Sobre este último tópico, foram descritos apenas os processos mais relevantes para o entendimento de como o fluxo de múons é simulado, como os processos referentes às interações eletromagnéticas – perda de energia por ionização, produção de pares e bremsstrahlung – e interações fracas – como os decaimentos de píons e káons, os principais responsáveis pela produção da componente muônica do chuvaire.

3.1 O CORSIKA

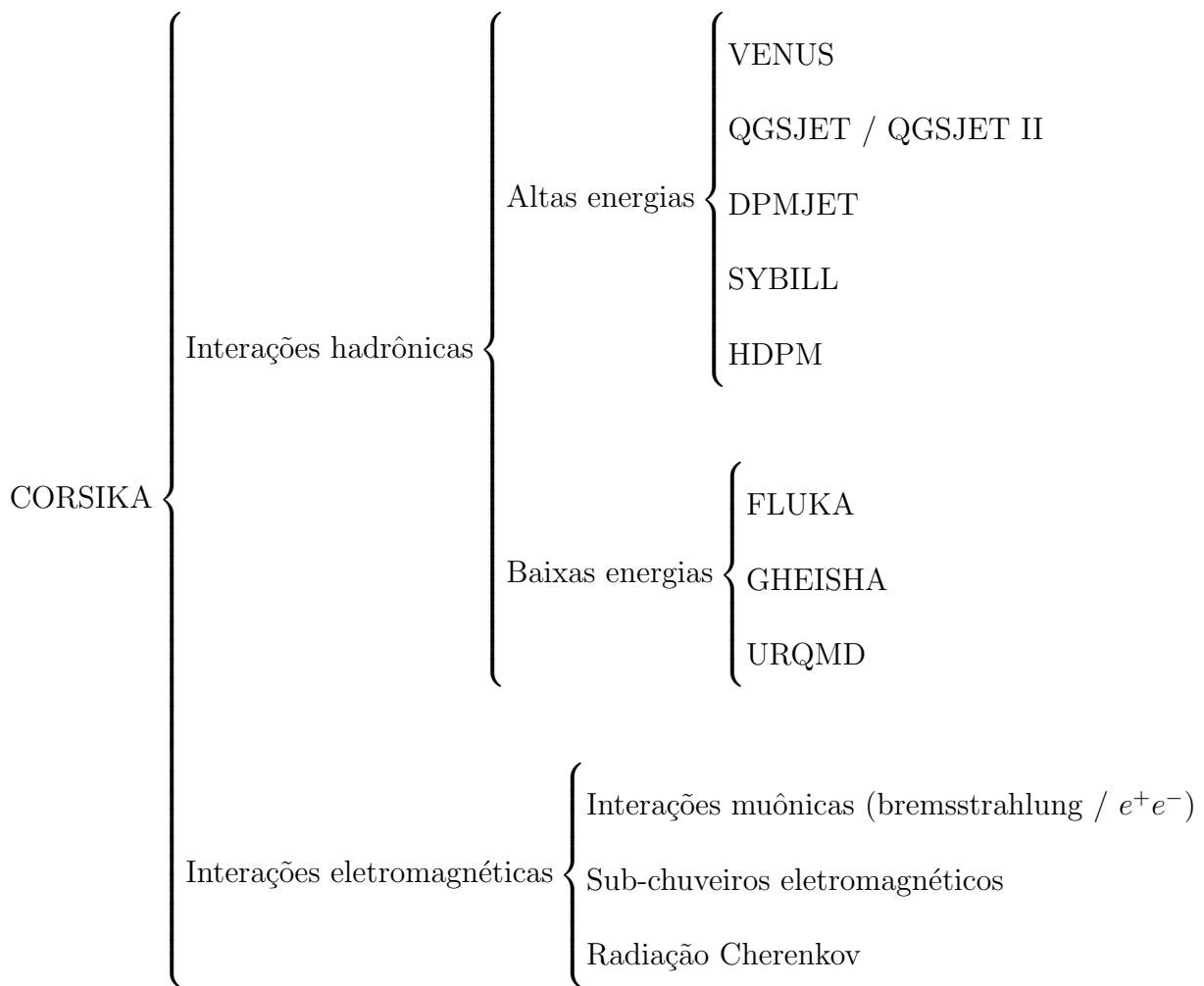
O CORSIKA é um programa que usa o método Monte Carlo para simular o desenvolvimento de chuviros atmosféricos extensos resultantes da interação de diferentes tipos de partículas – desde fótons até núcleos de Fe – com a atmosfera terrestre. Seu sistema é modular e conta com um conjunto de modelos físicos válidos para diferentes faixas de energia e tipos de interações [27].

O método Monte Carlo está intrinsecamente associado a uma boa escolha de números aleatórios, para isso, o CORSIKA utiliza um gerador de números pseudo-aleatórios conhecido como RANMAR, na versão implementada pelo CERN¹, o qual satisfaz estritos testes de aleatoriedade e uniformidade [27], além de ser suficientemente rápido. A sequência de números aleatórios é restrita ao intervalo $[0,1)$ [28].

Existem diversas informações iniciais necessárias para o início da simulação. As principais são a composição química da partícula primária que irá colidir com a atmosfera terrestre, a energia desejada, os ângulos zenital e azimutal referentes à partícula primária e os valores mínimos de energia definidos para os cortes de seleção associados a hádrons, múons, elétrons e fótons produzidos no processo. Os valores da energia e dos ângulos de incidência da partícula primária podem ser fixos ou assumir valores contidos em faixas de energia e ângulos de interesse. Tais valores, além das escolhas de interação ou decaimento durante o processo de simulação do chuviro, serão escolhidos através da sequência de números pseudo-aleatórios produzidos pelo algoritmo RANMAR.

Diversos modelos são utilizados para tratar da simulação, cada um sendo responsável por tratar de determinado tipo de interação em um determinado espectro de energia. Uma representação sucinta dos modelos utilizados pelo CORSIKA é feita a seguir, mas podem ser vistos com mais detalhes na Ref. [27]:

¹Acrônimo para *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* – Conselho Europeu para a Pesquisa Nuclear.



3.2 A simulação de EAS

A simulação de EAS realizada pelo CORSIKA funciona com alguns elementos sendo determinados pelo usuário e outros sendo decididos aleatoriamente pelo algoritmo. Determinam-se valores – ou os limites mínimo e máximo permitidos – para algumas características associadas ao raio cósmico, tais como a sua composição, a energia no instante em que ele entra ou interage com a atmosfera, ângulos zenital e azimutal, valor do campo geomagnético, opções associadas à atmosfera, entre outros. Por fim, vale ressaltar que o algoritmo está baseado em um gerador de números pseudo-aleatórios, portanto a sequência de números gerada pode ser completamente controlada a partir do valor da semente² inserido no início

²A semente é uma variável ou um vetor – um conjunto de variáveis – responsável por determinar uma sequência de números pseudo-aleatórios.

da simulação. A figura 3.1 é um exemplo de um arquivo de entrada de dados do CORSIKA. A execução da simulação resulta em diferentes arquivos de saída – em formato binário ou ASCII –, estes com diversas tabelas e informações referentes às partículas que alcançaram o nível de observação³ especificado no início da simulação. Tais dados podem ser utilizados para criar novos arquivos, de forma que possam ser utilizados em ambientes desenvolvidos para análise de dados. De todos os parâmetros de entrada apresentados na

```

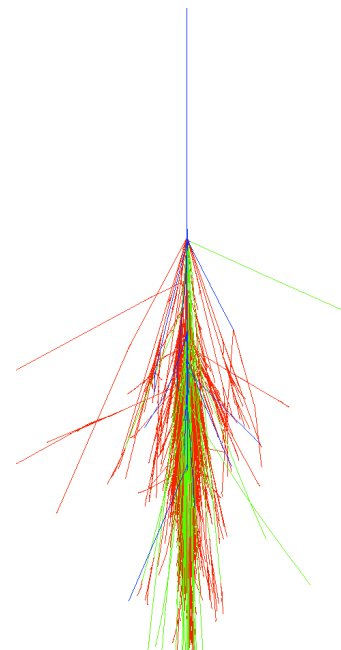
RUNNR 1
EVTNR 1
NSHOW 1
PRMPAR 14
ESLOPE -2.7
ERANGE 1.E3 1.E3
THETAP 20. 20.
PHIP -180. 180.
SEED 1 0 0
SEED 2 0 0
OBSLEV 110.E2
FIXCHI 0.
MAGNET 20.0 42.8
HADFLG 0 0 0 0 0 2
ECUTS 0.3 0.3 0.003 0.003
MUADDI T
MUMULT T
ELMFLG T T
STEPFC 1.0
RADNKG 200.E2
ARRANG 0.
LONGI T 20. T T
ECTMAP 1.E3
MAXPRT 100
DIRECT ./
DATABAS T
PAROUT T F
USER you
DEBUG F 6 F 1000000
EXIT

```

```

run number
number of first shower event
number of showers to generate
particle type of prim. particle
slope of primary energy spectrum
energy range of primary particle
range of zenith angle (degree)
range of azimuth angle (degree)
seed for 1. random number sequence
seed for 2. random number sequence
observation level (in cm)
starting altitude (g/cm**2)
magnetic field centr. Europe
flags hadr.interact.&fragmentation
energy cuts for particles
additional info for muons
muon multiple scattering angle
em. interaction flags (NKG,EGS)
mult. scattering step length fact.
outer radius for NKG lat.dens.distr.
rotation of array to north
longit.distr. & step size & fit & out
cut on gamma factor for printout
max. number of printed events
output directory
write .dbase file
write DAT file
user
debug flag and log.unit for out
terminates input

```



(a)

(b)

Figura 3.1: (a) Exemplo de um arquivo de entrada padrão do CORSIKA. (b) Representação gráfica de um chuva simulado pelo CORSIKA. Cada cor representa uma componente do chuva: as linhas verdes, azuis e vermelhas representam as componentes muônica, hadrônica e eletromagnética, respectivamente.

figura 3.1 (a), valem ser destacados:

- **NSHOW:** Determina o número de chuvas a ser simulado.
- **ERANGE:** Determina a faixa de valores de energia válida para os primários.
- **THETAP:** Determina a região válida para a escolha do ângulo zenital do primário.

³O nível de observação refere-se à altitude, em relação ao nível do mar, onde o suposto detector está localizado.

- PHIP: Determina a região válida para a escolha do ângulo azimutal do primário.
- OBSLEV: Determina a altitude do nível de observação.
- MAGNET: Define os valores referentes ao campo geomagnético local (B_x e B_z).
- ECUTS: São os valores mínimos de energia para hádrons, múons, elétrons e fótons produzidos ao longo da evolução do EAS. Qualquer partícula com energia abaixo do seu respectivo corte deixa de ser acompanhada pela simulação.

3.3 Livre caminho médio das partículas

A distância percorrida por uma partícula depende de três fatores principais: seu tempo de vida médio – intrinsecamente associado à sua probabilidade de decair –, sua seção de choque e a densidade local da atmosfera. Tais condições definem se haverá uma interação ou um decaimento. Partículas estáveis têm apenas a probabilidade de interagir, para as outras existe uma competição entre tais processos.

3.3.1 Múons

As simulações consideram apenas decaimentos de múons, produção de pares e^+e^- ou bremsstrahlung. Enquanto o múon é seguido pela simulação, existem apenas dois processos que podem ocorrer: interação ou decaimento. Em caso de interação, o livre caminho médio λ dos múons está associado a uma função que descreve sua probabilidade de interagir, na forma

$$P_{int}(\lambda) = \frac{1}{\lambda_{int}} e^{-\frac{\lambda}{\lambda_{int}}}, \quad (3.1)$$

a qual é limitada pelo termo λ_{int} , que relaciona a seção de choque σ_{int} para os eventos acima citados e a densidade da atmosfera m_{atm} :

$$\lambda_{int} = \frac{m_{atm}}{\sigma_{int}}, \quad (3.2)$$

onde $m_{atm} = 14,54$ g/mol é o peso atômico médio do ar e $[\lambda] = \text{g/cm}^2$.

Caso um decaimento seja escolhido, seu caminho médio percorrido até decair é definido por

$$\ell_D = c\tau_\mu\gamma_\mu\beta_\mu = \frac{\tau_\mu v_\mu}{\sqrt{1 - (\frac{v_\mu}{c})^2}}. \quad (3.3)$$

Analogamente ao caso da interação, ℓ_D é o fator que determina a probabilidade de um múon decair ao percorrer um caminho ℓ :

$$P_D(\ell) = \frac{1}{\ell_D} e^{-\frac{\ell}{\ell_D}}. \quad (3.4)$$

Vale notar que a relação entre λ e $X(h)$ ocorre de forma direta, visto que $[\lambda] = [X(h)]$. Já no caso do caminho percorrido em caso de decaimento, é necessário que haja um vínculo para ligar ℓ (cm) e $X(h)$ (g/cm²):

$$\lambda(h, \theta) = \frac{X(h) - X(h_0)}{\cos \theta} \quad (3.5)$$

ou

$$f(\ell, h, \theta) \equiv \lambda(h, \theta) = \frac{X(h_0 - \ell \cos \theta) - X(h_0)}{\cos \theta}, \quad (3.6)$$

onde h_0 é a altitude onde o múon foi originado.

