

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
Instituto de Física

Elisa Garcia Pereira

Variação do Fluxo de Múons no Nível do Solo para Simulações
de Raios Cósmicos

Porto Alegre

2021

Elisa Garcia Pereira

Variação do Fluxo de Múons no Nível do Solo para Simulações de
Raios Cósmicos

Trabalho de Conclusão de Curso submetido à Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito necessário para obtenção do grau de Bacharel em Física.

Orientador: Dimiter Hadjimichef

Maio, 2021

Agradecimentos

Ao meu orientador professor Dimiter que aceitou me orientar e incentivou durante a iniciação científica.

Aos meus pais, avós e ao Hermes que acreditaram em mim e me apoiaram nessa jornada.

Aos meus amigos que mantiveram contato, me apoiando e incentivaram durante o distanciamento social, em especial Carol, Ju, Teca, Bruno, Pâmela, Gabs, Seba, Lari e Fernando.

E aos amigos e colegas Natalia, Marcos, Roier, Hellen, Lucas e Marco que fizeram este final de curso atípico menos solitário.

Ao HEPSim [1] por toda ajuda e discussão em física de altas energias.

Resumo

No artigo "Tidal Frequencies in the Time Series Measurements of Atmospheric Muon Flux from Cosmic Rays" de H.Takai [2] é reportada a detecção de frequências de maré na análise espectral do fluxo de múons, provenientes de chuveis de raios cósmicos, medido ao longo de oito anos. Para simular um efeito semelhante nós utilizamos a ferramenta de simulação CORSIKA [3]. Neste trabalho escolhemos como partícula inicial um próton com energia de 10 TeV. Para comparar com o resultado do Takai nossa simulação foi realizada com os parâmetros de Nova York, como o campo magnético e a altura do detector.

No nosso modelo, nós modificamos a densidade atmosférica de modo a ter uma dependência periódica nas quatro primeiras camadas da atmosfera terrestre. As simulações mostraram um comportamento consistente com os resultados de Takai, mas foram restritas para o período de um ano, devido ao tempo computacional necessário. Porém, podemos observar que uma simples dependência periódica fenomenológica da função de densidade atmosférica pode reproduzir qualitativamente o complexo efeito de maré que são observados em resultados experimentais. Neste trabalho, também estudamos a influência do ângulo de incidência da partícula inicial e fizemos simulações de dados reais de atmosfera utilizando o programa *gdastool* [4].

Palavras-chave: Raios Cósmicos, CORSIKA, marés atmosféricas.

Abstract

The article "Tidal Frequencies in the Time Series Measurements of Atmospheric Muon Flux from Cosmic Rays" from H.Takai [2] is reported the tidal frequencies in the spectral analysis of the muon flux, that comes from cosmic rays, measured during eight years. To simulate a similar effect we used a toolkit called COSIKA [3]. In this work, we chose as an initial particle a proton with an energy of 10 TeV. In order to compare with Takai's result, our simulation is set with New York parameters, as the magnetic field and detector height.

In our model, we changed the atmospheric density so we have a periodic dependency in the first four atmospheric layers. The simulations show a consistent behavior with Takai's result, but it was restricted to a range of a year due to computation time. Still, we have shown that a simple phenomenological periodic time-dependent density function can reproduce qualitatively the complex atmospheric tides effects that are revealed in the experimental data. In this work, we also studied the importance of the incidence angle of the original particle and made real data simulation using the program *gdastool* [4].

Keywords: Cosmic rays, CORSIKA, atmospheric tides.

Sumário

1	Introdução	7
2	Aspectos Teóricos	8
2.1	Raios Cósmitos	8
2.2	Múons	9
2.3	Tidal Frequencies in the Time Series Measurements of Atmospheric Muon Flux from Cosmic Rays	9
2.4	Densidade Atmosférica e Frequências de Maré	11
2.5	A Ferramenta de Simulação CORSIKA	12
2.5.1	Atmosfera	13
2.5.2	Ferramenta <i>gdastool</i>	14
2.5.3	Ângulo de Incidência da Partícula Inicial	14
3	Metodologia	15
3.1	Utilizando a Ferramenta CORSIKA	15
3.2	Modelo Numérico	16
4	Desenvolvimento	19
4.1	Variação da Densidade Atmosférica	19
4.1.1	Supondo uma Dependência Temporal do Tipo $\sin^2(\omega, t)$	19
4.1.2	Efeito Direto em Cada Parâmetro e Camada da Atmosfera	20
4.1.3	Utilizando Dados Reais e a Ferramenta <i>gdastool</i>	22
4.1.4	Ângulo da fonte	25
4.1.5	Efeito Direto do Ângulo de Incidência da Partícula Inicial	27
5	Considerações Finais	28

1 Introdução

Raios cósmicos são partículas provenientes do espaço que, quando entram na atmosfera terrestre, interagem com a mesma causando a formação dos chuviros de partículas. Durante o trabalho de iniciação científica estudamos como a variação periódica da densidade atmosférica influencia na contagem do fluxo de múons no nível do solo, visando comparar o resultado simulado com resultados experimentais que mostram um comportamento de frequência de maré. O ponto de partida para o presente estudo foi o artigo "Tidal Frequencies in the Time Series Measurements of Atmospheric Muon Flux from Cosmic Rays" de H.Takai [2], onde é reportada a detecção de frequências de maré na análise espectral do fluxo de múons medido ao longo de oito anos no intervalo de 2008 até 2016 em Nova York, como podemos observar na Figura 1.

Neste trabalho, desenvolvemos um estudo sistemático de simulação, com o objetivo de observar quais parâmetros influenciam nesse comportamento senoidal e para isso foi utilizada a ferramenta CORSIKA [3].

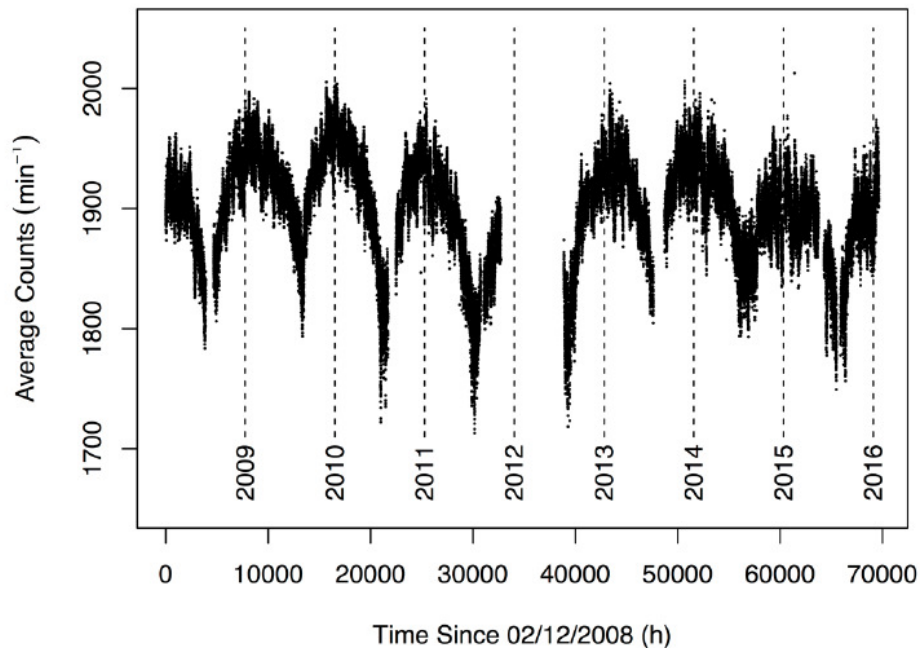


Figura 1: Medida experimental do número de múons no período de oito anos (2008-2016)
Fonte: [2]

2 Aspectos Teóricos

2.1 Raios Cósmitos

Raios cósmicos de alta energia, na sua maioria prótons, mas também partículas alfa e núcleos pesados, espalham com as moléculas de ar começando um “chuveiro” (em inglês extensive air shower). Um chuveiro é uma cascata de muitos quilômetros de partículas ionizadas e radiação eletromagnética geradas a partir de um único evento (ver Figura 2). Da colisão inicial, uma cascata de píons é produzida. Os píons neutros começam um chuveiro eletromagnético constituído de fótons, elétrons e pósitrons. Os píons carregados vão interagir com outros átomos ou decair para múons e neutrinos, constituindo o que é mais abundante no nível do solo.

