

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

Michelle Mesquita de Medeiros

**Estudo e Simulação do Déficit de Raios Cósmicos Devido à
Lua no Experimento MINOS**

GOIÂNIA

2011

Michelle Mesquita de Medeiros

**Estudo e Simulação do Déficit de Raios Cósmicos Devido à
Lua no Experimento MINOS**

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade Federal de Goiás como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

ORIENTADOR: *Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes*

GOIÂNIA

2011

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

M488e Medeiros, Michelle Mesquita de.
Estudo e simulação do déficit de raios cósmicos devido à lua no experimento MINOS [manuscrito] / Michelle Mesquita de Medeiros. - 2011.
xv, 93 f. : il., figs, tabs.

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Goiás, Instituto de Física, 2011.

Bibliografia.

Inclui lista de figuras e tabelas.

Apêndices.

1. Raios Cósmicos. 2. Sombra da Lua e do Sol. 3. Múons. I.
Título.

CDU: 537(158)

A Deus, que é a estrutura da minha vida.

*“Se soubéssemos o que era o que estávamos fazendo, não se chamaria de
pesquisa, certo?”*
Albert Einstein (1879-1955)

Agradecimentos

- Ao meu namorado Vito, que sempre me apoiou e me deu forças de todas as formas possíveis.
- Ao Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes pela orientação e pela oportunidade de me tornar membro da colaboração do experimento MINOS.
- Aos meus pais pela compreensão e amor incondicional.
- À minha irmã pelos conselhos.
- À todos da colaboração MINOS pelo apoio durante minha estadia no Fermilab e pela contribuição para a minha formação, em especial Rob Plunkett e Jeff de Jong.
- Ao Cesar Castromonte pelos ensinamentos, conselhos e discussões que foram essenciais no decorrer deste trabalho.
- Ao Eric Grashorn e Carla Distefano pela ajuda com os detalhes técnicos deste trabalho.
- Aos amigos do mestrado, pelo companheirismo.
- Ao Instituto de Física da UFG e Pós-Graduação por toda a infraestrutura.
- À CAPES e ao CNPq pelo apoio financeiro.

Este trabalho foi financiado pela CAPES e CNPq.

Resumo

Objetos celestes como a Lua e o Sol bloqueiam os raios cósmicos que vem de suas direções para a Terra, produzindo um déficit chamado de sombra. A medida deste déficit possibilita a determinação da resolução angular e do alinhamento de detectores de raios cósmicos, o estudo dos campos magnéticos terrestre, solar e interplanetário e a determinação da razão antipróton/próton na escala de energia TeV. Vários experimentos já observaram a sombra de raios cósmicos da Lua e/ou do Sol com o objetivo de calibrar seus detectores. Descrevemos neste trabalho o experimento MINOS e seus resultados da sombra da Lua e do Sol. Simulamos a sombra da Lua levando em conta seu movimento no céu e, para tanto, definimos e testamos métodos de simulação e diferentes composições para os raios cósmicos. Também avaliamos várias proporções para antiprótons no fluxo de raios cósmicos a fim de comparar com os resultados do experimento MINOS e conjecturar uma possível razão \bar{p}/p para os dados observados. Ambos os métodos que definimos, método do déficit e da fonte de raios cósmicos, permitiram uma análise qualitativa da sombra. No entanto, só foi possível realizar uma análise quantitativa na simulação tendo a Lua como um déficit. Dessa forma, adotamos este método para as simulações subsequentes. Notamos algumas diferenças para as sombras obtidas usando próton e núcleo de hélio como partículas primárias de raios cósmicos. Todavia, a sombra encontrada combinando prótons (90%) e núcleos de hélio (10%) foi semelhante à sombra obtida apenas para prótons. Na simulação incluindo o movimento da Lua, avaliamos os efeitos do campo geomagnético na partícula primária, desde a Lua até a atmosfera terrestre, e nos múons (partícula secundária) desde sua produção até o nível do mar. Como esperado, obtivemos uma sombra da Lua mais similar com os resultados do experimento MINOS ao incluir a deflexão tanto das partículas primárias dos raios cósmicos quanto das partículas do chuveiro do que considerando apenas o desvio destas últimas. Nossa simulação foi capaz de reproduzir a sombra provocada pela Lua com a localização do maior déficit comparável àquela encontrada pelo experimento MINOS. Entretanto, ainda acrescentamos núcleos de hélio e antiprótons na simulação incluindo

o movimento da Lua com o objetivo de melhorar o resultado. Obtivemos um déficit localizado o mais próximo possível do obtido pelo experimento MINOS usando a proporção $\bar{p}/p = 0,45$. Tal resultado deve ser melhor estudado e a simulação aprimorada para que se determine esta razão entre antiprótons e prótons com a precisão adequada.