Os termos γ_μ e β_μ na equação (3.3) dependem de ℓ , fazendo com que seja obtido um decaimento mais curto. Em uma boa aproximação [27], ℓ é determinado de forma que

$$\int_0^\ell \frac{d\ell}{\gamma_\mu(\ell)\beta_\mu(\ell)} = -c\tau_\mu \ln(N_A), \quad (3.7)$$

onde o lado direito, determina quando o decaimento – no referencial do múon – acontece. Essa escolha é definida pelo termo N_A , um número aleatório escolhido no intervalo [0,1).

O fator de Lorentz $\gamma(\ell)$ resulta da expressão

$$\gamma(\ell) = \gamma_0 + \frac{dE}{dx}(\gamma_0) \frac{X(h) - X(h_0)}{m_\mu \cos \theta}, \quad (3.8)$$

onde $\frac{dE}{dx}(\gamma_0)$ é a perda de energia por ionização, γ_0 e $X(h_0)$ são o fator de Lorentz e a medida da profundidade da atmosfera – ou seja, a quantidade de atmosfera que existe acima de h_0 – referentes ao múon quando ele foi criado. Desconsiderando a variação dE/dx durante a iteração da simulação e assumindo que $\beta \approx 1$, o alcance do múon pode ser calculado analiticamente para uma atmosfera que tenha um comportamento exponencial (exatamente como é o modelo simulado). Com tais considerações, a expressão (3.7) assume a forma

$$-c\tau_\mu \ln(N_A) = \int_0^\ell \frac{d\ell}{\gamma_\mu \beta_\mu} \approx \int_0^\ell \frac{d\ell}{\gamma(\ell)} = \frac{c_i}{d_i \cos \theta} \ln \left(\frac{\gamma_0(d_i - \gamma)}{\gamma(d_i - \gamma_0)} \right), \quad (3.9)$$

onde

$$d_i = \gamma_0 - \frac{dE}{dx}(\gamma_0) \frac{X(h_0) - a_i}{m_\mu \cos \theta} = \gamma_0 + \epsilon_i$$

e os parâmetros a_i , b_i e c_i são os parâmetros apresentados nas tabelas 1.3 e 1.4. Isolando γ na expressão (3.9) obtém-se

$$\gamma = \frac{\gamma_0 d_i}{\gamma_0 + \epsilon_i \exp(c\tau_\mu \ln(N_A) d_i \cos \theta / c_i)}. \quad (3.10)$$

Esse fator de Lorentz é alterado apenas após uma mudança entre as cinco camadas da atmosfera, sendo diminuído devido à perda de energia por ionização, a qual é calculada a partir da fórmula de Bethe-Bloch

$$dE_i = \frac{\lambda \gamma^2 z^2}{\gamma^2 - 1} \kappa_1 (\ln(\gamma^2 - 1) - \beta^2 + \kappa_2). \quad (3.11)$$

O novo fator γ , após a perda de energia, é dado por

$$\gamma_i = \gamma_0 - \frac{X(h_i) - X(h_0)}{m_\mu \cos \theta} \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2 - 1} \kappa_1 (\ln(\gamma^2 - 1) - \beta^2 + \kappa_2) \quad (3.12)$$

e os termos $\kappa_1 = 0,153287 \text{ MeV.cm}^2/\text{g}$ e $\kappa_2 = 9,386417 \text{ MeV.cm}^2/\text{g}$ são constantes referentes à atmosfera. Caso o valor de (3.12) exceda o valor de (3.10), o múon irá decair antes

de trocar de camada atmosférica. Caso contrário, a quantidade $c\tau_\mu \ln(N_A)$ da camada $i - 1$ é substituída por

$$[c\tau_\mu \ln(N_A)]_{i-1} = [c\tau_\mu \ln(N_A)]_i - \frac{h_0 - h_i + c_i \ln(\gamma_0/\gamma_i)}{d_i \cos \theta}. \quad (3.13)$$

A partir daí o múon é acompanhado até a próxima camada, na qual pode decair, produzir eventos como bremsstrahlung ou produção de pares ou alcançar o nível de observação.

3.4 Interações fracas

As interações fracas são responsáveis pelos decaimentos de píons e káons, os principais responsáveis pela produção dos múons que alcançam a superfície terrestre.

3.4.1 Decaimento de 2 corpos

Em um decaimento de 2 corpos, onde $A \rightarrow BC$, as condições inicial e final do centro de massa do sistema são:

- Condição inicial:

$$\vec{p}_T = 0; \quad (3.14)$$

$$E = m_A \quad (3.15)$$

- Condição final:

$$\vec{p}_T = \vec{p}_B + \vec{p}_C = 0 \Rightarrow |\vec{p}_B| = |\vec{p}_C| = p \quad (3.16)$$

$$m_A = \sqrt{m_B^2 + p^2} + \sqrt{m_C^2 + p^2} = \sqrt{m_B^2 + p^2} + \sqrt{m_C^2 + p^2} \quad (3.17)$$

Isolando p na expressão (3.17) obtém-se

$$p = \frac{1}{2m_A} \sqrt{(m_A^2 - m_B^2 - m_C^2)^2 - 4m_B^2 m_C^2},$$

resultado suficiente para descrever as energias das partículas filhas,

$$E_B = \frac{m_A^2 + m_B^2 - m_C^2}{2m_A} \quad (3.18)$$

e

$$E_C = \frac{m_A^2 - m_B^2 + m_C^2}{2m_A}, \quad (3.19)$$

e, conseqüentemente, seus respectivos fatores de Lorentz:

$$\gamma_B = \frac{m_A^2 - m_B^2 + m_C^2}{2m_A m_B} \quad (3.20)$$

e

$$\gamma_C = \frac{m_A^2 + m_B^2 - m_C^2}{2m_A m_C}. \quad (3.21)$$

Uma rápida transformação de γ_i para o referencial do laboratório possibilita a descrição dos ângulos das partículas filhas em relação à direção da partícula mãe:

$$\gamma_{iab} = \gamma_A \left(\gamma_i + \beta_A \cos \theta_{icm} \sqrt{\gamma_i^2 - 1} \right) \quad (3.22)$$

$$\cos \theta_{iab} = \frac{\gamma_A \gamma_{iab} - \gamma_i}{\gamma_A \beta_A \sqrt{\gamma_{iab}^2 - 1}}; \quad i = B, C \quad (3.23)$$

3.4.2 Decaimento de 3 corpos

Decaimentos de três corpos precisam utilizar diagramas de Dalitz, visto que as energias das partículas produzidas podem assumir quaisquer valores dentro de uma faixa de energia cinematicamente aceita. As leis de conservação de momento e energia garantem que tais partículas estejam em um mesmo plano e dividam a energia de centro de massa da partícula mãe. O diagrama de Dalitz fornece uma função densidade de probabilidade de decaimento dependente de p_{12} e p_{13} , onde as variáveis $p_{ik} = p_i + p_k$ são as somas dos momentos de duas partículas, e tal função depende diretamente do elemento de matriz

$|\mathcal{M}|^2$. Os valores referentes às energias das partículas secundárias, bem como os ângulos ψ (referente ao plano no qual elas decaem), θ e ϕ – os quais definem suas respectivas direções – são escolhidos aleatoriamente.

3.4.3 Decaimentos dos π^\pm

Píons decaem no canal $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ com uma razão de ramificação $\Gamma_i/\Gamma = 99,9\%$ [23], fazendo com que este seja o único canal considerado pelo CORSIKA. Neste decaimento de dois corpos faz-se a aproximação de que $m_\nu \rightarrow 0$, o que resulta em

$$E_\mu = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2m_\pi}. \quad (3.24)$$

O resultado encontrado para E_μ , calculado no referencial do centro de massa, permite encontrar o valor de γ_μ . O ângulo θ_μ – ainda no referencial do centro de massa – é escolhido aleatoriamente dentre um conjunto de valores possíveis e, por fim, o ângulo $\theta_{\mu_{lab}}$ é encontrado a partir da conversão de γ_μ para o referencial do laboratório.

$$\gamma_{\mu_{lab}} = \gamma_\pi \left(\gamma_\mu + \beta_\pi \cos \theta_\mu \sqrt{\gamma_\mu^2 - 1} \right) \quad (3.25)$$

e

$$\cos \theta_{\mu_{lab}} = \frac{\gamma_\pi \gamma_{\mu_{lab}} - \gamma_\mu}{\gamma_\pi \beta_\pi \sqrt{\gamma_{\mu_{lab}}^2 - 1}}. \quad (3.26)$$

3.4.4 Decaimentos dos káons

Káons podem sofrer decaimentos de 2 e 3 corpos, obedecendo aos canais apresentados na tabela 3.1.

Para decaimentos de káons em 3 píons, $|\mathcal{M}|^2$ é uma expansão dada por

$$|\mathcal{M}|^2 \propto 1 + g \left(\frac{s_3 - s_0}{m_{\pi^+}^2} \right) + h \left(\frac{s_3 - s_0}{m_{\pi^+}^2} \right)^2 + j \left(\frac{s_2 - s_1}{m_{\pi^+}^2} \right) + k \left(\frac{s_2 - s_1}{m_{\pi^+}^2} \right)^2, \quad (3.27)$$

Canal	Γ_i/Γ_T	Canal	Γ_i/Γ_T
$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$	63,5%	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	68,6%
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$	21,2%	$K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$	31,4%
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$	5,6%	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp \nu_e$	38,7%
$K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu_e$	4,8%	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp \nu_\mu$	27,1%
$K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu_\mu$	3,2%	$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$	21,8%
$K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^\pm$	1,7%	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	12,4%

Tabela 3.1: Canais de decaimento e as respectivas razões de ramificação utilizados no CORSIKA.

onde

$$s_i = (p_K - p_i)^2 = (m_K - m_i)^2 - m_K T_i; \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.28)$$

$$s_0 = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 s_i = \frac{1}{3} (m_K^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2), \quad (3.29)$$

T_i é a energia cinética das partículas e os coeficientes g , h e k são apresentados na tabela 3.2.

Canal	g	h	k
$K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$	-0,22	0,01	-0,01
$K^\pm \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^\pm$	0,59	0,035	0,0
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	0,67	0,08	0,01
$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$	0,0	-0,00033	0,0

Tabela 3.2: Coeficientes referentes aos decaimentos de káons em 3 píons.

Caso seja um decaimento leptônico, a função densidade de probabilidade pode ser descrita por

$$|\mathcal{M}|^2 \propto G_+^2 \left[m_K (2E_{\ell_{cm}} E_{\nu_{cm}} - m_K E'_\pi) + m_\ell^2 \left(\frac{1}{4} E'_\pi - E_{\nu_{cm}} \right) \right. \\ \left. + H m_\ell^2 \left(E_{\nu_{cm}} - \frac{1}{2} E'_\pi \right) + H^2 \frac{1}{4} m_\ell^2 E'_\pi \right] \quad (3.30)$$

onde m_ℓ é a massa do lépton,

$$H = \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{m_\pi^2} (\lambda_0 - \lambda_+) G_-, \quad (3.31)$$

$$G_\pm = 1 \pm \lambda_+ \frac{m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_{\pi cm}}{m_\pi^2}, \quad (3.32)$$

$$E'_\pi = \frac{m_K^2 + m_\pi^2 - m_\ell^2}{2m_K} - E_{\pi cm} \quad (3.33)$$

e os parâmetros λ_+ e λ_0 são apresentados na tabela 3.3.

Canal	λ_+	λ_0
$K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu_e$	0,028	0,0
$K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu_\mu$	0,033	0,004
$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$	0,03	0,0
$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$	0,034	0,025

Tabela 3.3: A tabela apresenta os valores referentes aos parâmetros λ_+ e λ_0 para os decaimentos leptônicos dos káons.

3.4.5 Decaimentos dos μ^\pm

Múons podem decair apenas da forma $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e \nu_\mu$, onde a distribuição da energia do elétron produzido é dada por

$$\frac{dN_e}{dE_{e cm}} \propto 3 \frac{m_\mu^2 + m_e^2}{2m_\mu} E_{e cm}^2 - 2E_{e cm}^3 \quad (3.34)$$

e a energia de centro de massa do elétron $E_{e cm}$ é escolhida aleatoriamente. A direção do elétron tem uma correlação com a polarização longitudinal do múon dada por

$$\cos \theta_{e cm} = \zeta \frac{\sqrt{1 + A(2 \cos \delta + A)} - 1}{A}, \quad (3.35)$$

a qual é determinada à partir de um ângulo δ – uniformemente distribuído –, $\zeta = \mp 1$ para μ^\pm e x é a razão da energia do elétron com seu valor máximo.

$$A = \frac{1 - 2x}{2x - 3}; \quad x = \frac{2m_\mu E_{e_{cm}}}{m_\mu^2 + m_e^2}$$

Por adição angular da direção de polarização do múon, obtém-se o ângulo de emissão do elétron $\theta_{e_{cm}}^*$ relativo à direção do múon. Uma transformação de Lorentz leva aos valores de energia e direção no referencial do laboratório

$$E_{e_{lab}} = m_e \gamma_{e_{lab}} = \gamma_\mu (E_{e_{cm}} + \beta_\mu p_{e_{cm}} \cos \theta_{e_{cm}}^*) \quad (3.36)$$

$$\cos \theta_{e_{lab}} = \frac{\gamma_\mu}{m_e \sqrt{\gamma_{e_{lab}}^2 - 1}} (p_{e_{cm}} \cos \theta_{e_{cm}}^* + \beta_\mu E_{e_{cm}}) \quad (3.37)$$

3.5 Interações eletromagnéticas

As interações eletromagnéticas que podem ocorrer com um múon são a perda de energia por ionização, a produção de fótons por efeito bremsstrahlung e produção de pares e^+e^- . A perda de energia por ionização – equação (3.11) – já foi abordada anteriormente e, portanto, esta seção apresenta apenas os dois últimos processos citados.