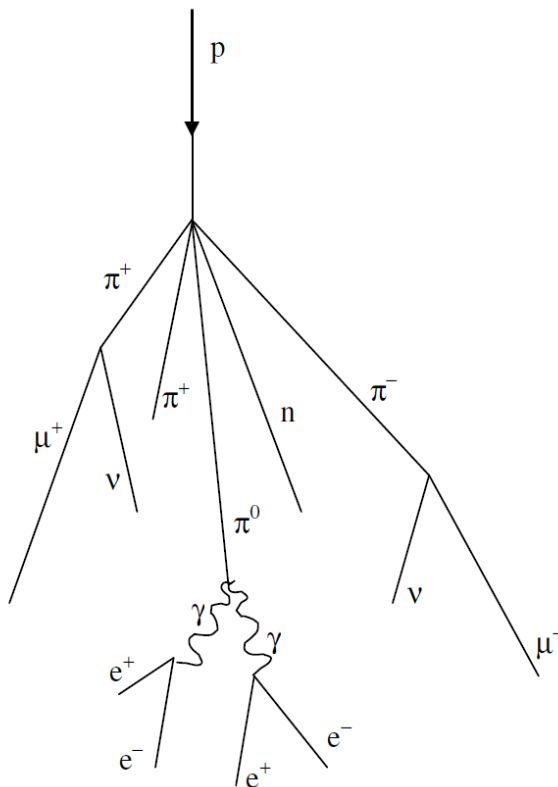


Figura 2: Chuveiro de Raios Cósmitos. Fonte: [5]

No gráfico a baixo (Figura 3) podemos observar o intervalo de energia do raio cósmico para diversas fontes:

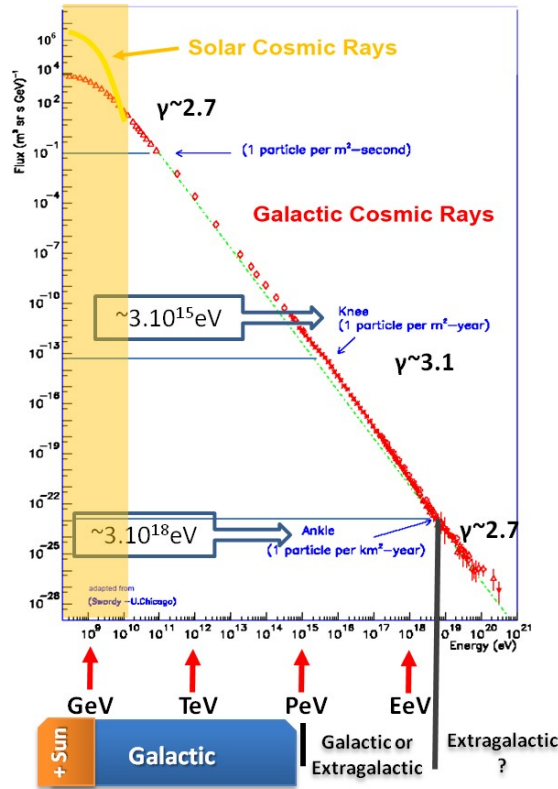


Figura 3: Espectro de raios cósmicos: Intervalo de energia de cada fonte. Fonte: [6]

2.2 Múons

O múon (μ) é um lépton com carga elétrica $-e$, spin $\frac{1}{2}$ e com massa aproximadamente 207 vezes maior que a do elétron, muitas vezes descrito como “muito semelhante ao elétron, mas mais pesado”. Por causa da sua massa elevada o *stopping power* do múon é relativamente baixo, acarretando numa pequena perda de energia ao cruzar a atmosfera e juntamente ao efeito relativístico de suas altas velocidades, eles conseguem chegar à superfície da Terra.

2.3 Tidal Frequencies in the Time Series Measurements of Atmospheric Muon Flux from Cosmic Rays

Nesta seção nós iremos revisar brevemente a detecção de múons do artigo Tidal Frequencies in the Time Series Measurements of Atmospheric Muon Flux from Cosmic Rays, escrito por Helio Takai e publicado em 2016 [2], que reporta a detecção de frequências de

maré na análise espectral na medida da série temporal do fluxo de múons realizada num período de oito anos. O telescópio de múons utilizado para essas medidas foi parte do experimento MARIACHI, localizado em Smithtown High School Est no estado de Nova York, latitude $40^{\circ} 52' 14.88''$ N, longitude $73^{\circ} 9' 53.103''$ W e 43m acima do nível do mar.

As oscilações de larga escala da atmosfera produzem marés que são, em geral, geradas por (a) forças gravitacionais da Lua e do Sol, e (b) a ação termal do Sol [7].

O sistema de detecção consiste de dois cintiladores plásticos de 0.28 m^2 subtendendo um ângulo sólido de 3.8 sr. As contagens por minuto foram gravadas por um computador atribuídas por uma marcação temporal proveniente de um relógio GPS com uma precisão de 100 ns. A configuração foi colocada em ambiente fechado com aproximadamente 19 g/cm^2 de cobertura acima dos detectores. Os múons foram detectados com momento acima de $200 \text{ MeV}/c$. Eles gravaram um número total de amostras de 3.391×10^6 . A medida média da taxa de múons foi $(1890 \pm 51) \text{ contagens/s m}^2 \text{ sr}$.

Na Figura 4 desta monografia, retirada do artigo [2], podemos observar a média por hora da série temporal (com pressão corrigida usando leituras da estação de tempo localizada no aeroporto MacArthur) dos dados de múon. Uma característica marcante é a modulação anual com amplitude de $\pm 5\%$ da contagem média, com máxima e mínima durante as estações de inverno e verão, respectivamente. Essa modulação é causada pela variação sazonal do aquecimento proveniente do Sol que expande e contrai a atmosfera. Essa mudança na espessura da atmosfera altera, aumentando ou diminuindo, o caminho de voo do múon.

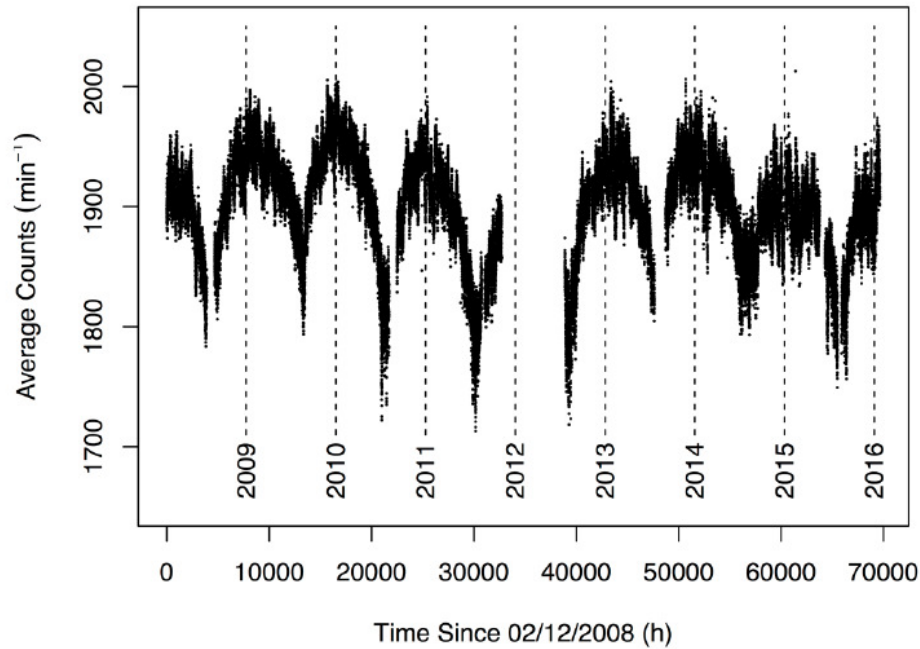


Figura 4: Medida experimental do número de múons no período de oito anos (2008-2016)
 Fonte: [2]

2.4 Densidade Atmosférica e Frequências de Maré

O papel da atmosfera é o de um calorímetro gigante, do qual o fluxo no nível do solo é fortemente dependente da densidade atmosférica. Existem vários fatores que levam a mudanças na densidade atmosférica. Por exemplo, o aquecimento do Sol nas camadas da atmosfera é um mecanismo dominante que origina marés atmosféricas [7] [8] [9] [10]. Essas marés são movimentos oscilatórios de massas de ar caracterizadas por um conjunto de frequências precisamente conhecidas que refletem na quantidade de insolação diária quando a Terra gira ao redor do Sol. A princípio essas marés da densidade do ar podem afetar o fluxo de múons no nível do solo. No experimento realizado por Takai e colaboradores, é reportada a detecção de frequências de maré na análise espectral das séries temporais da medida de fluxo de múons realizadas em um período de oito anos [2].