Abstract

Celestial objects like the Moon and the Sun block the cosmic rays coming in its directions to the Earth producing a deficit called shadow. This deficit allows the determination of the detector's angular resolution and alignment, the study of the Earth's, solar and interplanetary magnetic fields and the determination of the antiproton/proton ratio in TeV energy scale. Several experiments have observed the shadow of the Moon and/or the Sun in order to calibrate the performance of their detectors. In this work, we describe the MINOS experiment and its results from the shadow of the Moon and the Sun. We simulated the Moon shadow taking into account the motion of the Moon and, therefore, we defined and tested simulation methods and different compositions for the cosmic rays. We also evaluated proportions between antiprotons and protons in the cosmic ray flux to compare with the MINOS experiment results and conjecture a possible ratio \bar{p}/p for the data observed. Both methods defined, deficit and source methods, allowed a qualitative analysis of the shadow. However, when we could only perform a quantitative analysis using the Moon as a deficit. Thus we adopted the deficit method for the subsequent simulations. We noticed a few differences between the shadows obtained using protons and helium nuclei as primary cosmic rays particles. Nevertheless, the shadow combining protons (90%) and helium nucleus (10%) is similar to the shadow obtained only for protons. In the simulation taking into account the motion of the Moon, we evaluated the effect of the geomagnetic field on the primary particle in the distance between the Moon and the atmosphere and on the muons (secondary particle) in the distance between its production and the sea level. Including both deflection of the primary and secondary particles we obtained a more similar shadow to the MINOS results than including only the deflection of the secondary particles. Our simulation was able to reproduce the shadow caused by the Moon with the greatest deficit location comparable to the one found by the MINOS experiment. However, we still added helium nuclei and antiprotons in the simulation including the motion of the Moon to improve our results. We obtained a deficit located as close as possible to the MINOS ex-

periment deficit using the proportion $\bar{p}/p = 0,45$. This result must be further studied and the simulation must be improved to determine the ratio between antiprotons and protons with the required precision.

Conteúdo

Sumário	v
Lista de Figuras	viii
Lista de Tabelas	xiv
1 Introdução	1
1.1 Raios Cósmicos	2
1.2 Chuveiros Atmosféricos Extensos	5
1.3 Sombra da Lua e do Sol	8
1.4 Experimentos que Observaram a Sombra da Lua e do Sol	11
2 Observação do Déficit no Experimento MINOS	16
2.1 Experimento MINOS	16
2.1.1 Feixe de neutrinos NuMI	17
2.1.2 <i>Near Detector</i>	19
2.1.3 <i>Far Detector</i>	22
2.2 Resultados da Sombra da Lua e do Sol	27
2.2.1 Seleção dos Eventos	27
2.2.2 Múons Múltiplos	28
2.2.3 Simulação de Monte Carlo	29
2.2.4 Sombra da Lua	30

2.2.5	Sombra do Sol	32
2.2.6	Efeitos do Campo Magnético Interplanetário - IMF	32
3	Metodologia da Simulação da Sombra da Lua	37
3.1	Introdução	37
3.2	O programa CORSIKA	38
3.2.1	Arquivo de entrada	38
3.2.2	Reconstrução de variáveis	40
3.2.3	Cortes	42
3.3	Definição dos Métodos	42
3.4	Procedimento para incluir o movimento da Lua	43
3.4.1	Ajuste do fluxo de raios cósmicos	44
3.5	Desvios Devido ao Campo Geomagnético	45
3.6	Metodologia de Análise	46
3.6.1	Análise unidimensional	47
3.6.2	Análise bidimensional	48
3.7	Resumo das simulações realizadas	49
4	Resultados da Simulação da Sombra da Lua	51
4.1	Análises Preliminares	51
4.1.1	Métodos de Simulação	51
4.1.2	Partícula Primária dos Raios Cósmicos	53
4.2	Simulação da Sombra com o Movimento da Lua	57
4.2.1	Efeito do campo geomagnético nas partículas secundárias	58
4.2.2	Efeitos do campo geomagnético nas partículas primárias e secundárias	61
4.3	Ajuste do fluxo de raios cósmicos	63
5	Conclusões	66