3.5.1 Bremsstrahlung

A simulação da produção de bremsstrahlung por múons começa com a seção de choque diferencial para a emissão de um fóton originado por esse processo, dada por

$$\frac{d\sigma}{dv} = \frac{N}{v} \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}v + v^2 \right) \Phi(\delta); \quad \delta = \frac{m_\mu^2}{2E} \frac{v}{1-v} \quad (3.38)$$

onde k é a energia do fóton emitido, $v = k/E$ é a fração de energia entre o múon e o fóton e N é uma constante de normalização. O valor de $\Phi(\delta)$ depende do valor de Z do meio

atravessado:

$$\Phi(\delta) = \begin{cases} \ln\left(\frac{189m_\mu}{m_e Z^{1/3}}\right) - \ln\left(\frac{189m_\mu}{m_e Z^{1/3}}\delta + 1\right); & Z \leq 10 \\ \ln\left(\frac{189m_\mu}{m_e Z^{1/3}}\right) - \ln\left(\frac{189m_\mu}{m_e Z^{1/3}}\delta + 1\right) + \ln\left(\frac{2}{3}Z^{-1/3}\right); & Z > 10 \end{cases} \quad (3.39)$$

A energia k do fóton emitido está limitada entre uma energia mínima k_{min} e a maior energia cinematicamente possível k_{max} :

$$v_{min} = \frac{k_{min}}{E} \leq v \leq \left(1 - \frac{3}{4} \frac{Z^{1/3} m_\mu}{E} \sqrt{e}\right) = v_{max}. \quad (3.40)$$

A expressão (3.38) pode ser reescrita da forma

$$\frac{d\sigma}{dv} = f(v)g(v), \quad (3.41)$$

com

$$f(v) = \left[v \ln\left(\frac{v_{max}}{v_{min}}\right) \right]^{-1}$$

$$g(v) = \left(1 - v + \frac{3}{4}v^2\right) \frac{\Phi(\delta)}{\Phi(0)}.$$

A escolha da energia do fóton é feita utilizando dois números aleatórios, ambos entre $[0,1)$.

Primeiramente, um valor de v é escolhido usando o primeiro número aleatório N_{A_1} :

$$v = v_{min} \left(\frac{v_{max}}{v_{min}}\right)^{N_{A_1}}. \quad (3.42)$$

Com isto, calcula-se o valor de $g(v)$, o qual é comparado com o número N_{A_2} . Caso $g(v) \leq N_{A_2}$, a fração v é aceita e define-se a energia do fóton. Caso contrário, novos números são escolhidos. Por fim, reduz-se a energia do fóton do valor total da energia do múon responsável pelo bremsstrahlung. A direção do múon é mantida inalterada. O ângulo entre o fóton e o múon também é definido de forma aleatória.

3.5.2 Produção de pares

A produção de e^+e^- por um múon começa com a seção de choque diferencial

$$\frac{d^2\sigma}{d\nu d\rho} = \alpha^4 \frac{2}{3\pi} (Z\lambda)^2 \frac{1-\nu}{\nu} \left[\Phi_e + \left(\frac{m_e}{m_\mu} \right) \Phi_\mu \right], \quad (3.43)$$

onde $\alpha = 1/137$ é a constante de estrutura fina, $\lambda = 3,8616 \cdot 10^{-11}$ cm é o comprimento de onda de Compton para o elétron, $\nu = (E^+ + E^-)/E$ e $\rho = (E^+ - E^-)/(E^+ + E^-)$ são, respectivamente, a fração da energia total transferida e a assimetria entre as energias do par e^+e^- . As funções Φ_e e Φ_μ podem ser vistas na Ref. [29]. Os limites cinemáticos de ν e ρ são dados por

$$\frac{4m_e}{E} = \nu_{min} \leq \nu \leq \nu_{max} = 1 - \frac{3}{4} \frac{Z^{1/3} m_\mu}{E} \sqrt{e} \quad (3.44)$$

$$0 = \rho_{min} \leq |\rho| \leq \rho_{max} = \left(1 - \frac{6m_\mu^2}{E^2(1-\nu)} \right) \sqrt{1 - \frac{4m_e}{\nu E}}. \quad (3.45)$$

Faz-se uma aproximação considerando que $d^2\sigma/d\nu d\rho$ independa do valor de Z , resultando no fato da contribuição dominante na produção de pares vir da região onde ν assume valores baixos, no intervalo

$$\nu_{min} = \frac{4m_e}{E} \leq \nu \leq 100\nu_{min},$$

e considerando que $d^2\sigma/d\nu d\rho$ independa de ρ nessa região, a expressão (3.43) pode ser aproximada por [27]

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = \int \frac{K d^2\sigma}{d\nu d\sigma} d\sigma \approx \frac{1}{\nu^a} \sqrt{1 - \frac{\nu_{min}}{\nu}}, \quad (3.46)$$

com $a = 2 - 0,1 \ln E$. Analogamente à fatoração feita na expressão (3.41), faz-se com que a expressão (3.46) possa ser escrita da forma

$$\frac{d\sigma}{d\nu} \approx f(\nu)g(\nu), \quad \text{onde} \quad f(\nu) = \frac{a-1}{\frac{1}{\nu^{a-1}} - \left(\frac{1}{\nu_{max}} \right)^{a-1}} \frac{1}{\nu^a} \quad (3.47)$$

é a distribuição normalizada entre $E_{min}/E = \nu_{min} \leq \nu \leq \nu_{max}$ e

$$g(\nu) = \sqrt{1 - \frac{\nu_{min}}{\nu}} \quad (3.48)$$

é chamada de função rejeição. Se ν estiver nos limites acima citados, um valor máximo para a assimetria entre as energias é calculado

$$\rho_{max} = \left(1 - \frac{6m_{\mu}^2}{E^2(1 - \nu)}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_e}{\nu E}} \quad (3.49)$$

e um valor ρ de assimetria é escolhido ao acaso entre os limites $-\rho_{max} \leq \rho \leq \rho_{max}$. Por fim, o ângulo θ entre o momento de e^{\pm} e o momento do μ é definido a partir da razão $\theta = m_{\mu}/E$, enquanto o ângulo azimutal ϕ^+ é escolhido uniformemente. ϕ^- é definido como $\phi^- = \phi^+ + \pi$ e a energia final do múon é a diferença entre sua energia inicial e a energia transferida para o par e^+e^- produzido. Assim como na produção de bremsstrahlung, a direção do múon é inalterada no processo.

Capítulo 4

O experimento MINOS

O experimento MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) foi construído com o principal objetivo de detectar e medir os parâmetros associados a um fenômeno físico onde os neutrinos mudam de sabor à medida que se deslocam. Atualmente, o modelo de oscilação de neutrinos é o mais aceito. Devido ao fato do experimento ser construído para detectar múons, ele possibilita o estudo de física raios cósmicos, resultando em análises da razão da carga dos múons originados por EAS detectados pelos dois detectores [30, 31], o déficit de raios cósmicos causados pela Lua e pelo Sol [32], a relação entre o fluxo de múons e as variações sazonais da temperatura da atmosfera [2, 7] e violação de simetria CPT no setor leptônico [15, 33].

Sua construção foi terminada em 2005 e é baseada em três componentes principais: a linha de feixe NuMI (*Neutrinos at the Main Injector*) – responsável por fornecer o feixe de neutrinos para o experimento – e dois detectores similares, chamados de Near Detector e Far Detector. O primeiro está localizado no próprio Fermilab, enquanto o segundo encontra-se em uma antiga mina de ferro localizada em Soudan (MN), a 734 km do Near Detector. Apesar do foco desta pesquisa se limitar ao Far Detector, faz-se uma descrição de todos os três principais componentes.



Figura 4.1: A reta apresenta o caminho percorrido pelo feixe de neutrinos utilizado no experimento MINOS, o qual passa pelo Near Detector – localizado no próprio Fermilab – e atravessa a crosta terrestre até alcançar o Far Detector, em Soudan (MN).

4.1 A cadeia de aceleradores do Fermilab

A produção de neutrinos para o experimento MINOS começa com um cilindro contendo hidrogênio. O gás é ionizado negativamente, inserido em um acelerador eletrostático chamado Cockcroft-Walton e, logo em seguida, em um LINAC¹. Ao sair do LINAC uma folha de carbono remove os elétrons do feixe logo antes dele ser inserido no Booster – o primeiro acelerador circular do processo, com 75 m de raio. Este método – onde um gás de hidrogênio é ionizado negativamente e acelerado, antes da total remoção dos elétrons – é conhecido como Charge Exchange Injection (CEI) e é considerado o mais eficiente [34]. O Booster é responsável por elevar a energia do feixe em até 8 GeV e direcioná-lo para o Main Injector. Este último², com 530 m de raio, eleva a energia do feixe em até 150 GeV

¹Acronônimo para *Linear Accelerator*. Neste acelerador o feixe de H^- é acelerado por cavidades de rádio-frequência.

²O Tevatron, maior acelerador do laboratório – o qual recebia o feixe de prótons e antiprótons do Main Injector – foi aposentado no dia 30 de setembro de 2011 e foi o responsável por importantes descobertas, como a comprovação e medida de massa do quark *top* e observações de partículas pesadas como o Ξ_b^- e o Ω_b^- .

[35] e é responsável por enviar prótons para diferentes, experimentos, incluindo a linha de feixe NuMI. Toda essa cadeia de aceleradores é apresentada na figura 4.2.

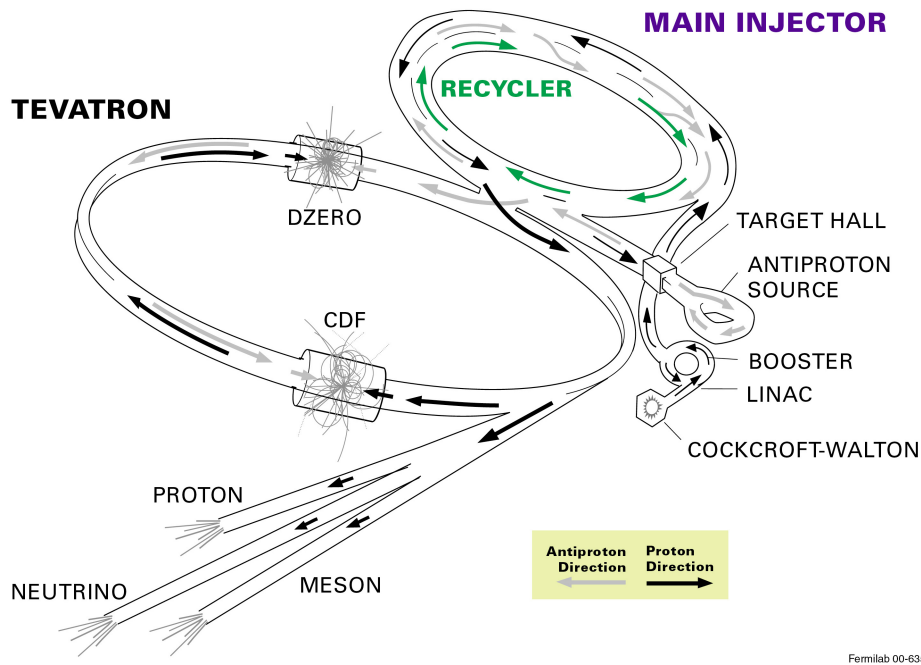


Figura 4.2: A figura apresenta a sequência de aceleradores do Fermilab. O Main Injector é o responsável por fornecer o feixe de prótons para a linha de feixe NuMI.

4.2 A linha de feixe NuMI

A linha de feixe chamada NuMI é responsável por produzir o feixe de neutrinos a partir do feixe de prótons fornecido pelo Main Injector. Para isso, o Main Injector envia o feixe de prótons com 120 GeV para um alvo de grafite de dimensões $6,4 \times 15,0 \times 940,0 \text{ mm}^3$. O material escolhido para o alvo tem como objetivo maximizar a produção de mésons [36], os quais – principalmente píons e káons – são focalizados por um par de lentes magnéticas chamadas *horns*, as quais podem operar de duas formas distintas, de forma a focalizar partículas positivas ou negativas. Após serem focalizadas, essas partículas entram em uma região de decaimento com 675 m de comprimento e 2 m de diâmetro [37], a qual também é responsável por parar eventuais hádrons que não decaíram através de um absorvedor localizado no fim dessa região. O decaimento de mésons positivos é

responsável pela produção do feixe de neutrinos, enquanto os decaimentos de mésons de carga negativa produzem um feixe de antineutrinos. Essas duas formas de operar são chamadas, respectivamente, de FHC (*Forward Horn Current*) e RHC (*Reverse Horn Current*). Os múons remanescentes são absorvidos pelos próximos 300 m de rocha que separam a linha de feixe NuMI do primeiro detector do experimento [36].