2.5 A Ferramenta de Simulação CORSIKA

Uma alternativa para o estudo de medidas diretas de raios cósmicos foi o desenvolvimento de uma poderosa ferramenta de simulação, baseada na técnica de Monte Carlo que incorpora o complexo conteúdo físico de um chuvaire de ar extensivo. Em particular a ferramenta CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) é um código para simulação detalhada desses chuvaireos que são iniciados por raios cósmicos de partículas de altas energias (como fótons, prótons, núcleos ou outras partículas). Ela nos permite estudar a interação e decaimento de núcleos, hádrons, múons, elétrons e prótons de altas energias na atmosfera [3].

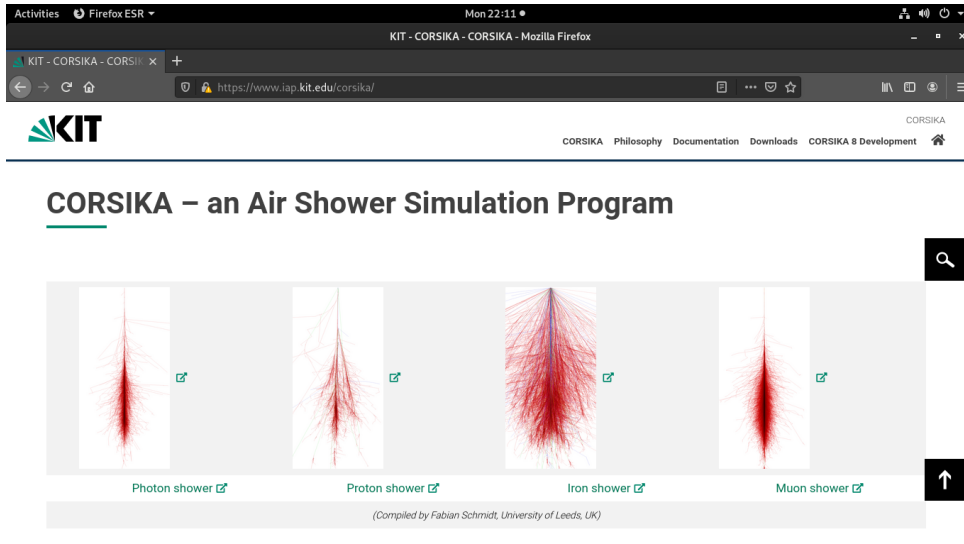


Figura 5: Página da web da ferramenta CORSIKA Fonte: [3] .

O CORSIKA foi originalmente desenvolvido para realizar simulações para o experimento KASCADE [11] [12] em Karlsruhe e foi refinado nos últimos anos. O programa reconhece 50 partículas elementares: γ , e^\pm , μ^\pm , π^0 , π^\pm , K^\pm , $K_{S/L}^0$, η ; os bárions p, n, Λ , Σ^\pm , Σ^0 , Ξ^0 , Ξ^- , Ω^- , os seus correspondentes antibárions, os estados de ressonância ρ^\pm , ρ^0 , $K^{*\pm}$, K^{*0} , \bar{K}^{*0} , Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^- e as correspondentes ressonâncias antibariônicas. Opcionalmente os neutrinos ν_e e ν_μ e os antineutrinos $\bar{\nu}_e$ e $\bar{\nu}_\mu$, resultantes do decaimento π , K e μ podem ser gerados explicitamente. Além disso, núcleos acima de A=56 também podem ser tratados.

Dentre os diversos arquivos da ferramenta o arquivo *all-inputs*, contido na pasta

run, tem destaque, por ser o que deve ser editado pelo usuário. Nele é possível definir os parâmetros para a simulação, como a partícula inicial, sua energia primária, o zênite e o azimute de sua incidência, altura do observador em relação ao nível do solo, a semente (*seed*) do gerador de número aleatório de inicialização, o campo eletromagnético da Terra, a parametrização da atmosfera entre outros.

2.5.1 Atmosfera

A atmosfera no CORSIKA é definida no arquivo *all-inputs* na pasta *run*. Existem diferentes modos de definir a atmosfera na ferramenta. Nesta pesquisa utilizamos três deles:

- Seleção do Modo de Atmosfera:

O comando predefinido de atmosfera é o *ATMOD*, e com ele é possível escolher entre 41 diferentes parametrizações atmosféricas, provenientes de diferentes tabelas de medidas. Essa função exige apenas o conhecimento do número relacionado à parametrização, a lista está na documentação do CORSIKA na seção 4.17 [4]. A parametrização predefinida é a 1, correspondente à *U.S. standard atmosphere (after Linsley)* [4].

- A opção 0 no *ATMOD* permite definir os parâmetro manualmente, sendo possível adicionar quatro novos comandos ao *all-inputs*: *ATMA*, *ATMB*, *ATMC* e *ATMLAY*. Cada um desses comandos precisam de quatro variáveis adicionais. Para o caso do *ATMLAY* a variável é a altura do limite inferior de cada camada i das Equações 1 no capítulo 3.2. Nas opções *ATMA*, *ATMB* e *ATMC* é permitido escolher os valores para cada uma das constantes a_i , b_i e c_i da quatro primeiras camadas (ver Equação 1).

- Arquivo de Perfil Atmosférico:

Substituindo o comando *ATMOD* pelo comando *ATMFILE* no *all-inputs* é possível importar os valores de *ATMA*, *ATMB*, *ATMC* e *ATMLAY* de um arquivo gerado pelo *gdastool*, subprograma do CORSIKA.

2.5.2 Ferramenta *gdastool*

O CORSIKA proporciona um programa para extrair dados reais de atmosfera da base de dados GDAS (Global Data Assimilation System) e compila em um arquivo com as configurações necessárias para que possam ser utilizados no CORSIKA. O *gdastool* requer duas entradas para baixar os dados do repositório: i) o nome de um observatório ou as coordenadas de latitude e longitude em graus e ii) uma "UTC timestamp" (quantos segundos se passaram desde o dia 1^o de janeiro de 1970) referente à data que queremos o perfil atmosférico.

2.5.3 Ângulo de Incidência da Partícula Inicial

O CORSIKA também permite escolher o ângulo de incidência da partícula inicial através de dois parâmetros: THETAP (para zênite) e PHIP (para o azimute). Ambos parâmetros exigem duas variáveis: o limite inferior e superior de um intervalo que consiste em um ângulo sólido do qual a partícula inicial irá incidir (ambos em graus). A incidência da partícula ocorrerá dentro do ângulo sólido e será escolhida de forma aleatória. No nosso trabalho de pesquisa escolhemos sempre o limite inferior igual ao superior, assim limitando a partícula a incidir em um ângulo pré-definido.

No caso do zênite o ângulo deve variar entre 0° e 70° . Esse limite se deve ao detector ser plano, se ele fosse curvo ou esférico (o que é possível definir no CORSIKA) o zênite poderia variar até 90° . Já o azimute varia entre -360° e 360° .

3 Metodologia

3.1 Utilizando a Ferramenta CORSIKA

Com o intuito de adaptar o código em CORSIKA para o nosso problema, primeiro foram variados os parâmetros de execução de modo automático, criando códigos simples em BASH, Python3, C e R. Assumimos que a partícula primária é sempre um próton com energia de 10 TeV. Para comparar com os resultados do Takai, apresentados na Figura 4, nossa simulação é configurada para Nova York, escolhendo o campo magnético local e colocando o detector a 43 m acima do nível no mar, como descrito em [2]. Devido à extensa duração computacional causada pelo grande número de runs, para cada simulação, consideramos o intervalo de tempo de um ano.

Para gerar um resultado mais realístico, a semente (*seed*) de cada simulação é escolhida de forma aleatória e o resultado final é a média de cinco simulações com o mesmo parâmetro, mas diferentes sementes. Os dados de atmosfera foram extraídos da documentação do CORSIKA e os parâmetros do campo magnético do site da *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA) [13].

Utilizamos a versão do CORSIKA 77100 e na extração do Fortran selecionamos as seguintes opções:

```
2 - Use compiler default ('-m64' on a 64bit machine)
4 - QGSJET 01C (enlarged commons)
1 - GHEISHA 2002d (double precision)
1 - horizontal flat detector array [DEFAULT]
```

QGSJET (*Quark Gluon String model with JETs*): “É um programa desenvolvido para descrever interações hadrônicas de altas energias utilizando a parametrização *quasi-eikonal Pomeron* para a amplitude da difração elástica de hádron-núcleos.” Tradução livre da documentação do CORSIKA [4].