Apêndices	68
A Coordenadas celestiais	68
Bibliografia	69

Lista de Figuras

1.1	Espectro de energia dos raios cósmicos [6].	4
1.2	Ilustração de um chuvaire atmosférico extenso [9].	6
1.3	Esquema da sombra da Lua, um déficit de raios cósmicos visto da Terra.	8
2.1	Lista de países e instituições do experimento MINOS [9].	17
2.2	Caminho que o feixe de neutrinos NuMI percorre desde o Fermilab até a mina de Soudan visto de cima e em uma seção transversal [9].	18
2.3	Esquema do feixe NuMI, mostrando como ele é produzido e monitorado antes de entrar no <i>Near Detector</i> [31].	18
2.4	Vista através de um dos <i>horns</i> magnéticos do NuMI que focaliza os píons e káons produzidos pela interação do feixe de prótons com o alvo de grafite [31].	18
2.5	As três configurações padrão do feixe NuMI: feixe de baixa, média e alta energia. O gráfico mostra o espectro de energia dos neutrinos muônicos esperado no <i>Far Detector</i> para o caso onde não há oscilação [32].	20
2.6	(a) Vista de um plano de aço do <i>Near Detector</i> . A região preenchida mostra um módulo do cintilador. O ponto negro representa a amplitude do feixe de 50 cm de diâmetro. O losango é o buraco da bobina magnética. (b) No lado esquerdo é mostrado um plano do <i>Near Detector</i> totalmente instrumentado. No lado direito tem-se um plano parcialmente instrumentado. Ambos centro do feixe e buraco da bobina estão afastados 50 cm do centro do plano [31].	20

2.7	(a) As quatro seções lógicas do <i>Near Detector</i> . A região não instrumentada possui cintiladores a cada 5 planos. (b) Regiões instrumentadas do <i>Near Detector</i> . As distâncias são dadas em termos de espessura do aço, não sendo o comprimento do detector [31].	21
2.8	Alinhamento alternado das tiras dos planos de aço sucessivos [9].	22
2.9	(a) Vista frontal do <i>Far Detector</i> mostrando a estrutura do plano octogonal - A, o <i>veto shield</i> no topo - B, a bobina magnética saindo do centro - C - e os eletrônicos - D [9]. (b) Fotografia do <i>Far Detector</i> [32].	23
2.10	<i>Layout</i> dos planos de aço mostrando a variação do comprimento das tiras cintiladoras [32].	24
2.11	(a) Sistema de coordenadas do <i>Far Detector</i> . (b) Orientação das tiras do <i>Far Detector</i> [31].	24
2.12	(a) Fotografia de uma pequena tira do cintilador do MINOS iluminada por LED azul [32]. (b) Diagrama de uma tira do cintilador [9].	24
2.13	Esquema mostrando o <i>design</i> dos módulos e o <i>layout</i> do cintilador [31].	25
2.14	(a) Campo magnético no <i>Far Detector</i> . (b) Efeito do campo magnético do <i>Far Detector</i> em uma partícula carregada dentro do detector [9].	26
2.15	Esquema das componentes do <i>veto shield</i> do <i>Far Detector</i> que cobrem cerca de 99% da superfície do detector permitindo melhores medidas de múons atmosféricos [9].	27
2.16	Distribuição do quadrado da separação angular de múons individuais em função da quantidade de dimúons. A área sombreada representa 68% da distribuição, determinando a resolução angular do detector: $0,62^\circ$. O pico da distribuição foi ajustado com uma função gaussiana (curva tracejada) [33].	29
2.17	Modelo esperado da sombra da Lua feito com simulação de Monte Carlo visto pelo detector em três (a) e duas dimensões (b) [33].	30

2.18	(a) Sombra da Lua bidimensional em coordenadas equatoriais. O círculo central está representando a posição esperada da Lua. O maior déficit é encontrado em $(-0,11^\circ; -0,13^\circ)$ com $\Lambda_{max} = 30,9$ e $5,6\sigma$. (b) Sombra da Lua unidimensional. A curva tracejada é o resultado do ajuste linear (apenas para o ruído, hipótese onde não há Lua) e a curva sólida é o melhor ajuste para os dados [33].	31
2.19	(a) Sombra do Sol bidimensional em coordenadas eclípticas. O círculo central está representando a posição esperada do Sol. O maior déficit é encontrado em $(-0,29^\circ; 0,27^\circ)$ com $\Lambda_{max} = 14,6$ e $3,9\sigma$. (b) Sombra do Sol unidimensional. A curva tracejada é o resultado do ajuste linear (apenas para o ruído, hipótese onde não há Sol) e a curva sólida é o melhor ajuste para os dados [33].	33
2.20	Sombra da Lua bidimensional para o grupo de dados da noite (a) e do dia (b) em coordenadas equatoriais. O maior déficit em (a) está em $(-0,09^\circ; -0,22^\circ)$, onde $\Lambda_{max} = 23,7$. O maior déficit em (b) está em $(-0,21^\circ; -0,07^\circ)$, onde $\Lambda_{max} = 11,2$. [33].	33
2.21	Sombra do Sol unidimensional dividida em cinco grupos compreendendo diferentes períodos de tempo de coleta de dados. A curva tracejada é o resultado do ajuste linear (apenas para o ruído, hipótese onde não há Sol) e a curva sólida é o melhor ajuste para os dados [33].	35
3.1	Sistema de coordenadas do CORSIKA usado para reconstruir as variáveis ângulo zenital (θ) e azimutal (ϕ) dos múons [35].	41
3.2	Ilustração da aceitação do <i>Far Detector</i> em coordenadas horizontais: (a) zênite e (b) azimute [9].	42
3.3	(a) Primeiro método de simulação da sombra da Lua - método do déficit, simulando uma área de $10^\circ \times 10^\circ$ e posicionando a Lua no centro. (b) Segundo método de simulação da sombra da Lua - método da fonte, simulando uma área de $0,5^\circ \times 0,5^\circ$ e tratando a Lua como uma fonte.	43