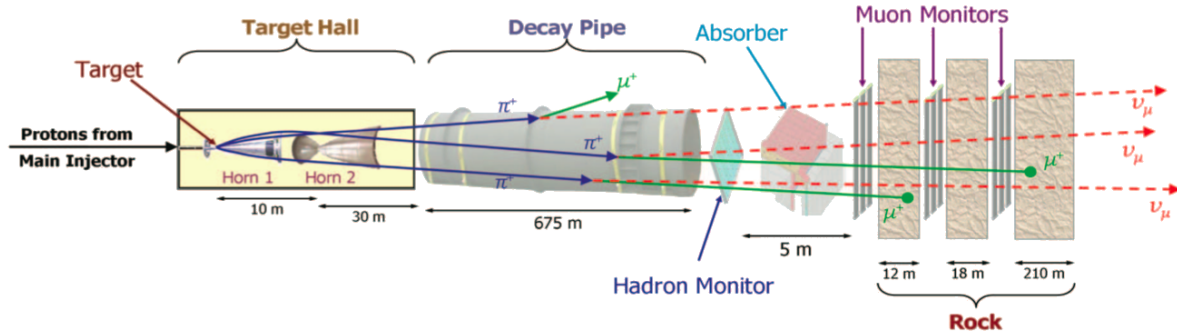


Figura 4.3: A figura representa a linha de feixe NuMI, responsável por produzir o feixe de neutrinos utilizado pelo experimento.

4.3 O Near Detector

O Near Detector está localizado a aproximadamente 1 km do alvo de grafite, a ~ 100 m de profundidade em relação ao nível do solo e é responsável por medir o fluxo inicial de neutrinos muônicos do experimento. Ele serve como referência para as medidas tomadas no outro detector, o Far Detector. Suas dimensões são $16,6 \text{ m} \times 3,8 \text{ m} \times 4,8 \text{ m}$ e o conjunto de 282 planos octagonais de Fe , somado aos 152 planos de cintiladores plásticos – localizados entre os planos –, resulta em massas, total e fiducial, da ordem de 980 toneladas e 100 toneladas, respectivamente [12].

O detector é dividido em duas grandes seções, chamadas de seção frontal e seção do espectrômetro de múons. A primeira delas, por sua vez, é dividida em outras três subseções: o veto, composto por 20 planos de Fe , que tem como objetivo detectar partículas que entraram no detector a partir de uma interação do feixe com a rocha, de forma que seja possível descartar esse tipo de evento; a região-alvo, com 40 planos de Fe , onde todos os eventos detectados e aceitos pelo experimento devem ocorrer e, por fim,



Figura 4.4: Foto tirada durante a construção do Near Detector, onde é possível ver a região instrumentada do detector.

a região de chuveiros hadrônicos, composta por 60 planos, onde ocorrerão os chuveiros resultantes de interações que ocorreram na subseção anterior. A primeira seção, por ser composta por 120 planos de ferro e 120 planos de cintiladores plásticos, é considerada totalmente instrumentada. É importante ressaltar que, apesar de ser totalmente instrumentada, esta seção contém instrumentação apenas em parte da área total do detector (cerca de $2,8 \text{ m} \times 2,8 \text{ m}$) e apenas um a cada cinco planos tem uma instrumentação maior. Tal consideração é justificada pelo fato de que, mesmo que o intuito seja utilizar apenas a região central do feixe, as áreas com maior instrumentação indicam a presença de interações fora dessa região central. Já a segunda seção é composta por 162 planos de *Fe* e por 32 planos de cintiladores, resultando em 1 plano instrumentado para cada 5 planos de *Fe*, por isso diz-se que a seção é apenas parcialmente instrumentada [12, 38].

O detector ainda tem um campo magnético toroidal intenso, que varia de 2,1 T (próximo à espira) até 0,2 T (na borda do detector) [39], o qual é fundamental para que se possa ter informação sobre a carga da partícula detectada. Apesar de ser diferente do Far Detector, sua construção é funcionalmente a mais próxima possível do terceiro e último grande componente do MINOS.

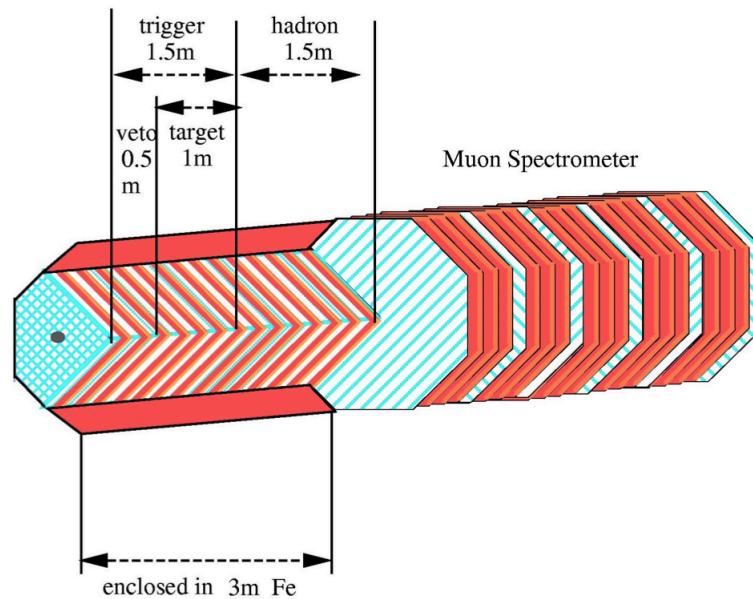


Figura 4.5: Representação das seções e subseções que compõem o Near Detector [38].

4.4 O Far Detector

Construído em uma antiga mina localizada em Soudan (MN) a 735 km do alvo de grafite (ou 734 km do Near Detector), o Far Detector encontra-se a 713 m de profundidade em relação ao nível do solo. Ele é consideravelmente maior que o primeiro detector do experimento, com dimensões de $31\text{ m} \times 8\text{ m} \times 8\text{ m}$. Ele é constituído por 2 supermódulos, cada um com 243 planos de ferro e 242 planos de cintiladores plásticos, resultando em um conjunto de 486 planos de *Fe* e 484 planos instrumentados, com massas total e fiducial de aproximadamente 5.400 toneladas e 3.300 toneladas, respectivamente [12]. Assim como no Near Detector, os planos instrumentados do detector estão dispostos de forma intercalada – chamados de planos **U** ou **V**, de acordo com sua orientação. Esses planos estão rotacionados 90° um do outro, com o objetivo de fornecer uma melhor visualização das trajetórias dos eventos medidos. Um veto, instalado no topo do detector, é responsável por garantir a separação dos dados coletados em eventos de raios cósmicos e eventos associados ao feixe NuMI [12].

O Far Detector tem uma espira, como pode ser visto na figura 3.6, responsável por produzir um campo magnético toroidal intenso. Assim como no Near Detector, tal

campo magnético é fundamental para definir a carga dos múons que passam pelo detector. A geometria e a posição (713 m abaixo da superfície) dele determinam os valores para as aceitações angulares e valores de corte de energia para os múons que alcançam a superfície terrestre.

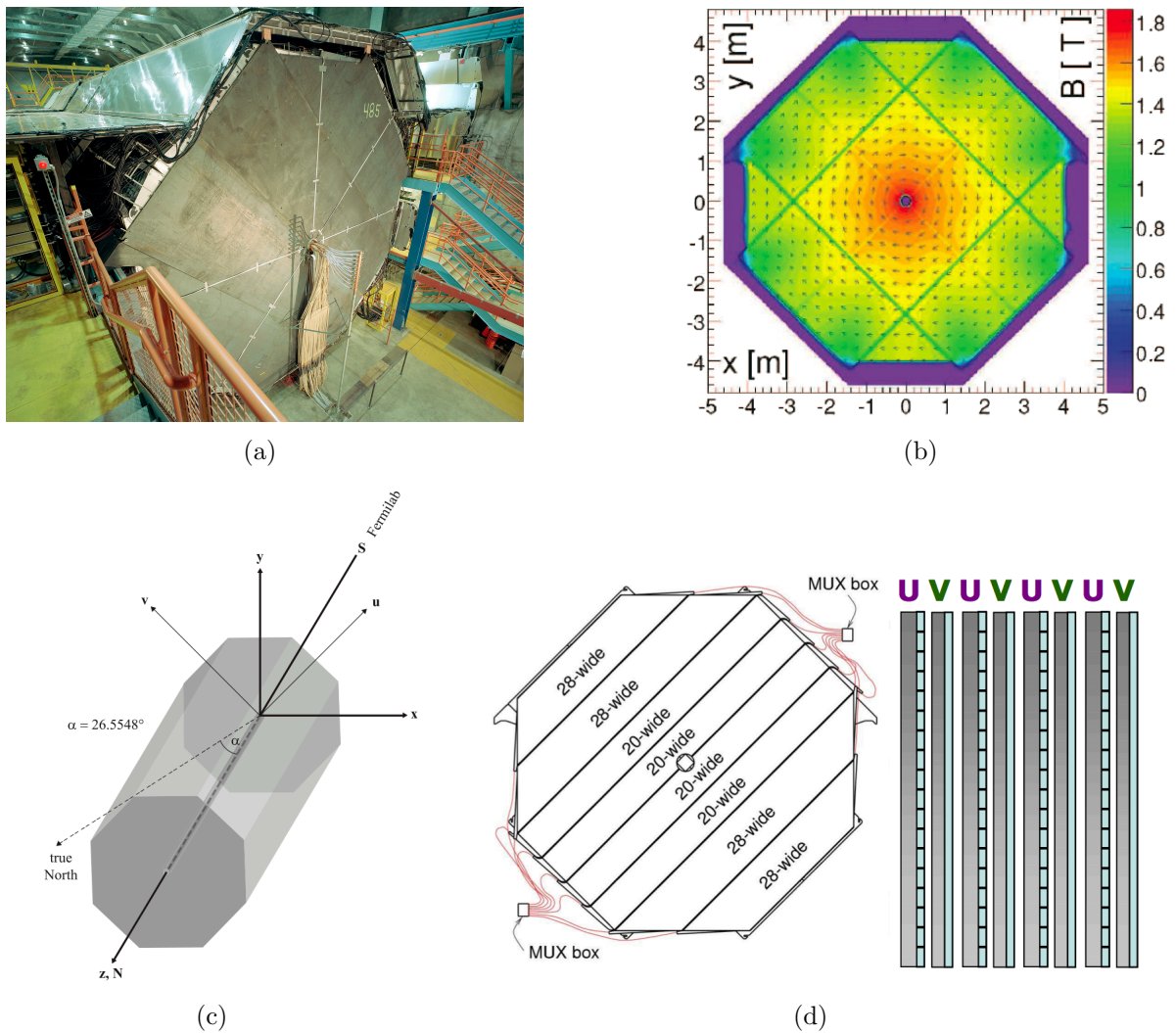


Figura 4.6: (a) O Far Detector, onde é possível ver o veto (no topo) e a espira que produz o campo magnético toroidal. (b) Simulação do campo magnético intenso produzido no Far Detector. (c) Representação esquemática do Far Detector, a direção do seu eixo em relação ao norte geográfico e a orientação dos planos U e V . (d) Representação dos planos U e V do detector.

Capítulo 5

Análise da reconstrução dos eventos

5.1 Reconstrução dos eventos

Esta seção tem como objetivo descrever as características dos chuveiros atmosféricos extensos simulados, de forma que seja possível verificar sua concordância com o esperado teoricamente e experimentalmente, antes de prosseguir com qualquer análise subsequente. Os parâmetros impostos para cada conjunto de simulações feito nesta seção serão explicitados em cada tópico. Todas as simulações consideram apenas prótons como primários e são feitas aos pares, de forma a obter a mesma simulação para cada parametrização da atmosfera.

5.1.1 Altitude das primeiras interações

O estudo da região da atmosfera onde ocorrem as primeiras interações é de fundamental importância. Ela define a quantidade de matéria que o EAS precisa atravessar e é responsável por dizer qual parametrização da atmosfera é mais (ou menos) densa e, por fim, leva a uma previsão de qual parametrização deve produzir mais (ou menos) múons.

Relação entre o ângulo zenital e o valor médio da primeira interação

O comportamento entre essas variáveis foi avaliado a partir do conjunto de simulações apresentado pela tabela 5.1.

RUN	Energia (TeV)	Número de primários	$\theta; \phi$
1	1	100.000	0°; livre
2	1	100.000	15°; livre
3	1	100.000	30°; livre
4	1	100.000	45°; livre

Tabela 5.1: Considerações feitas para as simulações desta subseção.