GHEISHA (*Gamma Hadron Electron Interaction SHower code*): “É um pacote de interação vastamente utilizado em programas de detectores de Monte Carlo GEANT [14] que já provou sua qualidade em descrever colisões hadrônicas para acima de 100 GeV em muitos experimentos.” Tradução livre da documentação do CORSIKA [4].

3.2 Modelo Numérico

Um passo crucial nos nossos cálculos é a definição de modelo atmosférico. O CORSIKA adota uma composição atmosférica da Terra de 78,1% N₂, 21,0% O₂, 0,9% Ar e sua variação de densidade é modelada por cinco camadas. Nas quatro camadas inferiores, a função de densidade $T(h)$ tem uma dependência exponencial com a altura h , enquanto a quinta camada tem dependência linear:

$$\begin{aligned} T(h) &= a_i + b_i e^{-h/c_i} \\ T(h) &= a_5 - b_5 \cdot h/c_5 \end{aligned} \tag{1}$$

Todas as camadas são parametrizadas por coeficientes a_i , b_i e c_i com $i = 1, \dots, 5$, definido na tabela 1, onde adotamos a *U.S. standar atmosphere*, como apresentada na documentação do CORSIKA.

i	h (km)	a_i (g/cm ²)	b_i (g/cm ²)	c_i (g/cm ²)
1	0-4	-186.555305	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	0	540.1778	772170.16
5	>100	0.01128292	1	10000000000

Tabela 1: Parâmetros da U.S. standard atmosphere (after Linsley).

A variação da densidade atmosférica para a U.S. standard atmosphere (after Linsley) (Tabela 1) pode ser observada na Figura 6 e é possível constatar que a variação da densidade atmosférica é linear, mesmo no limite entre camadas.

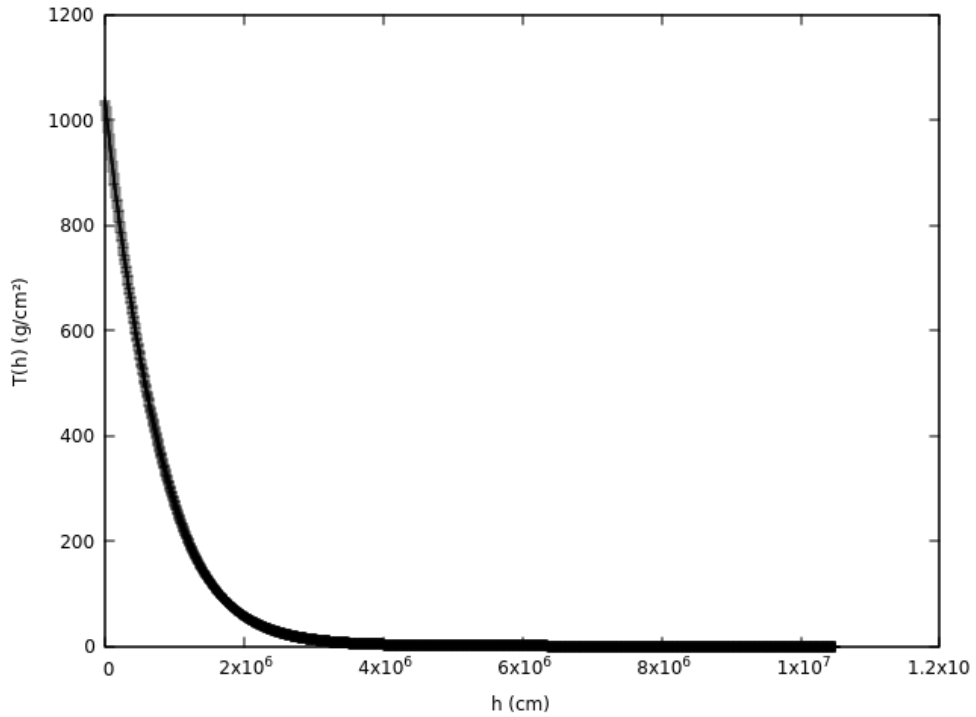


Figura 6: Densidade atmosférica $T(h)$ (em g/cm^2) pela altura h (em cm e com passo de 5000 cm) obtida usando os dados da U.S. standard atmosphere (after Linsley).

Para incorporar o movimento oscilatório das massas de ar da atmosfera nós devemos modificar a função densidade $T(h) \rightarrow T(h, t)$, com a inclusão da dependência periódica do tempo nas quatro camadas inferiores pela seguinte substituição

$$a_i \rightarrow a_i + f(t) \quad ; \quad b_i \rightarrow b_i + f(t) \quad ; \quad c_i \rightarrow c_i + f(t) \quad (2)$$

com $i = 1, \dots, 4$. Escolhemos a mesma função de dependência temporal $f(t)$ para todos os coeficientes e assumimos

$$f(t) = B \sin^2(\omega t) \quad (3)$$

onde ω é $\pi/364$, t é medido em dias e B é um parâmetro livre. A atmosfera original do CORISKA é encontrada quando definimos $B = 0$ na equação 3. Na Figura 7 é possível observar um gráfico do $T(h, t)$ com quatro diferentes valores de B em uma altura $h = 6$ km .

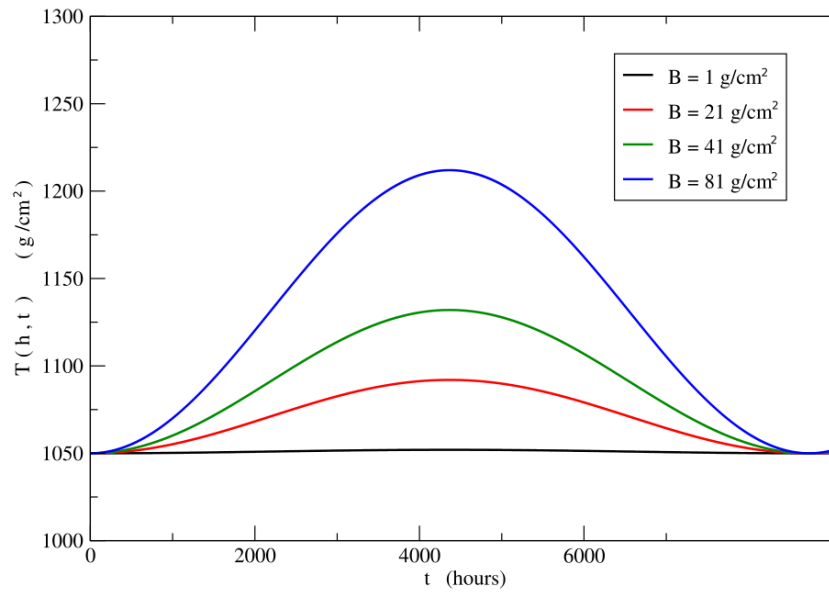


Figura 7: Densidade atmosférica $T(h,t)$ por tempo em horas para diferentes valores de B .

4 Desenvolvimento

4.1 Variação da Densidade Atmosférica

4.1.1 Supondo uma Dependência Temporal do Tipo $\sin^2(\omega, t)$

Na Figura 8 é mostrada a simulação do número de múons por dia em um ano para diferentes valores de B . Esse comportamento é consistente com os resultados apresentados na Figura 7, onde um aumento em B implica numa redução do número de múons no meio do ano (quando $\sin^2(\omega t)$ é máximo). O resultado está de acordo com a medida anual vista na Figura 4.

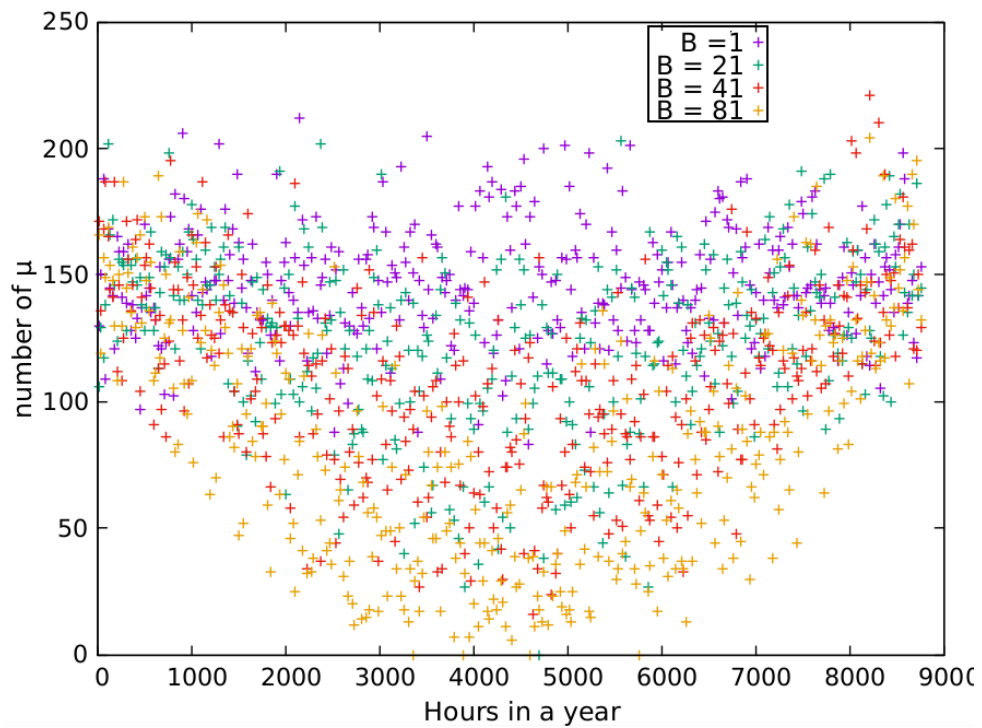


Figura 8: Número de múons para o período de um ano para diferentes valores de B .