3.4	Efemérides da Lua do ano de 2008 em intervalos de dia em dia para a localização do <i>Far Detector</i> em coordenadas horizontais (a) e equatoriais (b).	44
3.5	Esquema do procedimento definido para a inclusão da deflexão do primário na simulação da sombra da Lua.	45
4.1	Sombra da Lua em coordenadas equatoriais para o método do déficit (a) e para o método da fonte (b). O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$	52
4.2	Sombra da Lua em coordenadas horizontais para o primeiro método (a) e para o segundo método (b). O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$	53
4.3	Distribuição da energia para os múons produzidos na simulação usando prótons e núcleos de hélio como primários, separadamente.	54
4.4	Sombra da Lua em coordenadas equatoriais usando o núcleo de hélio como partícula primária. O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$	54
4.5	Sombra da Lua unidimensional usando próton (a) e núcleo de hélio (b) como partícula primária, com uma probabilidade de ocorrência de $1,4 \times 10^{-3}$ e $7,9 \times 10^{-2}$, respectivamente.	55
4.6	Sombra da Lua bidimensional em coordenadas equatoriais (esquerda) e unidimensional (direita), considerando os dois tipo de primários de forma conjunta na proporção: 90% de prótons e 10% de núcleos de hélio. O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$. A probabilidade de ocorrência obtida com o ajuste é de $1,3 \times 10^{-3}$	56
4.7	Distribuição do logaritmo da energia para os prótons na simulação incluindo o movimento da Lua.	58

4.8	Distribuição do logaritmo da energia para os múons produzidos na simulação incluindo o movimento da Lua com e sem o corte da energia.	58
4.9	Relação entre a energia dos prótons e dos múons produzidos na simulação incluindo o movimento da Lua.	59
4.10	Relação linear entre o zênite dos prótons e múons produzidos na simulação incluindo o movimento da Lua, o que confirma que múons enegéticos carregam a informação da partícula primária.	59
4.11	Sombra da Lua unidimensional incluindo seu movimento no céu, considerando apenas o desvio dos múons entre o topo da atmosfera e o nível de observação. A probabilidade de ocorrência encontrada é de $3,4 \times 10^{-20}$	60
4.12	Sombra da Lua em coordenadas equatoriais incluindo seu movimento no céu dividida em <i>bins</i> (esquerda) e em contornos (direita), considerando apenas o desvio das partículas secundárias entre o topo da atmosfera e o nível de observação. O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$	60
4.13	Sombra da Lua unidimensional incluindo seu movimento no céu, considerando o desvio das partículas desde a Lua até o nível de observação. A probabilidade de ocorrência encontrada é de $1,7 \times 10^{-3}$	62
4.14	Sombra da Lua em coordenadas equatoriais incluindo seu movimento no céu dividida em <i>bins</i> (esquerda) e em contornos (direita), considerando o desvio das partículas desde a Lua até o nível de observação. O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$	62
4.15	Sombra da Lua em coordenadas equatoriais incluindo seu movimento no céu para núcleo de hélio (a) e antipróton (b). O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$	64

4.16	Sombra da Lua em coordenadas equatoriais incluindo seu movimento no céu para um fluxo de raios cósmicos contendo prótons, núcleos de hélio na proporção $p/\text{He} = 9,1$ e antiprótons na proporção $\bar{p}/p = 0,45$. Esta sombra, com estas proporções, reproduz o resultado do experimento MINOS usando o grupo de dados coletados à noite. O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$	64
4.17	Sombra da Lua em coordenadas equatoriais incluindo seu movimento no céu para um fluxo de raios cósmicos contendo prótons, núcleos de hélio na proporção $p/\text{He} = 9,1$ e antiprótons na proporção $\bar{p}/p = 0,41$. Esta sombra, com estas proporções, reproduz o resultado do experimento MINOS usando todos os dados (dia e noite). O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$	65
A.1	Coordenadas celestiais horizontais: zênite (z)/altura (h) e azimute (A) [39]. . . .	69
A.2	Coordenadas celestiais equatoriais: declinação (δ) e ascensão reta (α) [39]. . . .	70
A.3	Coordenadas celestiais eclípticas: latitude (β) e longitude (λ) [39].	70