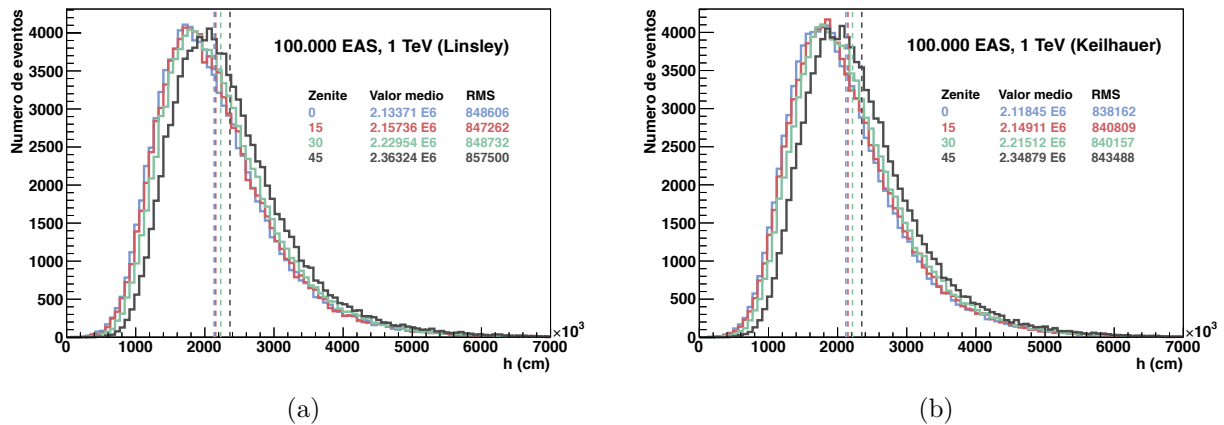


Figura 5.1: Distribuição da altitude das primeiras interações e seus respectivos valores médios para (a) Linsley e (b) Keilhauer.

A altitude da primeira interação aumenta em função do ângulo zenital devido ao aumento do caminho médio percorrido pelo EAS na atmosfera. Dados os valores médios e desvios das altitudes das primeiras interações, torna-se possível determinar para qual região de $\Delta X/X$ e em quais camadas das parametrizações de Linsley e Keilhauer encontram-se 95% dos eventos (o equivalente a um desvio de 2σ). A figura 5.2 apresenta o histograma da altitude das primeiras interações, o valor médio da distribuição e as regiões referentes a 1σ e 2σ de desvio em relação ao valor médio. Tais valores são também apresentados na figura 5.3, mostrando que a quantidade de eventos referentes a 2σ se limita a duas camadas da parametrização de Linsley e três camadas referentes à parametrização de Keilhauer.

No intervalo de 2σ apresentado na figura 5.3 a diferença relativa de ambas as parametrizações oscila entre $0,004 \leq \Delta X/X \leq 0,04$.

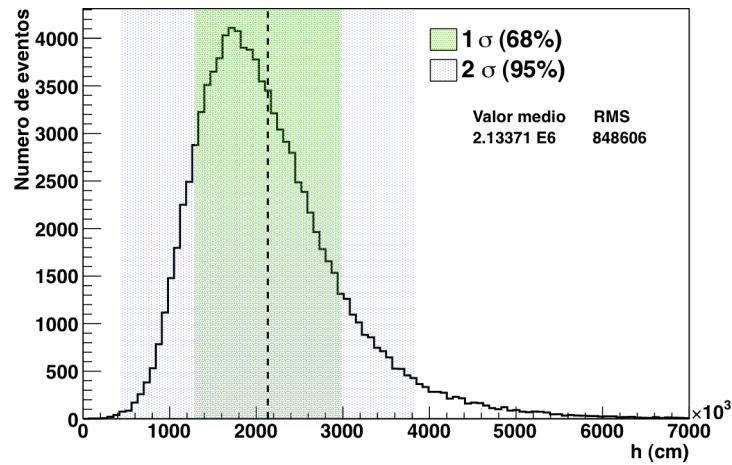


Figura 5.2: Região de h onde ocorrem 95% das primeiras interações. A figura é referente ao RUN 1 apresentado na tabela 5.1. A parametrização é a de Linsley. Para maiores ângulos o valor médio e a região de 2σ se deslocam ligeiramente para a direita.

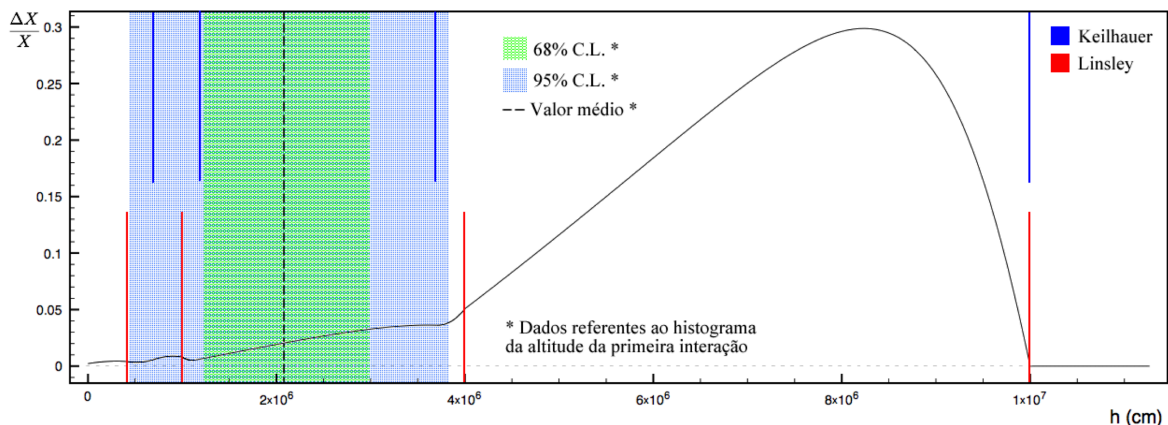


Figura 5.3: Região de $\Delta X/X$ onde ocorrem 95% das primeiras interações. As linhas verticais representam as cinco camadas de cada parametrização.

O formato assimétrico do histograma da altitude das primeiras interações se deve ao comportamento exponencial da densidade da atmosfera simulada, resultando numa menor probabilidade de interação para altitudes maiores. Isso explica a queda acentuada apresentada para altitudes abaixo do valor médio do histograma.

Relação entre a energia do primário e a altitude das primeiras interações

Nesta seção é apresentada a relação entre a energia da partícula primária e a altitude da primeira interação. As características da simulação estão apresentadas na tabela 5.2.

RUN	Energia (TeV)	Número de primários	$\theta; \phi$
1	5 – 440	50.000	$0^\circ - 70^\circ$; livre

Tabela 5.2: Considerações feitas para as simulações desta subseção. As motivações para faixa de energia e ângulos escolhidos ficarão claras na seção que define as seleções e cortes para as simulações.

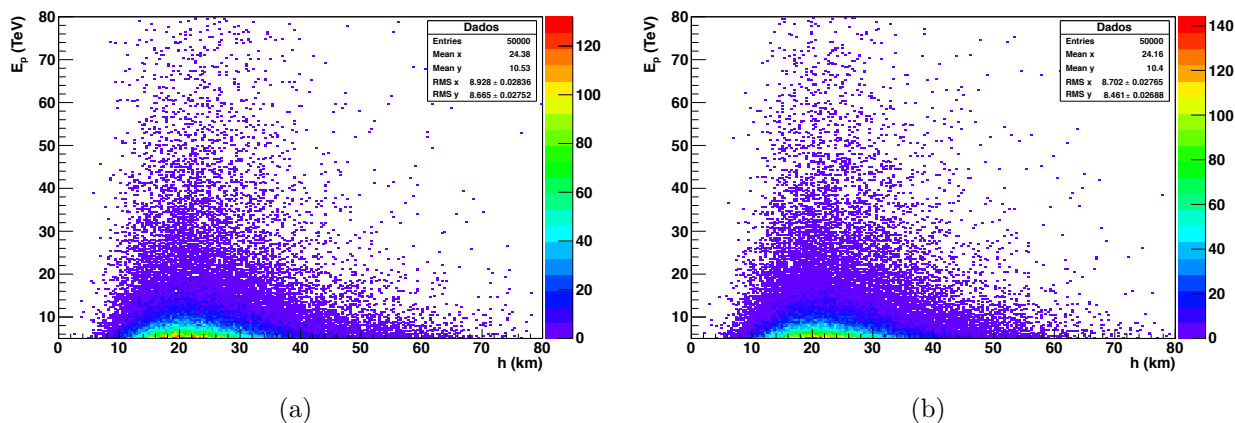


Figura 5.4: Distribuição da altitude das primeiras interações de acordo com as energias dos primários para (a) Linsley e (b) Keilhauer.

Os resultados apresentados pela figura 5.4 mostram que o valor médio da altitude das interações não depende da energia do primário. Estatisticamente, tanto os eventos mais energéticos quanto os eventos menos energéticos ocorrem na mesma região de altitude da atmosfera, demonstrando que as regiões de contorno apresentadas na figura 5.2 obedecem à mesma distribuição de probabilidade da primeira interação ocorrer, independente do valor de E_p .

5.1.2 Espectro de energia dos múons no nível de observação

Espera-se que a distribuição do número de múons no nível de observação decresça à medida que a sua energia total aumenta. A distribuição é uma consequência probabilística, na qual eventos mais energéticos têm menos chances de acontecer. O resultado apresentado na figura 5.5 é extraído das simulações apresentadas na tabela 5.2 e corrobora com o esperado teoricamente: a distribuição demonstra o decréscimo no número de eventos à medida que a energia final dos múons aumenta.

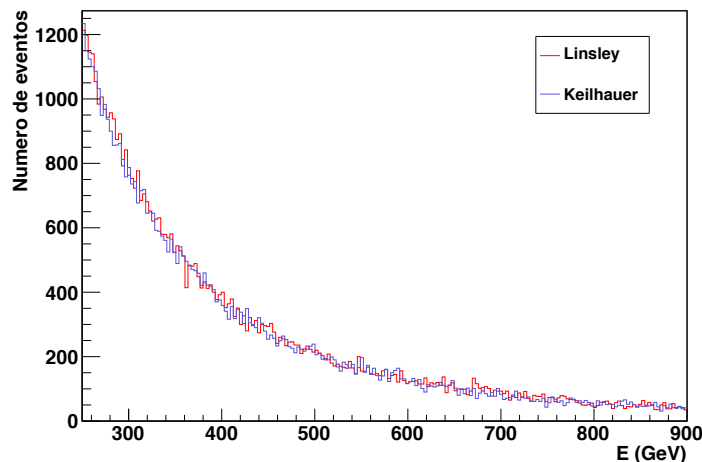


Figura 5.5: Distribuição da energia dos múons que alcançam o nível de observação para ambas as parametrizações.

5.1.3 Número de múons no nível de observação

Distribuição do número de múons

Um conjunto de raios cósmicos com mesma energia tende a produzir uma mesma quantidade de múons por EAS. Eventos com a mesma energia e que produzem um número maior (ou menor) de múons são igualmente menos prováveis. Isso resulta em um histograma com uma distribuição simétrica para o número de múons por EAS. Por fim, espera-se que o número de múons produzido por um chuvaire atmosférico extenso seja proporcional à energia do mesmo. Tais resultados, referentes à distribuição do número de múons por chuvaire e a relação entre o número de múons produzido e a energia do EAS podem ser vistos nas figuras 5.6 (a) e (b), respectivamente. As características das simulações são apresentadas na tabela 5.3.

RUN	Energia (TeV)	Número de primários	$\theta; \phi$
1	1	10.000	$0^\circ; 30^\circ$
2	2	10.000	$0^\circ; 30^\circ$
3	3	10.000	$0^\circ; 30^\circ$
.	.	.	.
.	.	.	.
10	10	10.000	$0^\circ; 30^\circ$

Tabela 5.3: Considerações feitas para as simulações.

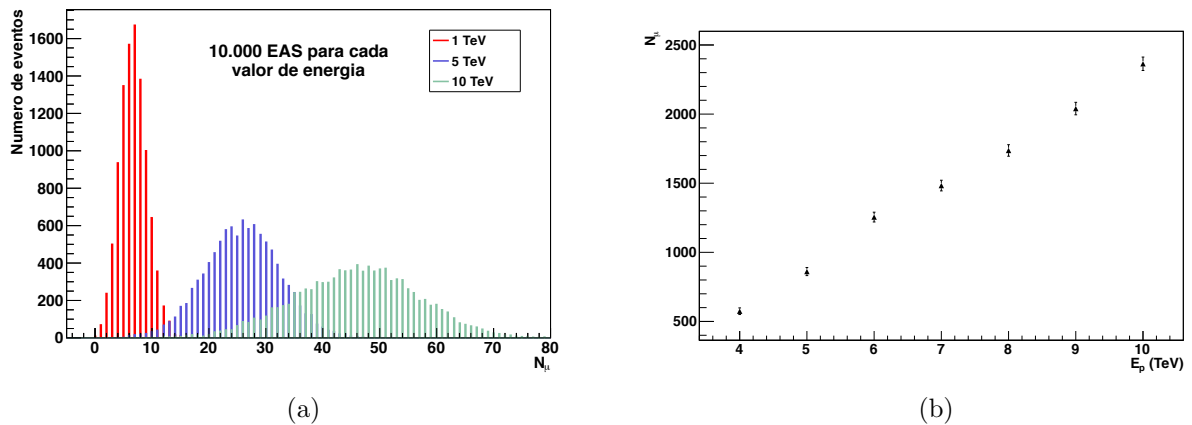


Figura 5.6: (a) Espectro do número de múons no nível de observação para diferentes valores de energia do primário. A parametrização apresentada é a de Linsley. (b) Relação entre as energias das partículas primárias e o número de múons que alcançou o nível de observação. Apenas múons com $E \geq 500$ GeV foram considerados para cada ponto do gráfico.