4.1.2 Efeito Direto em Cada Parâmetro e Camada da Atmosfera

Para testar a sensibilidade do efeito de cada parâmetro da equação 1 em cada camada da atmosfera foram realizadas várias simulações. As Figura 9, 10 e 11 apresentam gráficos da contagem de múons para a variação dos parâmetros a_i , b_i e c_i . A estratégia foi manter todos os outros parâmetros constantes, de acordo com a Tabela 1, e mudando cada parâmetro individualmente com uma simples variação linear. Para a comparação nós escolhemos o caso $B = 81 \text{ g/cm}^2$ da Figura 7 e 8. Cada parâmetro começa com o valor original tabelado e aumenta com um passo de 0.5 g/cm^2 , finalizando quando já tiver sido somado 81 g/cm^2 . Na camada mais baixa da atmosfera ($i = 1$), para o nível de solo acima de 4 km, mais múons são detectados para menores valores de parâmetros, como visto nas Figuras 9 e 10 para a_1 e b_1 , respectivamente. O que significa que nessa camada mais próxima do nível do solo, o $\sin^2(\omega t)$ tem maior influência. Para os outros valores de a_i ainda temos uma redução sutil e lenta para o número de múons detectados no nível do solo. Para os outros valores de b_i nenhuma mudança significativa ocorreu no número de múons nas camadas mais elevadas. A mesma conclusão se aplica para os valores calculados de c_i .

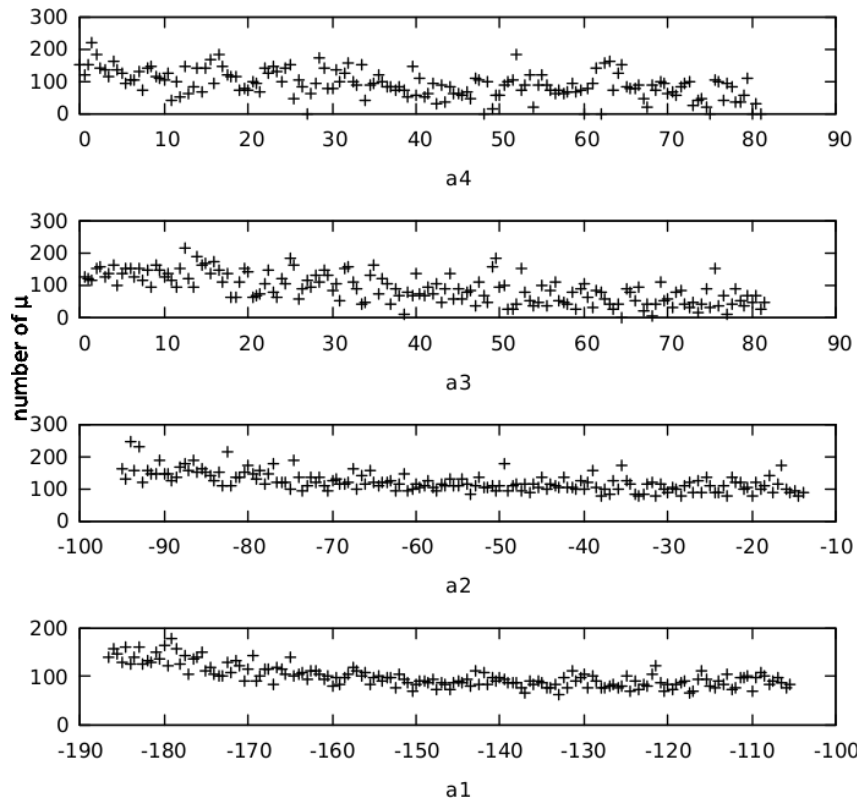


Figura 9: Número de múons em função do parâmetro a_i para $i = 1, 2, 3, 4$ em $B = 81$.

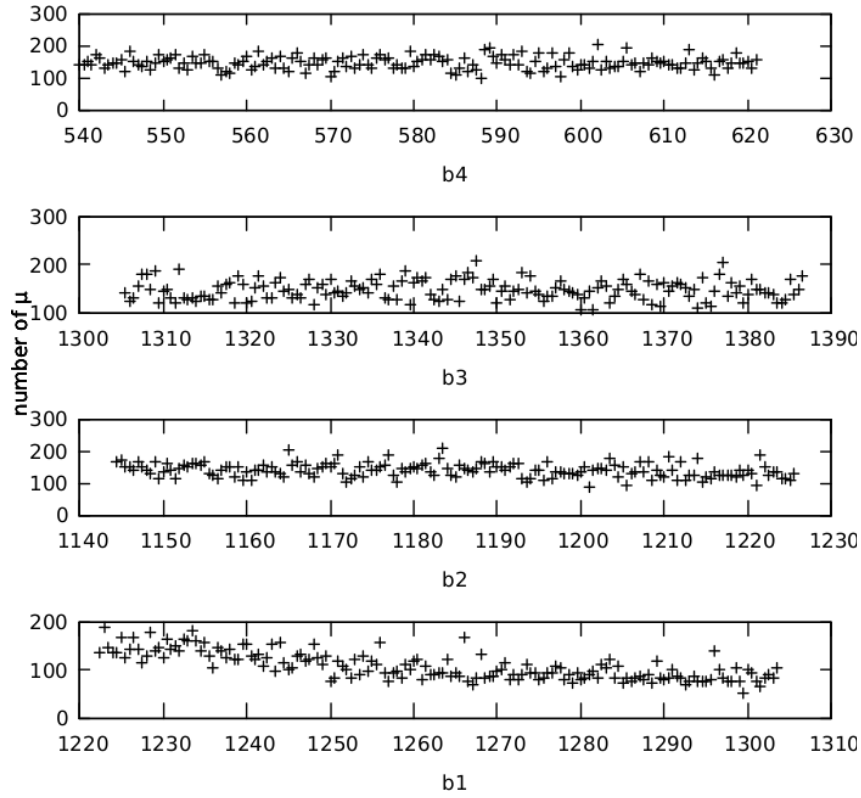


Figura 10: Número de múons em função do parâmetro b_i para $i = 1, 2, 3, 4$ em $B = 81$.

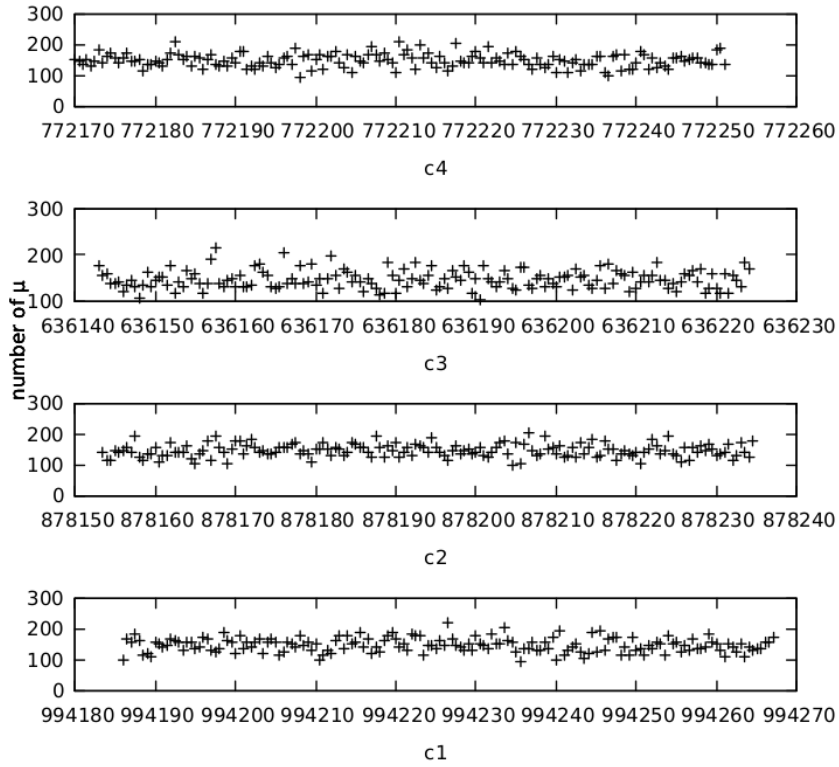


Figura 11: Número de múons em função do parâmetro c_i para $i = 1, 2, 3, 4$ em $B = 81$.