Lista de Tabelas

1.1	Experimentos que já observaram a sombra da Lua, incluindo período de coleta de dados, energia média da partícula primária, resolução angular, significância e razão antipróton/próton obtidas pela sombra da Lua.	12
1.2	Experimentos que já observaram a sombra do Sol, incluindo período de coleta de dados, energia média da partícula primária, resolução angular e significância obtidas pela sombra do Sol.	12
2.1	Resumo dos parâmetros de ajuste para a sombra do Sol dividida em cinco grupos compreendendo diferentes períodos de tempo de coleta de dados [33].	36
3.1	Exemplo de um arquivo de entrada usado nas simulações feitas com o CORSIKA.	40
3.2	Resumo das simulações feitas com o CORSIKA.	50
4.1	Resumo dos parâmetros de ajuste para a sombra da Lua unidimensional usando diferentes tipos de primários.	57

Capítulo 1

Introdução

Raios cósmicos são partículas energéticas de origem extraterrestre que se propagam pelo espaço. Eles atingem a Terra praticamente de forma isotrópica e podem ser distinguidos por sua energia e composição, sendo constituídos de núcleos leves, como o de hidrogênio, até núcleos mais pesados, como o de ferro. Objetos como a Lua e o Sol bloqueiam os raios cósmicos que chegariam na Terra vindos de suas direções, produzindo um déficit na taxa de raios cósmicos passível de ser observado. Tal déficit é designado de sombra. O uso do efeito nos raios cósmicos provocado pela Lua, ou pelo Sol, foi proposto pela primeira vez por Clark, em 1957 [1]. No entanto, só foi possível analisar esse tipo de déficit muito tempo depois, quando o desenvolvimento tecnológico permitiu a construção de detectores com resolução angular boa o suficiente.

Quando as partículas primárias dos raios cósmicos atingem a atmosfera terrestre, elas interagem com as moléculas, produzindo partículas secundárias e criando uma reação em cadeia chamada de chuva atmosférica extensa. Dependendo da energia, os múons produzidos nesse chuva podem ser observados em detectores subterrâneos.

Vários experimentos já observaram a sombra de raios cósmicos da Lua e/ou do Sol usando chuvas atmosféricas com o objetivo de calibrar seus detectores. A determinação da resolução angular e do alinhamento são cruciais na procura por fontes pontuais de raios cósmicos. Esse déficit ainda possibilita o estudo dos campos magnéticos terrestre, solar e

interplanetário e a determinação da razão antipróton/próton nos raios cósmicos.

Dentre esses experimentos que já mediram a sombra da Lua e do Sol, temos o experimento MINOS (*Main Injector Neutrino Oscillation Search*), um experimento que usa um feixe de neutrinos e dois detectores subterrâneos, distantes 734 km entre si. Um de seus detectores, o *Far Detector*, possui um campo magnético e um aparato especial, chamado de *veto shield*, os quais permitem a detecção de múons atmosféricos. Embora o principal objetivo do experimento esteja relacionado à medida da oscilação dos neutrinos do feixe proveniente do *Main Injector*, no Fermilab, ele também pode ser usado para a investigação de raios cósmicos.

Este trabalho teve como objetivos estudar a sombra da Lua e do Sol obtida pelo experimento MINOS, simular a sombra da Lua levando em conta seu movimento no céu e comparar a simulação com os resultados do MINOS.

1.1 Raios Cósmicos

Raios cósmicos são um importante exemplo de partículas relativísticas geradas naturalmente que atravessam o espaço e atingem a Terra de forma praticamente isotrópica. Eles abrangem uma grande faixa de energia, desde 10^7 eV até energias maiores que 10^{20} eV, sendo associados com os eventos mais energéticos e com os objetos mais ativos do Universo: supernovas¹, pulsares², jatos relativísticos, núcleos de galáxias ativos, etc. Algumas partículas são provenientes do Sol, porém há uma rápida variação nesse fluxo devido à inconstante atividade solar [2].

Apesar de a composição dos raios cósmicos não ser ainda plenamente conhecida, para energias mais baixas, sabemos que a maioria, cerca de 90%, é constituída por prótons. O restante é geralmente formado por núcleos de hélio (partículas alfa) - $\sim 9\%$ - e por núcleos mais pesados - $\sim 1\%$ -, como o do átomo de ferro. Estes últimos dominam a composição para energias em torno de $3 \times 10^{17} - 10^{18}$ eV, mas a composição é provavelmente constituída de

¹Corpos celestes originados da explosão de estrelas de massa maior que cem vezes a massa do Sol.