Caso os eventos sejam simulados dentro de uma faixa de energia válida, a distribuição obedece um comportamento do tipo $dN/dE = E^{-\gamma}$, o que leva ao fato de que maioria dos eventos concentra-se em uma região onde o número de múons é baixo, devido à maior probabilidade de ocorrerem eventos menos energéticos. Esse comportamento é visto na figura 5.7, a qual apresenta a distribuição do número de múons existente na simulação descrita pela tabela 5.2.

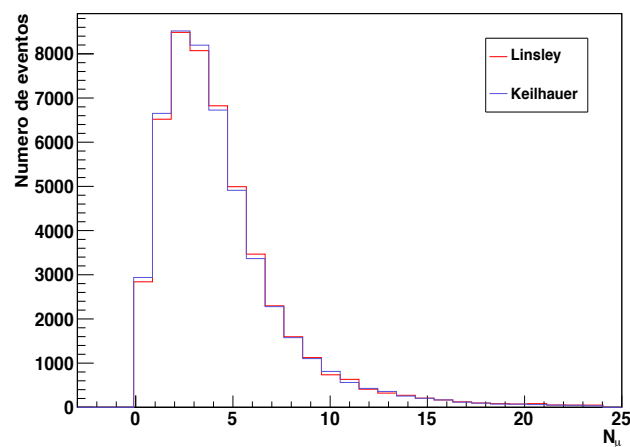


Figura 5.7: Distribuição do número de múons para uma simulação cuja energia dos primários não é fixa.

Relação entre o número de raios cósmicos e o número de múons

A relação entre o número de raios cósmicos e o número de múons foi explorada à partir das simulações apresentadas na tabela 5.4. Notavelmente, a relação entre o número de primários e o número de múons obedece uma relação linear e tal resultado é apresentado na figura 5.8.

RUN	Energia (TeV)	Número de primários	$\theta; \phi$
1	2,5	10.000	0°; 30°
2	2,5	30.000	0°; 30°
3	2,5	40.000	0°; 30°
.	.	.	.
.	.	.	.
7	2,5	80.000	0°; 30°
8	2,5	100.000	0°; 30°

Tabela 5.4: Considerações feitas para as simulações referentes à relação entre o número de múons no nível de observação e o número de primários simulados.

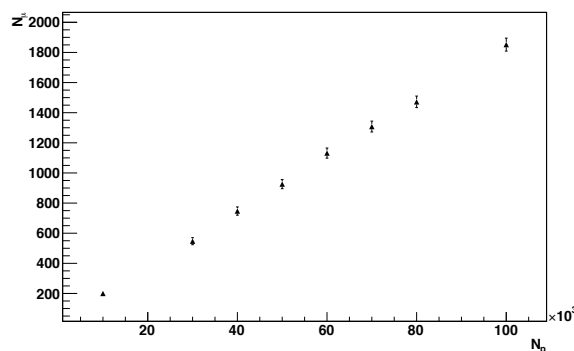


Figura 5.8: Relação entre o número de raios cósmicos simulados e o número de múons que alcançou o nível de observação. Apenas múons com $E \geq 500$ GeV foram considerados para cada ponto do gráfico.

Taxa de múons em relação ao total de partículas que alcança o nível de observação

Essa subseção apresenta a taxa de partículas (e^\pm , μ^\pm , γ e hádrons) em relação ao total de partículas que alcança o nível de observação para diferentes ângulos de incidência dos raios cósmicos. Para encontrar essa relação foi feito um conjunto de simulações,

apresentado na tabela 5.5, mantendo a energia e um valor de ângulo zenital fixo para cada uma delas. O resultado apresentado pela figura 5.9 mostra que a taxa de múons que alcança o nível de observação aumenta à medida que o ângulo zenital aumenta. Esse efeito é uma consequência do alto poder de penetração dos múons que, diferentemente das outras partículas, alcançam o solo apesar da distância total percorrida ao longo da atmosfera aumentar.

RUN	Energia (TeV)	Número de primários	$\theta; \phi$
1	1	10.000	$0^\circ; 30^\circ$
2	1	10.000	$15^\circ; 30^\circ$
3	1	10.000	$30^\circ; 30^\circ$
4	1	10.000	$45^\circ; 30^\circ$

Tabela 5.5: Considerações feitas para as simulações desta subseção.

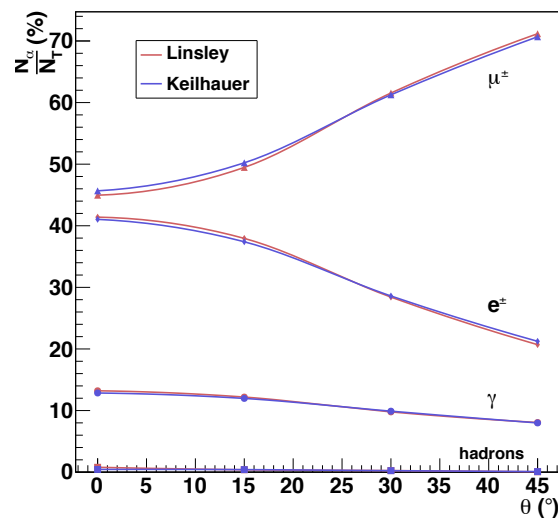


Figura 5.9: Taxa de múons em relação ao total de partículas produzidas pelo chuveiro que alcançam o nível de observação. As linhas não representam funções que ajustam os pontos, servindo apenas como uma referência qualitativa para descrever o comportamento dos valores apresentados.

O alto poder de penetração dos múons implica que, devido ao fato do Far Detector se encontrar sob uma coluna de mais de 700 m de rocha, eles e os neutrinos são as únicas partículas originadas por raios cósmicos capazes de interagir com o detector.

5.1.4 Distribuição espacial

Os múons produzidos estão limitados por um ângulo sólido máximo, determinado pelos valores limites de θ e ϕ de cada decaimento e pelo modo como a atmosfera é simulada (neste caso, devido ao fato da opção CURVED estar desabilitada, os decaimentos assumem ângulos zenitais máximos de 70°). Decaimentos cujos ângulos entre as partículas filhas são muito grandes são mais raros, portanto espera-se que a maior parte dos múons alcance o nível de observação sem se distanciar muito da direção do primário. Os resultados das distribuições espaciais apresentados pela figura 5.10 foram obtidos à partir das simulações descritas pela tabela 5.2.

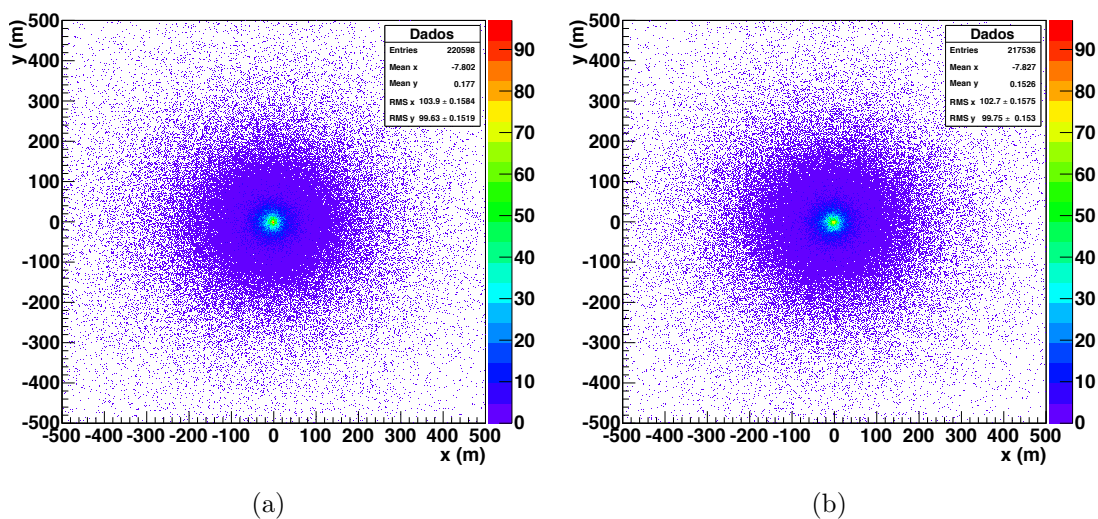


Figura 5.10: Distribuição espacial dos múons para (a) Linsley e (b) Keilhauer. A posição (0,0) se refere ao ponto onde ocorreu a primeira interação do evento.

Apesar da figura 5.10 estar limitada a uma distância máxima de 500 m no plano x - y da posição onde ocorreu a primeira interação, vale ressaltar que os múons mais distantes (e, conseqüentemente, menos energéticos) alcançam o nível de observação a uma distância de aproximadamente 3 km do ponto (0,0), referente à posição onde ocorrem as primeiras interações.

5.2 Seleções e cortes

Esta sessão descreve quais valores foram utilizados para gerar as simulações finais da pesquisa, as quais obedecem à todas as condições físicas impostas pela localização e características técnicas do Far Detector do experimento MINOS.

5.2.1 Determinação das energias mínima e máxima dos primários

O experimento MINOS conta com a curvatura da trajetória – causada pelo campo magnético toroidal – medidas pelos PMT's para uma descrição completa dos léptons detectados. No caso dos múons, o regime relevante de energia se encontra entre $0,5 \text{ GeV} \leq E_\mu \leq 10 \text{ GeV}$ [40]. Porém, tais valores são válidos para múons que chegam no detector, portanto é necessário encontrar quais os valores mínimos e máximos para a energia dos primários, de forma que os múons no nível de observação alcancem o detector nesse regime. A referência [41], a partir de simulações utilizando o MUSIC¹, apresentou valores mínimos de energia necessários que os múons no nível de observação devem assumir para que atravessem a rocha e alcancem o Far Detector, de acordo com alguns ângulos zenitais. A partir de tais dados foi possível fazer uma extrapolação e encontrar os limites mínimo e máximo de energia na superfície.

θ	Energia mínima (GeV)	Energia máxima (GeV)
0°	560	10.200
70°	1.637	29.822

Tabela 5.6: Limites mínimos e máximos para a energia dos múons que alcançam o nível de observação.

¹Acrônimo para *Muon Simulation Code*, um algoritmo de Monte Carlo utilizado para simular a passagem de múons pela matéria.

A tabela 5.6 mostra que existe uma dependência entre os limites de energia aceitáveis para o múon e seu respectivo ângulo zenital. Tal dependência se deve à quantidade de rocha que o múon precisa atravessar para alcançar o Far Detector, variando de 715 m para $\theta = 0^\circ$ até 2090 m para $\theta = 70^\circ$. Os limites mínimo e máximo de energia do múon de superfície são determinados obedecendo a seguinte regra de seleção:

$$E(\theta)_{min} \leq E_\mu \leq E(\theta)_{max}$$

$$\frac{560 \text{ GeV}}{\cos \theta} \leq E_\mu \leq \frac{10.200 \text{ GeV}}{\cos \theta} \quad (5.1)$$

Os valores apresentados na tabela 5.6 possibilitaram a escolha das energias mínima e máxima dos chuveiros atmosféricos extensos simulados. Dada a condição de que o valor médio da energia dos múons que alcança o nível de observação é de aproximadamente 10% da energia do primário, foi definida uma energia mínima de 5 TeV para os chuveiros atmosféricos simulados. Sabe-se que eventos menos energéticos são muito mais prováveis, portanto – diferentemente da escolha para a energia mínima – a energia máxima foi escolhida arbitrariamente por um fator maior que 10, de forma a tentar popular mais as regiões mais energéticas.

Energia mínima (TeV)	Energia máxima (TeV)
5	440

Tabela 5.7: Limites mínimo e máximo para a energia dos raios cósmicos simulados.

Simulações de teste mostraram que existe uma relação linear entre o número de chuveiros simulados e o número total de múons produzidos, portanto a escolha do número de eventos simulados foi escolhido de forma que o erro estatístico fosse satisfatoriamente pequeno.

5.2.2 Campo geomagnético e altitude local

O campo magnético terrestre, assim como previsões do tempo, cartas náuticas, entre outros serviços, são catalogados e disponibilizados pelo NOAA². Os dados referentes ao campo geomagnético e a altitude na região de Soudan foram obtidos à partir deste banco de dados governamental.

Latitude / Longitude	Campo geomagnético (μT)	Altitude (m)
47,82° N / 92,23° O	15,745 \hat{x} ; 54,939 \hat{z}	503

Tabela 5.8: Valores utilizados para o campo geomagnético e altitude local em Soudan, MN. O valor do campo geomagnético é referente à 2010 [13].