4.1.3 Utilizando Dados Reais e a Ferramenta *gdastool*

Visando comparar com os resultados do experimento de Takai, Figura 7 dessa monografia, criamos um gráfico com as mesmas especificações, mas agora para dados reais de atmosfera provenientes dos parâmetros a_i , b_i , c_i gerados pelo *gdastool* para a atmosfera real no ano de 2010. O resultado é apresentado na Figura 12. É possível observar que, em média, de forma qualitativa e sutil, há um aumento na densidade atmosférica para então uma redução, assim como na Figura 7 .

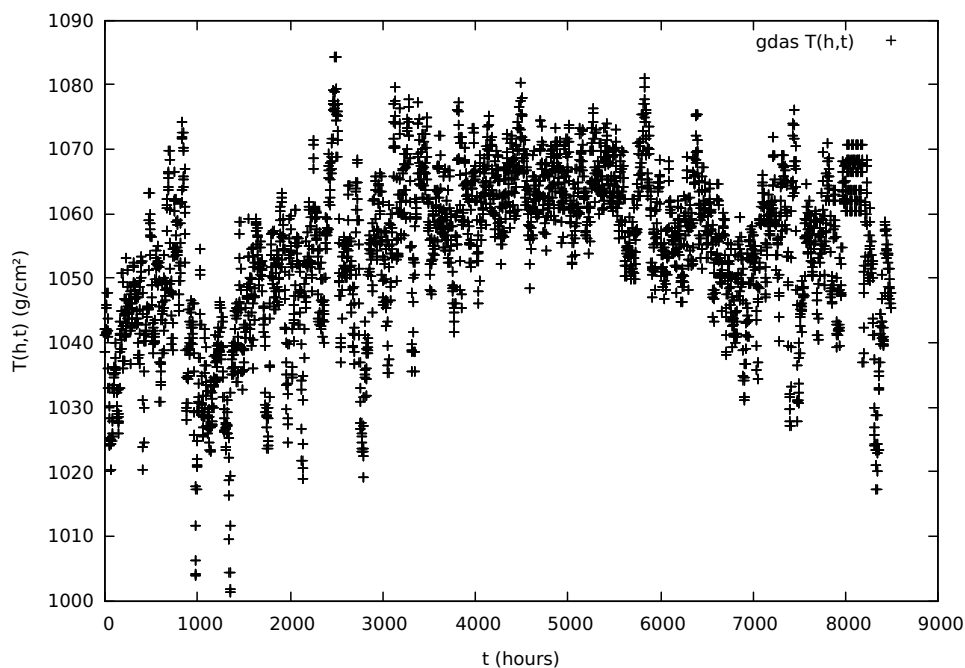


Figura 12: Densidade atmosférica $T(h,t)$ por tempo em horas para valores de atmosfera gerados por dados reais extraídos com a ferramenta *gdastool* para a altura $h=6$ km.

Além dessa variação sutil na densidade atmosférica da primeira camada, observamos que a altura máxima das camadas varia ao longo do ano, tendo um valor máximo no verão e mínimo no inverno, como podemos observar nas figuras 13, 14 e 15. Esse comportamento pode estar associado com o efeito de marés observado por Takai.

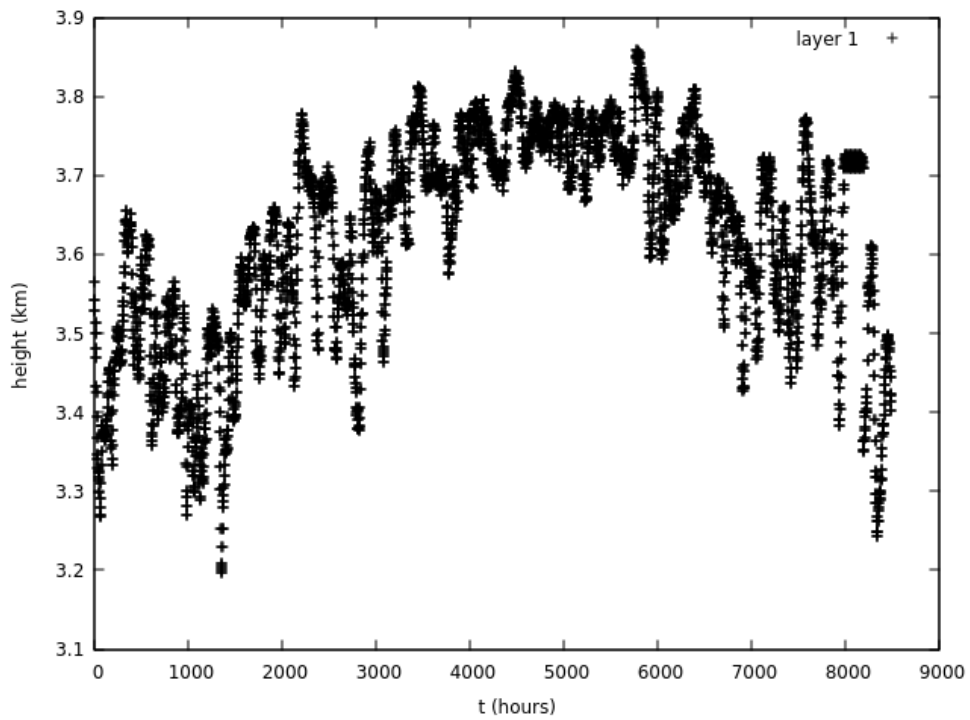


Figura 13: Medidas no intervalo de uma hora ao longo do ano de 2010 da altura máxima da primeira camada em quilômetros.

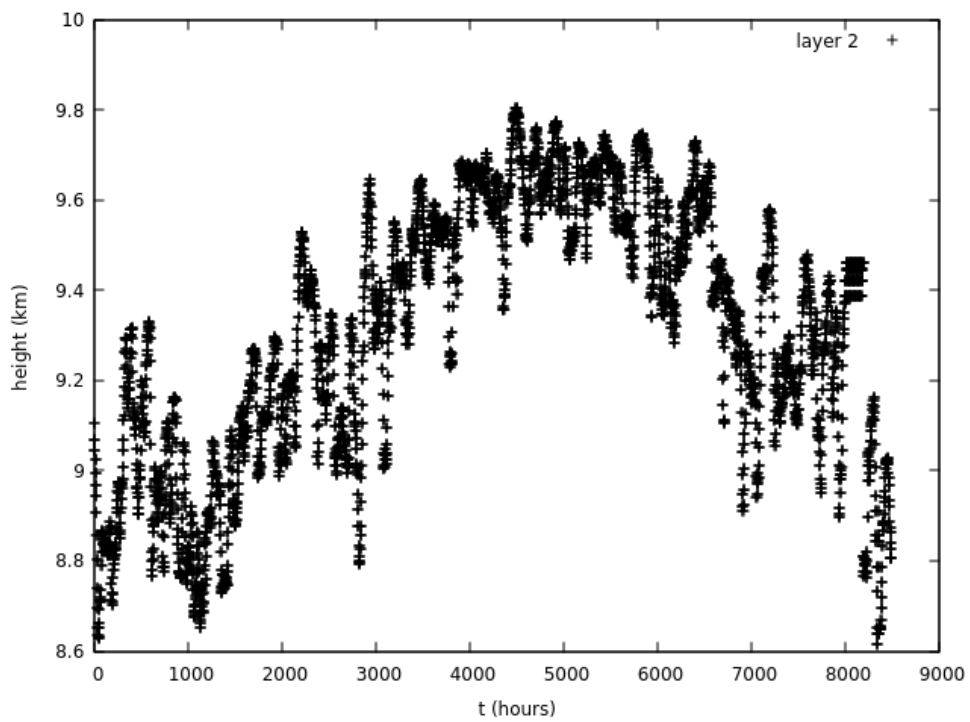


Figura 14: Medidas no intervalo de uma hora ao longo do ano de 2010 da altura máxima da segunda camada em quilômetros.