²Estrelas de nêutrons massivas e pequenas, porém sem massa suficiente para se tornarem buracos negros. São conhecidas pela sua emissão regular de pulsações de rádio.

n3ucleos mais leves para energias maiores que 10^{18} eV [3, 4].

A composi3ao dos raios c3smicos e um pouco diferente da composi3ao presente no sistema solar. Elementos como carbono, nitrog4nio, oxig4nio, e outros do grupo do ferro, possuem a mesma abund4ncia relativa no sistema solar e nos raios c3smicos. Estes elementos sao produtos prim4rios de explos3oes de supernovas. Contudo, os raios c3smicos apresentam maior quantidade de l3tio, ber3lio, boro e outros de n3mero at3mico menor que o do ferro. Esse excesso e proveniente da intera3ao nuclear entre o g4s interestelar e os elementos primeiramente citados.

A energia das part3culas constituintes dos raios c3smicos e uma caracter3stica que usamos tanto para distingu3-los como para classificar sua ocorr4ncia. Quanto maior e a energia do raio c3smico, menor e a frequ4ncia de eventos observados.

O espectro de energia dos raios c3smicos (figura 1.1) pode ser dividido em quatro regi3oes de comportamentos distintos. A primeira regi3ao, com energias menores que 10^9 eV, possui uma caracter3stica diferente das demais. Sua forma e seu limite de energia dependem fortemente da fase do ciclo do Sol, um fen3meno conhecido como modula3ao solar. Para energias maiores que 10^9 eV, o espectro de energia e descrito por uma lei de pot4ncia [5]:

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

onde E e a energia da part3cula, $\frac{dN}{dE}$ e o n3mero de part3culas diferencial com respeito a energia e λ e o 3ndice espectral, uma constante relacionada a inclina3ao do espectro. Essa e uma aproxima3ao que relaciona a depend4ncia da intensidade do fluxo de raios c3smicos com a energia da part3cula.

O espectro dos raios c3smicos come3a a inclinar na energia 4×10^{15} eV, regi3ao conhecida como “joelho” (*knee*), sendo que a parte do espectro entre 10^9 eV at4 essa regi3ao e caracterizada por um 3ndice $\lambda \sim 2,6 - 2,7$. O “joelho” e uma das caracter3sticas mais confi4veis do espectro. Em princ3pio, essa mudan3a pode estar relacionada tanto a uma quebra no espectro da fonte dos

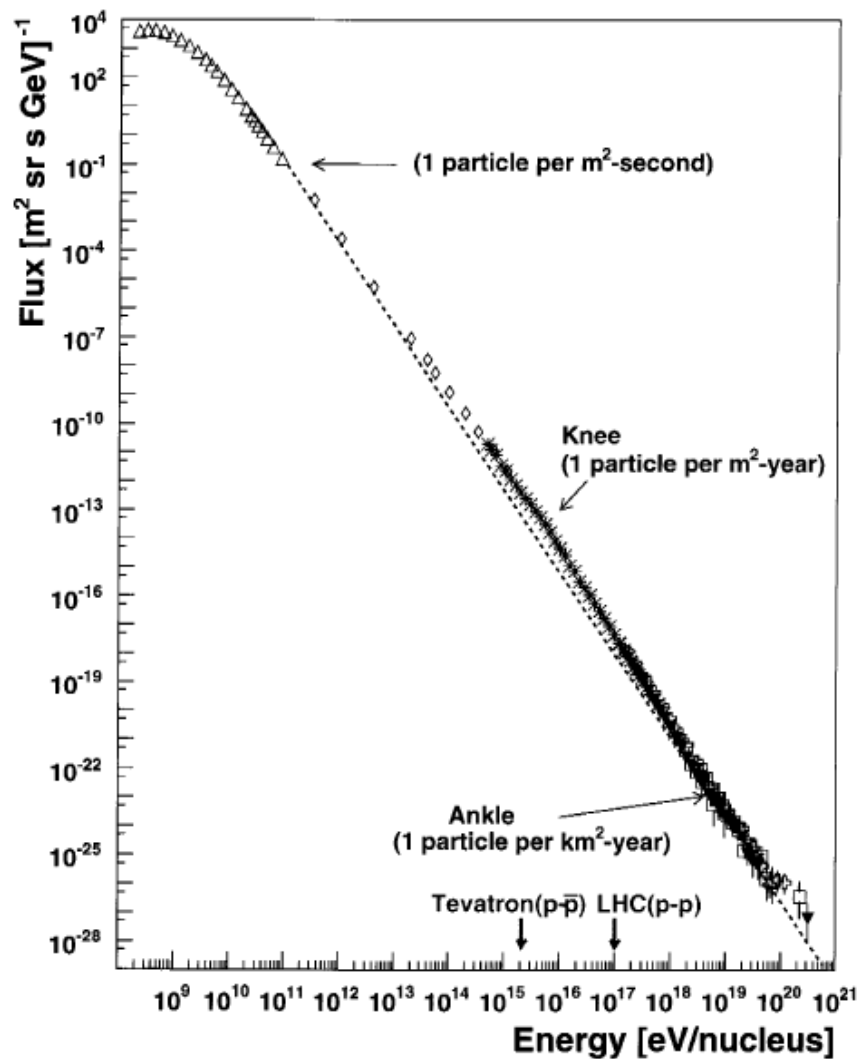


Figura 1.1: Espectro de energia dos raios cósmicos [6].