5.2.3 Limites dos ângulos θ e ϕ dos primários

As simulações deixaram o ângulo azimutal livre e o ângulo zenital limitado à um valor máximo de 70°. Esse é o valor limite para um raio cósmico simulado com uma atmosfera fixa. Acima desse limite é necessário utilizar a opção CURVED, previamente descrita.

Zênite (θ)	Azimute (ϕ)
0° – 70°	livre

Tabela 5.9: Valores utilizados para os ângulos zenital e azimutal dos raios cósmicos simulados.

Cortes para os ângulos θ e ϕ dos múons no nível de observação

As considerações apresentadas na tabela 5.9 dizem respeito aos ângulos válidos para as partículas primárias. Já os múons no nível de observação – e que podem alcançar o Far Detector – precisam estar de acordo com os valores angulares válidos para o Far Detector. Sua construção faz com que para determinados valores de θ e ϕ o número de PMT's excitados por um múon seja pequeno o suficiente a ponto de não conseguir descrever

²Sigla para *National Oceanic and Atmospheric Administration*. Mais informações podem ser obtidas em <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag/>.

bem a sua trajetória. Esses eventos precisam ser descartados. A figura 5.11 apresenta as regiões para o ângulo azimutal válidas para o Far Detector [15]. A tabela 5.10 apresenta

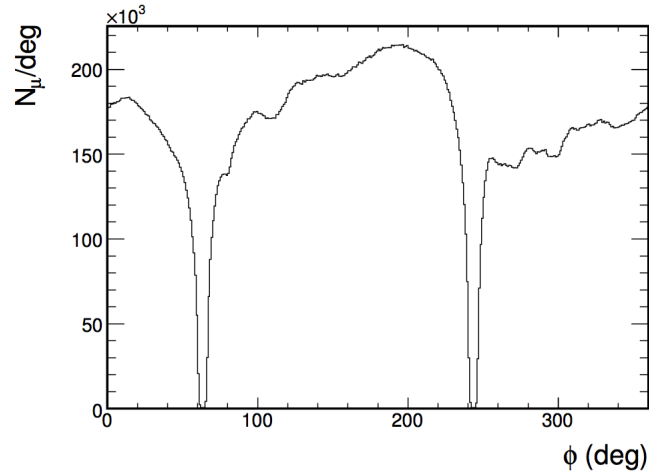


Figura 5.11: A figura mostra os valores de ϕ sensíveis ao Far Detector [15]. Nele, $\phi = 0^\circ$ representa o norte geográfico, enquanto $\phi = 90^\circ$ representa o leste.

os valores escolhidos para os cortes em θ e ϕ dos múons que alcançam a superfície.

Zênite (θ)	Azimute (ϕ)
$20^\circ - 70^\circ$	$0^\circ \leq \phi \leq 60^\circ$
	$65^\circ \leq \phi \leq 240^\circ$
	$245^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$

Tabela 5.10: Valores válidos para os ângulos zenital e azimutal para os múons no nível de observação.

Capítulo 6

Resultados

Após confirmar que as simulações dos chuueiros atmosféricos extensos realizadas pelo CORSIKA refletem um comportamento esperado fisicamente e definir as seleções e os cortes nos dados para adequá-los aos parâmetros do Far Detector, são apresentados os resultados referentes à simulação do efeito da temperatura no fluxo de múons de raios cósmicos.

6.1 Características das simulações finais

O último conjunto de simulações tem as características apresentadas na tabela 6.1.

Parâmetro	Valor
NSHOW	10^7
ERANGE (TeV)	5 – 440
THETAP	$0^\circ - 70^\circ$
PHIP	$-180^\circ - 180^\circ$
OBSLEV	503 m
MAGNET (μ T)	15,745 \hat{x} ; 54,939 \hat{z}
ECUTS (GeV)	500 (hádrons); 500 (μ); 100 (e); 100 (γ)

Tabela 6.1: Valores utilizados para as simulações finais. Os valores são os mesmos tanto para a parametrização de Linsley, quanto para a de Keilhauer.

6.2 Altitude das primeiras interações

Apesar da descrição feita anteriormente, são apresentadas as distribuições das altitudes das primeiras interações para os eventos simulados nesta seção. O intuito é definir o valor médio de h onde ocorrem as interações, de forma que seja possível calcular o valor de $\Delta X/X$.

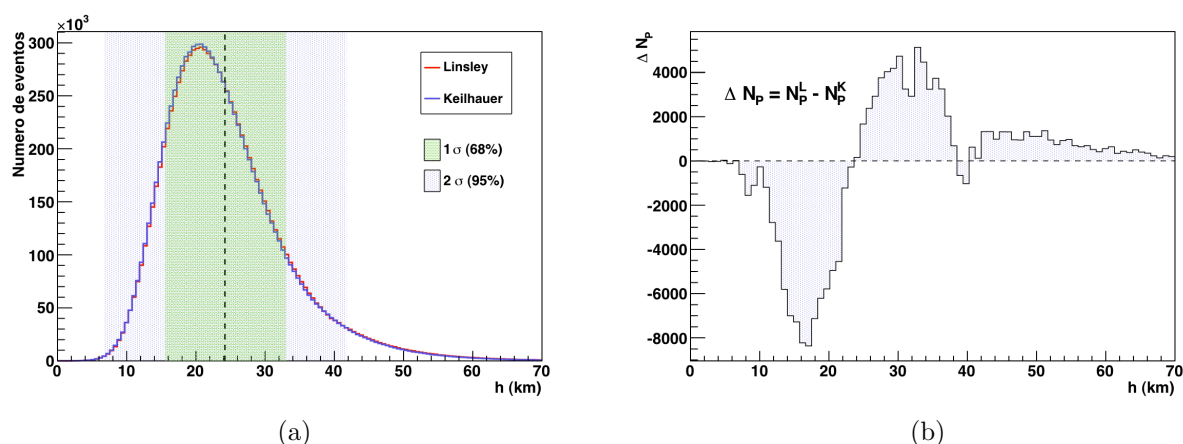


Figura 6.1: (a) Distribuição da altitude das primeiras interações para ambas as parametrizações. O valor médio representa a altitude média de ambas. (b) Distribuição da diferença entre os histogramas da altitude da primeira interação, onde $\Delta N_P = N_P^L - N_P^K$ é a diferença entre o número de primários para cada parametrização.

O valor médio encontrado foi $\overline{h}_L = 24,335 \pm 8,951$ km para Linsley e $\overline{h}_K = 24,158 \pm 8,811$ km para Keilhauer, de forma que o valor médio apresentado na figura 6.1 (a) seja dado por $\overline{h} = 24,246 \pm 8,881$ km. Os resultados mostram que $\overline{h}_L > \overline{h}_K$, comprovando que a temperatura associada à parametrização de Linsley é maior que a temperatura associada à parametrização de Keilhauer. A figura 6.2 apresenta a razão $\Delta X/X$ em função da altitude, o valor médio e os mesmos intervalos de 1σ e 2σ apresentados na figura 6.1 (a).

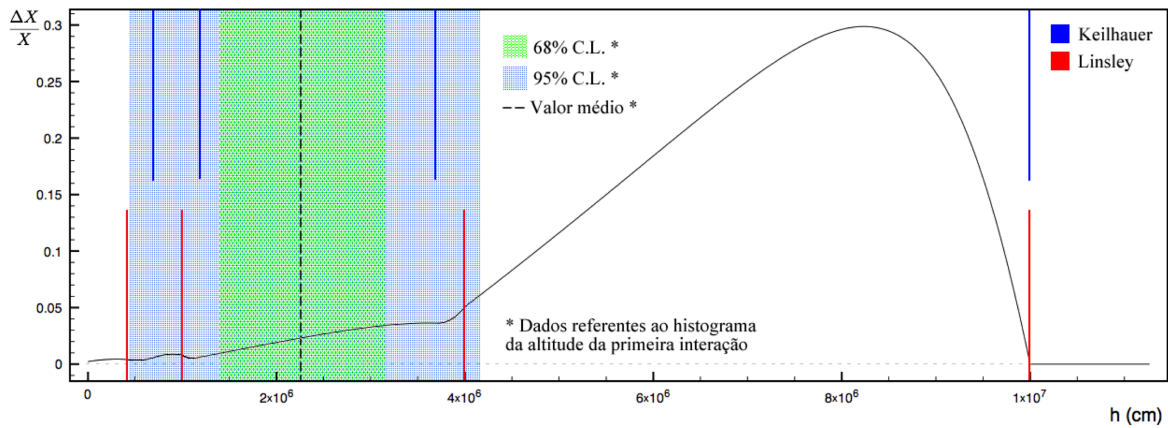


Figura 6.2: A figura apresenta o valor médio referente ao histograma da altitude das primeiras interações, bem como suas respectivas regiões de 1σ e 2σ para $\Delta X/X$.

6.3 Cortes realizados nos múons no nível de observação

Os cortes para a energia e para os valores angulares seguem a expressão (5.1) e a tabela 5.10, respectivamente.

6.3.1 Distribuição da energia dos múons no nível de observação

A figura 6.3 apresenta a distribuição da energia dos múons considerando cada tipo de corte.

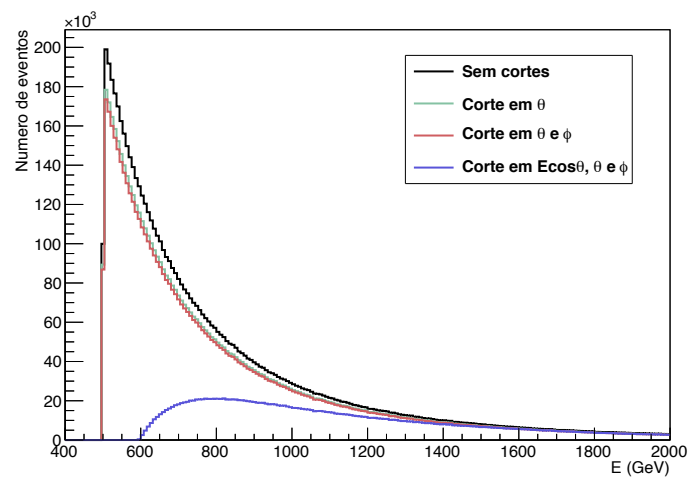


Figura 6.3: Distribuição da energia dos múons no nível de observação para cada tipo de corte considerado.

O corte abrupto em $E = 500$ GeV se deve ao parâmetro ECUTS, onde foi definido que qualquer múon com $E < 500$ GeV fosse desconsiderado durante as simulações. Já o formato diferente para a distribuição que considera todos os cortes se deve ao corte na energia assumir uma dependência em $\cos\theta$.

6.3.2 Distribuições angulares dos múons no nível de observação

Os cortes seguem a tabela 5.10. As figuras 6.4 (a) e (b) mostram as distribuições angulares dos eventos simulados para cada tipo de corte considerado para os resultados finais. Apesar dos múons no nível de observação poderem assumir valores onde $\theta > 70^\circ$, o corte abrupto apresentado na figura 6.4 (a) ocorre devido ao fato da opção CURVED estar desabilitada, impedindo que ângulos acima desse regime sejam escolhidos para os decaimentos que produzem os múons.

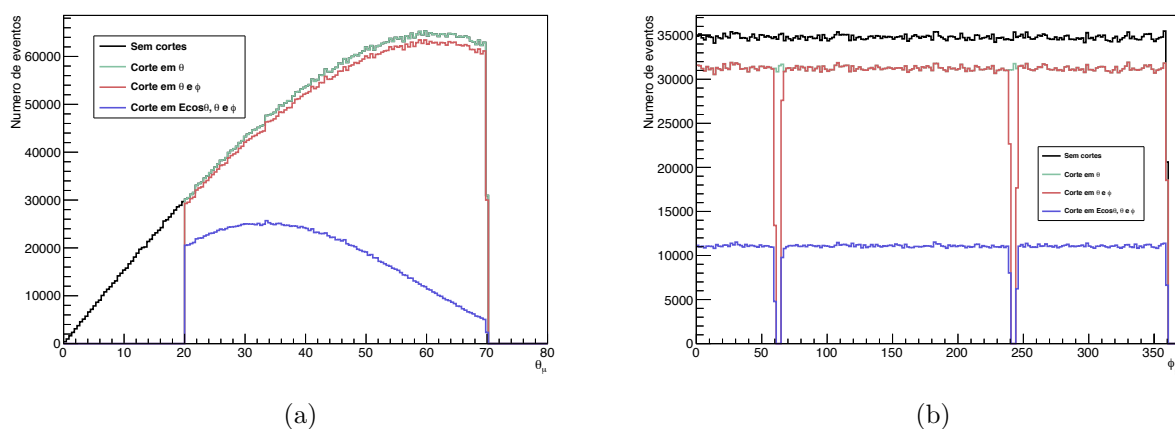


Figura 6.4: Distribuição dos eventos de acordo com o ângulo (a) zenital e (b) azimutal no nível de observação para cada tipo de corte considerado.

O formato diferente para a distribuição de θ_μ que inclui todos os cortes, vista na figura 6.4 (a), é uma consequência do fato de que eventos mais energéticos são mais raros. À medida que o ângulo θ_μ aumenta, a energia mínima necessária para que o múon no nível de observação alcance o Far Detector também aumenta, portanto espera-se que existam menos eventos para maiores ângulos zenitais.