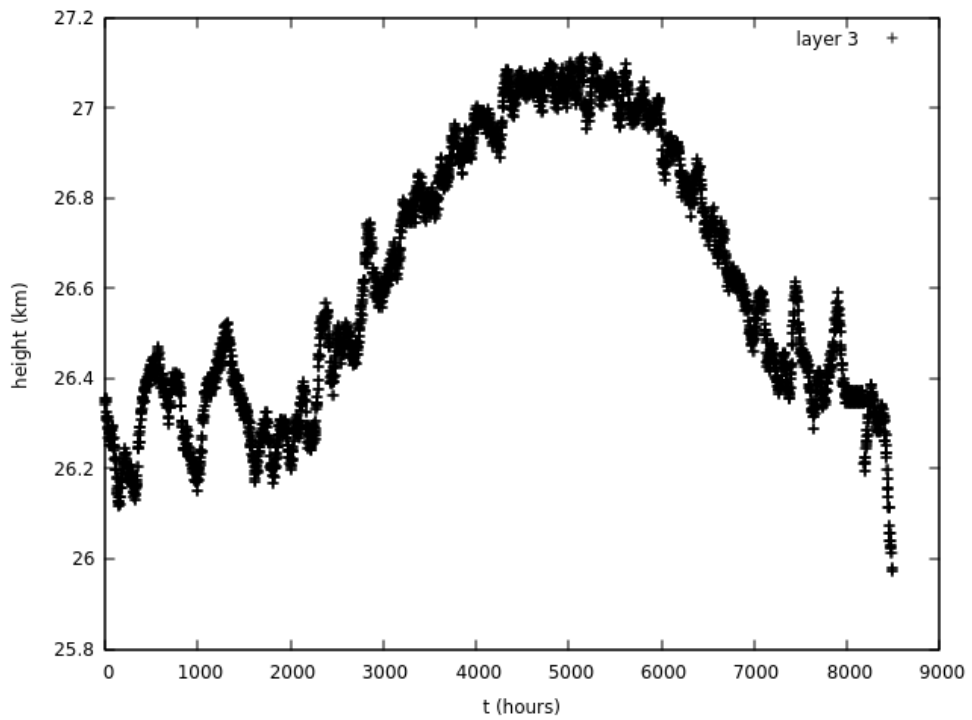


Figura 15: Medidas no intervalo de uma hora ao longo do ano da altura de 2010 máxima da terceira camada em quilômetros.

Porém, o número de múons medidos nesse mesmo intervalo de tempo não demonstra a contribuição da variação da densidade atmosférica ao longo do ano, como podemos observar na Figura 16.

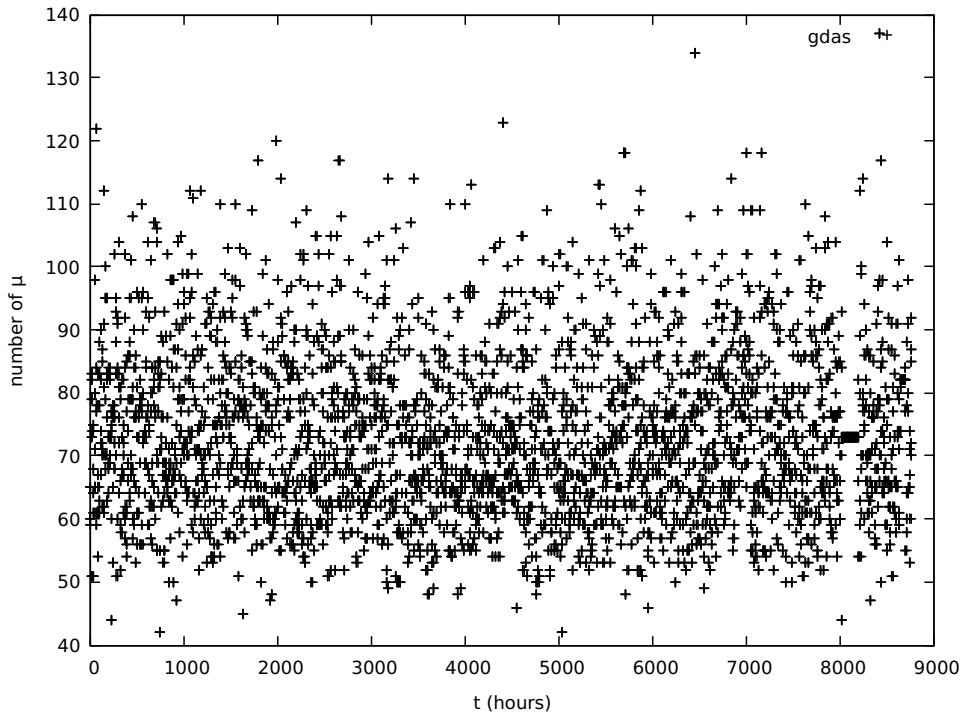


Figura 16: Número de múons ao longo do ano de 2010 (medido em horas) para os resultados gerados pela ferramenta *gdastool*.

4.1.4 Ângulo da fonte

Além da variação direta da densidade atmosférica, o ângulo da fonte também influencia o número de múons medidos, pois o caminho pode ser maior nas camadas, dependendo do ângulo. Para simular escolhemos o ângulo do Sol ao longo do ano de 2010, apesar de que a energia dos raios cósmicos provenientes do Sol não assumem valores tão elevados quanto os que utilizamos na simulação. Os dados são reais e provenientes do site NOAA [15]. Foram realizadas simulações de 6 em 6 minutos para os horários nos quais o Sol estava em ângulos de zênite entre 0° e 70° e azimute entre -360° e 360° .

Constatamos a partir da Figura 17 que no meio do ano o zênite assume valores menores que no começo e final do ano, ou seja, o Sol atinge uma posição máxima na vertical. Já o azimute se mantém entre 200° e 150° no início e final do ano, mas na metade ele assume valores mais dispersos.

A Figura 18 mostra que o gráfico é defasado em $\frac{\pi}{2}$ em relação ao da Figura 8, o que, comparando com os resultados experimentais [2] concluímos que o ângulo do Sol, apesar de contribuir para o número de múons detectados, não é o fator dominante, visto que o resultado, apesar de ser um comportamento de maré, é defasado em relação aos

dados experimentais.

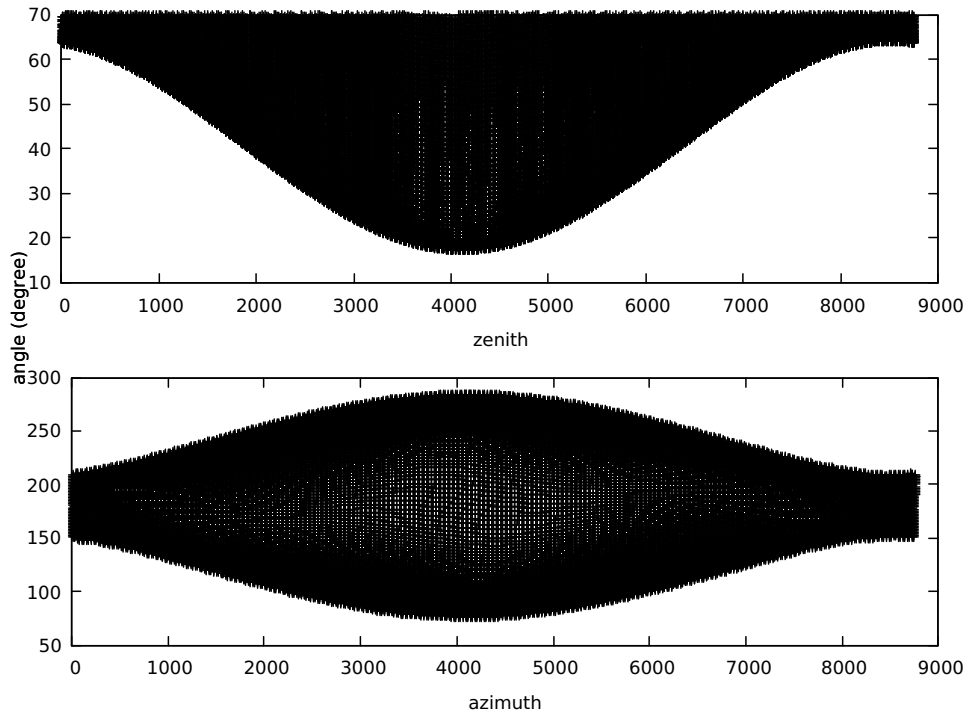


Figura 17: Ângulo do zênite e azimute do Sol ao longo do ano de 2010 por horas do ano.