raios cósmicos quanto a um mais rápido escape de raios cósmicos ultra-energéticos para fora da galáxia. A forma necessária para o espectro da fonte de raios cósmicos pode ser produzida em um modelo de dois estágios: i) remanescentes individuais de supernovas aceleram as partículas até a região do “joelho”; ii) o ganho de energia subsequente é devido à reaceleração em vários choques produzidos por outras supernovas.

A existência do “joelho” no espectro pode ainda ser uma superposição de fontes de diferentes naturezas, com diferentes espectros, que implicam em uma fina sintonia de fluxos independentes. Em particular, o “joelho” também pode ocorrer como resultado da combinação entre a difusão de raios cósmicos ao longo das linhas de campo magnético e o movimento perpen-

dicular ao campo magnético galáctico regular. Mais provavelmente, a explicação para o “joelho” será obtida quando o principal mecanismo de aceleração até altas energias for definitivamente estabelecido [7].

No “joelho”, o índice de potência aumenta para $\lambda \sim 3,3$, caracterizando a terceira região do espectro. O espectro mantém essa inclinação até o “tornozelo” - *ankle*, onde a energia é $\sim 3 \times 10^{18}$ eV. Para energias maiores que a do “tornozelo”, o índice do espectro diminui para $\sim 2,6$, onde temos a última região [8].

Existem duas formas de detecção de raios cósmicos: direta ou indireta. A medida direta do raio cósmico pode ser feita com balões ou satélites, detectando diretamente a energia e a carga da partícula primária do raio cósmico em alturas igual ou superiores que o topo da atmosfera. A medição indireta é feita detectando as partículas produzidas nos chuveiros atmosféricos extensos, podendo ser realizada na superfície ou no subterrâneo.

1.2 Chuveiros Atmosféricos Extensos

Quando a partícula constituinte do raio cósmico, chamada de partícula primária, atinge o topo da atmosfera terrestre, ela interage formando uma cascata de partículas secundárias, denominada de chuva atmosférico extenso (figura 1.2).

O número de partículas na cascata vai aumentando até alcançar um máximo, atingindo uma energia crítica. A partir deste ponto a cascata perde energia e a quantidade de partículas vai se atenuando até chegar na superfície. A formação de novas partículas pode ocorrer por interação ou decaimento daquelas já existentes.

Com relação aos constituintes do chuva atmosférico, podemos dividi-lo em três partes: eletromagnética, hadrônica e muônica. A parte eletromagnética sofre bastante influência dos hádrons de alta energia, visto que partículas eta (η) e píons neutros (π^0) decaem em fótons, γ [10]:

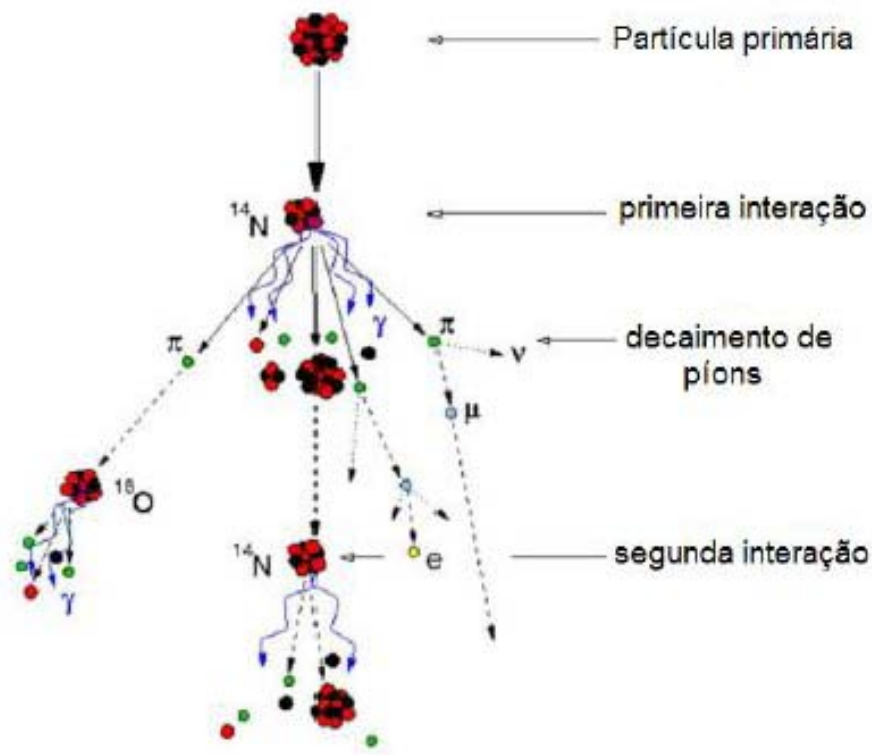


Figura 1.2: Ilustração de um chuveiro atmosférico extenso [9].