6.4 Valores encontrados para α_X

O valor de α_X leva em consideração todos os eventos simulados, desde $h = 0$ km até $h = 112,8$ km de altitude. O valor da altitude média de onde ocorrem as primeiras interações – dado por $\bar{h} = 24,246 \pm 8,881$ km e apresentado pela figura 6.1 (a) – é considerado para o cálculo de α_X .

	N_μ		$\Delta R_\mu / \langle R_\mu \rangle (\times 10^{-3})$	$\Delta X / X$	α_X
	Linsley	Keilhauer			
Sem cortes	$3,396 \times 10^6 \pm 2 \times 10^3$	$3,369 \times 10^6 \pm 2 \times 10^3$	$7,926 \pm 0,005$	$0,025^{+0,010}_{-0,013}$	$0,31^{+0,12}_{-0,16}$
Com cortes	$1,303 \times 10^6 \pm 1 \times 10^3$	$1,293 \times 10^6 \pm 1 \times 10^3$	$7,751 \pm 0,009$	$0,025^{+0,010}_{-0,013}$	$0,30^{+0,12}_{-0,16}$

Tabela 6.2: A tabela apresenta os valores referentes ao cálculo de α_X , tais como o número de múons produzido por cada parametrização, a variação no fluxo de múons, denotada por $\Delta R_\mu / R_\mu$ e a variação na parametrização $\Delta X / X$. Os erros apresentados são apenas estatísticos.

Apesar do número total de múons ter diminuído $\sim 60\%$ após aplicar os cortes em $E \cos \theta$, θ e ϕ , o valor final de α_X sofreu uma variação de apenas $\sim 2\%$. Os resultados encontrados para α_X apresentado na tabela 6.2, dados por $\alpha_X = 0,31^{+0,12}_{-0,16}$ e $\alpha_X = 0,30^{+0,12}_{-0,24}$ para as medidas com e sem cortes, respectivamente, mostram que uma variação de $\sim 2,5\%$ na parametrização resulta numa variação de $\sim 0,8\%$ no fluxo de múons simulado. Os valores encontrados para α_X permitem encontrar a relação entre a variação na parametrização e a variação na temperatura efetiva da atmosfera, dada por

$$\frac{\Delta T_{eff}}{\langle T_{eff} \rangle} = \left(\frac{\alpha_{X_G}}{\alpha_T} \right) \frac{\Delta X}{X} \quad (6.1)$$

e $\alpha_T = 0,873 \pm 0,009$ [2]. A tabela 6.3 apresenta essa relação.

α_X / α_T	
Sem cortes	$0,35^{+0,14}_{-0,18}$
Com cortes	$0,34^{+0,14}_{-0,18}$

Tabela 6.3: A tabela apresenta o coeficiente α_X / α_T que define a relação entre a variação da temperatura efetiva da atmosfera e a variação entre parametrizações utilizadas.

Os valores apresentados na tabela 6.3 demonstram que uma variação de $\sim 2,5\%$ em $\Delta X / X$ implica em uma variação de $\sim 1\%$ em $T_{eff} / \langle T_{eff} \rangle$.

Capítulo 7

Conclusões

Foi apresentada uma metodologia para simular, indiretamente, a correlação entre a variação de temperatura da alta atmosfera e a variação do fluxo de múons de raios cósmicos. Isso pôde ser feito a partir da correlação entre uma variação na parametrização do modelo atmosférico simulado e o fluxo de múons resultante da simulação. Para cumprir tal objetivo, foi feita uma revisão na literatura, apresentando alguns experimentos que obtiveram essa correlação, foram apresentados estudos sobre raios cósmicos, chuviscos atmosféricos extensos e foi feita uma descrição de como um EAS é simulado pelo CORSIKA. O experimento MINOS, cujo resultado para α_T – coeficiente referente à relação entre a variação da temperatura e a variação do fluxo de múons – foi de fundamental importância para a pesquisa, foi abordado, explicitando e descrevendo seus principais componentes. Como resultado da pesquisa, foi obtido um coeficiente α_X , que correlaciona a variação na parametrização atmosférica utilizada com a variação no fluxo de múons simulado.

Os valores positivos encontrados para α_X com e sem os cortes referentes as condições impostas pelas características do Far Detector do experimento MINOS são condizentes com o esperado teoricamente. Ele é uma consequência de que tanto $\Delta X/X$ quanto $\Delta R_\mu/\langle R_\mu \rangle$ são positivos. O sinal positivo de $\Delta X/X$ ocorre devido ao fato de que $X(h)_L > X(h)_K$ e, portanto, que a parametrização de Linsley tem uma temperatura efetiva maior que a de Keilhauer. Isso é comprovado também pelo valor médio da altitude das primeiras interações, onde $\overline{h}_L > \overline{h}_K$. A maior temperatura apresentada pela parame-

trização de Linsley produz um maior fluxo de múons, resultado que condiz com o fato de que $\Delta R_\mu / \langle R_\mu \rangle > 0$, pois $R_\mu^L > R_\mu^K$. Portanto, todos os resultados físicos qualitativos previstos em uma elevação da temperatura efetiva da atmosfera foram verificados.

O uso do resultado de α_T apresentado pelo experimento MINOS possibilitou a verificação de que uma variação global de 2,5% na profundidade $X(h)$ da atmosfera simulada levou à uma variação de 1% na sua temperatura efetiva. Esse resultado, se comparado às pequenas oscilações de temperatura apresentadas pela figura 1.6 – as quais são, também, da ordem de 1% ou maiores –, demonstram que ambas as parametrizações são igualmente válidas para qualquer conjunto de simulações de Monte Carlo feitas para o experimento.

Sabe-se que uma atmosfera menos densa diminui a probabilidade de interação, levando à um maior número de decaimentos hadrônicos e, conseqüentemente, aumentando o fluxo de múons. Apesar disso, a menor densidade também apresenta uma maior probabilidade de decaimento para os múons, efeito que resultaria numa diminuição do fluxo. O resultado global para α_X é uma consequência de que $R_\mu^L > R_\mu^K$ e, considerando que $\rho_L < \rho_K$, tal resultado comprova que o efeito referente ao decaimento dos hádrons é o dominante.

A pequena diferença apresentada para os valores de α_X para as análises com e sem os cortes referentes às características do Far Detector sugerem que, dentro do intervalo de energia investigado, não existe uma dependência entre a energia da partícula e a sua probabilidade de decaimento, fazendo com que a densidade atmosférica seja o único parâmetro relevante para o número total de múons que alcança o nível de observação.

Referências Bibliográficas

- [1] Carlson P.; De Angelis, A. **Nationalism and internationalism in science: the case of the discovery of cosmic rays**. arXiv: 1012.5068v2. 28 de janeiro de 2011.
- [2] Adamson, P. *et al.* **Observation of muon intensity variations by season with the MINOS Far Detector**. Phys. Rev. D8, 012001. 2010.
- [3] Munakata, K. *et al.* **Time variation of the cosmic ray muon flux in underground detectors and correlation with atmospheric temperature**. J. Phys. Soc. Jpn. **60**, p. 2808. 1991.
- [4] Bouchta, A., em nome da colaboração. **Seasonal variation of the muon flux seen by AMANDA**. 26th International Cosmic Ray Conference (ICRC 1999), realizada em Salt Lake City, Utah, EUA.
- [5] Bellini, G. *et al.* **Cosmic-muon flux and annual modulation in Borexino at 3800 m water-equivalent depth**. arXiv: 1202.6403. 2012.
- [6] Ambrosio, M. *et al.* **Seasonal variation in the underground muon intensity as seen by MACRO**. Astropart. Phys. **7**, p. 109. 1997.
- [7] Osprey, S. *et al.* **Sudden stratospheric warmings seen in MINOS deep underground muon data**. Geophys. Res. Lett. **36**, L05809. 2009.
- [8] Heck, D.; Pierog, T. **Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide (Version 6.99x, from August 8, 2011)**. Disponível em: <http://www-ik.fzk.de/corsika/usersguide/usersguide.pdf>

- [9] Linsley, J. Private communications by M. Hillas. 1988.
- [10] Keilhauer, B. *et al.* **Impact of varying atmospheric profiles on extensive air shower observation: atmospheric density and primary mass reconstruction.** *Astropart. Phys.* **22**, p. 249. 2004.
- [11] Wilczynska, B. *et al.* **Importance of Atmospheric Model in Shower Reconstruction.** *Proc. 28th International Cosmic Ray Conference.* Vol. 2, p. 571. Tsukuba, Japão. 2003.
- [12] Adamson, P. *et al.* **The MINOS Detectors Technical Design Report.** Fermilab Report NuMI-L-337. 1998.
- [13] National Geophysical Data Center. Acessado em 04 de abril de 2011. Disponível em: <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag/>
- [14] Wilson, C.T.R. **On the Ionisation of Atmospheric Air.** *Proc. Roy. Soc. of London.* **68**, 151. 1901.
- [15] Grashorn, E. W. **Astroparticle Physics in the MINOS Far Detector.** Tese de doutorado, Universidade de Minnesota, EUA. 2008.
- [16] Klapdor-Kleingrothaus, H.V.; Zuber, K. **Particle Astrophysics.** IOP Publishing Ltd. ISBN 0 7503 0403 0. 1997.
- [17] Gaisser, T. K. **The cosmic-ray spectrum: from the knee to the ankle.** *Journal of Physics: Conference Series* **47**, p. 15. 2006.
- [18] Naganot, M. *et al.* **Energy spectrum of primary cosmic rays above 10^{17} eV determined from extensive air shower experiments at Akeno.** *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18**, 423. 1992.
- [19] Mostafa, M. **Ultra High Energy Cosmic Rays.** XXXI Physics in Collision, Vancouver, Canadá. 2011.

- [20] Zatsepin, G. T.; Kuz'min, V. A. **Upper limit of the spectrum of cosmic rays.** J. Exp. Theor. Phys. Lett. **4**, p. 78. 1966.
- [21] Abbasi, R. U. *et al.* **First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression.** Phys. Rev. Lett. **100**, 101101. 2008.
- [22] Abraham, J. *et al.* **Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV.** Phys. Rev. Lett. **101**, 061101. 2008.
- [23] Nakamura, K. *et al.* **Particle Data Group.** J. Phys. G**37**, 075021. 2010.
- [24] Curry, J. A.; Webster, P. J. **Thermodynamics of Atmospheres and Oceans.** Academic Press. ISBN 0-12-199570-4. 1999.
- [25] Marshall, J.; Plumb, R. A. **Atmosphere, Ocean, and Climate Dynamics. An Introductory Text.** Elsevier Academic Press, ISBN 978-0-12-558691-7. 2008.
- [26] Riehl, H. **Introduction to the atmosphere.** McGraw-Hill, Inc. Segunda edição. 1972.
- [27] Heck, D.; Knapp, J.; Capdevielle, J. N.; Schatz, G.; Thouw, T. **CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers.** Report FZKA 6019. 1998.
- [28] Marsaglia, G.; Zaman, A. **Fast Uniform Random Number Generator.** MATH-LIB V113. CERN Program Library. 1989.
- [29] Lohmann, W. Kopp, R. Voss, R. **CERN Report 85-03.** 1985.
- [30] Adamson, P. *et al.* **Charge-separated atmospheric neutrino-induced muons in the MINOS far detector.** Phys. Rev. D**75**, 092003. 2007.
- [31] Adamson, P. *et al.* **Measurement of the atmospheric muon charge ratio at TeV energies with the MINOS detector.** Phys. Rev. D**76**, 052003. 2007.

-
- [32] Adamson, P. *et al.* **Observation in the MINOS far detector of the shadowing of cosmic rays by the sun and moon.** *Astropart. Phys.* **34**, p. 457. 2011.
- [33] Adamson, P. **CPT Conservation and Atmospheric Neutrinos in the MINOS Far Detector.** Tese de doutorado, Universidade de Minnesota. 2006.
- [34] Livingston, M. S. **Analysis of Charge-Exchange Injection for NAL.** Fermilab Report No. FN-194. 1969.
- [35] Gomes, R. A. **Uma investigação sobre o decaimento semileptônico do cascata neutro no modo muônico e sua observação.** Tese de doutorado, Universidade Estadual de Campinas, São Paulo. 2005.
- [36] Raufer, T. M. **A Study of Neutrino Oscillations in MINOS.** Tese de doutorado, University College, Oxford. 2007.
- [37] Osiecki, T. H. **A Search for Sterile Neutrinos in MINOS.** Tese de doutorado, University of Texas at Austin. 2007.
- [38] Smith, C. B. **Calibration of the MINOS Detectors and Extraction of Neutrino Oscillation Parameters.** Tese de doutorado, University College London. 2002.
- [39] Adamson, P. *et al.* **Measurement of the underground atmospheric muon charge ratio using the MINOS Near Detector.** *Phys. Rev. D* **83**, 032011. 2011.
- [40] Hartnell, J. J. **Measurement of the Calorimetric Energy Scale in MINOS.** Tese de doutorado. Universidade de Oxford. 2005.
- [41] Schreiner, P. **Far Detector cosmic muon surface energy calculations.** MINOS Collaboration internal report. 2010.