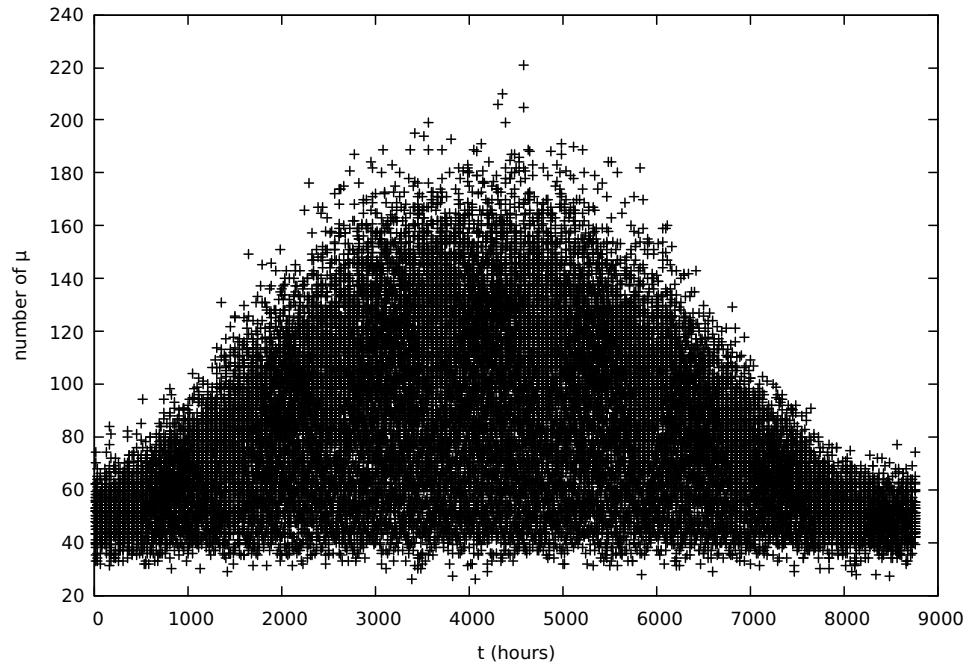


Figura 18: Número de múons medidos ao longo do ano de 2010 para a simulação do ângulo de incidência da partículas primárias provenientes do Sol.

4.1.5 Efeito Direto do Ângulo de Incidência da Partícula Inicial

Apesar de concluirmos na seção anterior que o ângulo do sol não é o fator dominante para a contagem de múons, é interessante observar o efeito direto do ângulo de incidência da partícula inicial. Na Figura 19 apresentamos um gráfico do número de múons para cada ângulo do zênite e embaixo o gráfico para o número de múons em relação ao ângulo do azimute. Observamos que a variação do azimute não influencia na contagem de múons, entretanto, quanto mais vertical for o feixe (quanto menor for o ângulo do zênite) maior o número de múons detectados. Podemos concluir que tal efeito se deve ao fato de quanto mais inclinado o feixe, maior o caminho das partículas em cada camada da atmosfera.

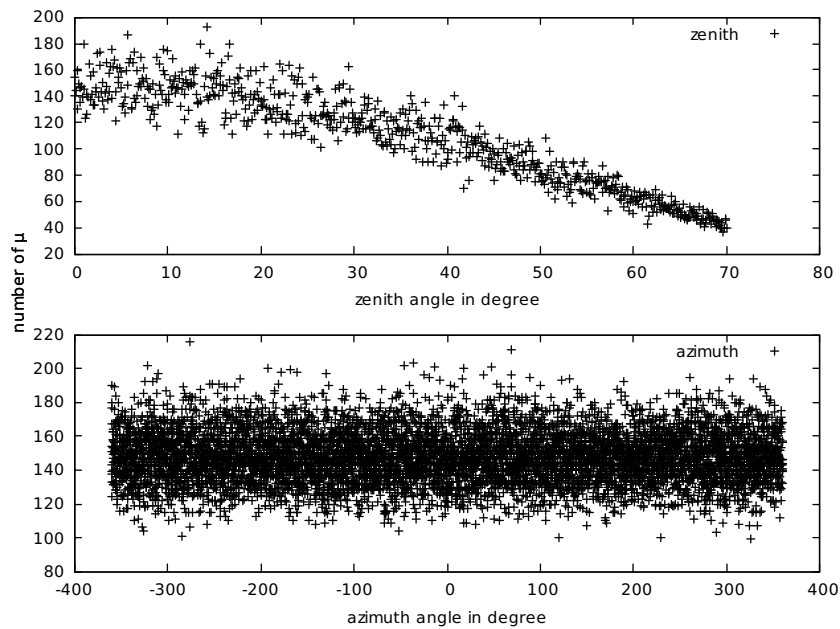


Figura 19: Gráfico superior: Número de múons por ângulo do zênite (em graus). Gráfico inferior: Número de múons por ângulo do azimute (em graus).

5 Considerações Finais

Apesar das a simulações terem sido restritas para o período de um ano, devido ao tempo computacional, constatamos que:

- Para a variação de densidade atmosférica, as camadas inferiores são mais influentes no número de múons.
- Foi possível constatar que com uma simples dependência temporal periódica fenomenológica do tipo $\sin^2(\omega t)$ da função densidade $T(h, t)$ pode reproduzir qualitativamente o complexo efeito de maré da atmosfera que são revelados nos dados de múons.
- A simulação com dados reais (utilizando a ferramenta *gdastool*) não apresentou o comportamento de maré, apesar de ter sido observado uma sutil variação na função densidade $T(h, t)$ e na espessura das camadas, sugerindo a análise de outros parâmetros.
- O ângulo do zênite de incidência da partícula inicial influencia no número de múons, o azimute, porém, não aparenta ter efeito no número de múons que chegam ao detector.

Em resumo, a única forma que encontramos e que leva a resultados similares aos experimentais [2] foi a inclusão do termo fenomenológico dependente de $\sin^2(\omega t)$ na função de densidade atmosférica $T(h, t)$.

Referências

- [1] HEPsim:<https://www.ufrgs.br/hepsim/>.
- [2] H. Takai et al. Tidal Frequencies in the Time Series Measurements of Atmospheric Muon Flux from Cosmic Rays, October 2016. arXiv:1610.05983 [astro-ph.HE].
- [3] Corsika's Website. <https://www.ikp.kit.edu/corsika/>", accessed 2021.
- [4] Corsika's Userguide. <https://web.ikp.kit.edu/corsika/usersguide/usersguide.pdf>", accessed 2021.
- [5] Imagem do chuvaeiro: Holland, Barry, Spragg and Zachary, Kubiak, Amanda, Elliott, and Laura. Near-space muon flux detection and analysis, 05 2017.
- [6] Imagem do range de energia:. <https://blogs.egu.eu/divisions/st/2018/03/19/cosmic-rays-messengers-from-space/>.
- [7] R. S. Lindzen and S. Chapman. *Atmospheric Tides*. Springer, ISBN 940103401X,978-9401034012, 1970.
- [8] Lindgren, S. 1962, Tellus, 14, 44. (On the pressure dependence of the cosmic ray intensity recorded by the standard neutron monitor)).
- [9] Lindzen, R. S. 1967, Q. J. R. Meteorol. Soc., 93, 18. (Thermally driven diurnal tide in the atmosphere).
- [10] Lindzen, R. S. 1979, Ann. Rev. Earth Planet. Sci, 7, 199. (Atmo- spheric Tides).
- [11] Doll, P., & et al. 1990, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 14A, 336. (The Karlsruhe Cosmic Ray Project KASCADE).
- [12] Klages, H. O. 1997, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 52B, 92.(KASCADE Collabora- tion).
- [13] NOAA Magnetic Field Calculators. <https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/calculators/magcalc.shtml?#igrfwmm>", accessed 2021.

- [14] Application Software Group, GEANT, CERN Program Library (1994).
- [15] NOAA Solar Calculation.
<https://www.esrl.noaa.gov/gmd/grad/solcalc/calcdetails.html>”, accessed 2021.
- [16] Elisa G. Pereira, César A. Vasconcellos, and Dimitar Hadjimichef. Ground-level muon flux variation in a cosmic ray simulation. *Astronomische Nachrichten*, 2021.
<https://doi.org/10.1002/asna.202113940>.
- [17] Todor Stanev. *High Energy Cosmic Rays 2 ed.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2010.