$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma \quad (\sim 39\%),$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (\sim 98\%).$$

Por sua vez, esses fótons, também de alta energia, iniciam uma nova cascata de partículas eletromagnéticas por meio da produção de pares elétron-pósitron (e^-e^+). Estes pares alimentam ainda mais a cascata eletromagnética produzindo fótons através do processo de *bremsstrahlung*³. Cerca de um terço da energia de cada interação hadrônica é transferida para a componente eletromagnética. Os elétrons (e^-) e pósitrons (e^+), constituintes desta componente, são as partículas mais numerosas de um chuveiro atmosférico, devido à rápida multiplicidade da cascata eletromagnética. Todavia, a quantidade de elétrons e pósitrons decresce rapidamente porque a radiação faz com que eles percam energia até um valor crítico (~ 80 MeV), a partir do qual os elétrons perdem energia de forma súbita através da ionização. Sendo assim, observamos maior quantidade de múons e neutrinos do que de elétrons e pósitrons ao

³Radiação eletromagnética emitida por uma partícula carregada que se movimenta em um campo magnético de um núcleo atômico, provocando a desaceleração e deflexão da trajetória desta partícula.

nível do mar [5].

Outros hádrons energéticos, como os nucleons, contribuem para a parte hadrônica do chuva. No entanto, partículas como píons (π) e káons (K) carregados de menor energia alimentam a parte muônica através de seus decaimentos [10]:

$$\begin{aligned}\pi^{+(-)} &\rightarrow \mu^{+(-)} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \quad (\sim 100\%), \\ K^{+(-)} &\rightarrow \mu^{+(-)} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \quad (\sim 63,5\%),\end{aligned}$$

onde μ^{-} é o múon, μ^{+} é o antimúon, ν_{μ} é o neutrino muônico e $\bar{\nu}_{\mu}$ o antineutrino muônico.

Naturalmente, o decaimento dessas partículas deve ocorrer antes que elas possam interagir com outras partículas. Isso depende da energia dos píons e káons e também da densidade local do ar e altura em que a reação ocorre. A probabilidade de decaimento é grande para píons e káons com energia menor que 100 GeV. Além disso, múons resultantes de tais partículas possuem espectro bastante similar ao da partícula primária do raio cósmico, carregando informações do início do chuva atmosférico [3].

O número de múons de energia entre 1 e 10 GeV aumenta conforme o desenvolvimento do chuva, pois eles interagem muito pouco e só perdem energia pela ionização do meio, o que acontece de forma relativamente lenta.

Os múons possuem uma característica mais penetrante do que as outras partículas. Dessa forma, ao situarmos detectores a mais de alguns metros no subterrâneo, garantimos que o sinal observado é apenas de múons atmosféricos (desconsiderando o sinal de múons produzidos por interações de neutrinos com o detector ou com a rocha ao redor dele). A terra absorve praticamente 100% das componentes hadrônica e eletromagnética, e também raios gama.

O decaimento dos múons é dominado ($\approx 100\%$) pelas seguintes reações, por meio da força fraca [10]:

$$\begin{aligned}\mu^{+} &\rightarrow e^{+} + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu}, \\ \mu^{-} &\rightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu},\end{aligned}$$

onde ν_e é o neutrino eletrônico e $\bar{\nu}_e$ o antineutrino eletrônico. Devido ao tempo de vida relativamente longo dos múons ($2,2 \mu s$) e aos fenômenos de dilatação do tempo e contração do espaço, a maioria dos múons atinge a superfície terrestre antes de decair.

1.3 Sombra da Lua e do Sol

Telescópios ópticos utilizam estrelas padrão para calibração. No entanto, não existem fontes padrão para calibrar telescópios de raios cósmicos. Contudo, é possível usar um déficit, ao invés de uma fonte, para determinar a resolução angular e o alinhamento de detectores de múons e neutrinos (tais detectores são considerados telescópios de raios cósmicos). Objetos como a Lua e o Sol provocam tal déficit, pois bloqueiam os raios cósmicos vindos de suas direções. Esse fenômeno é chamado de sombra (figura 1.3).

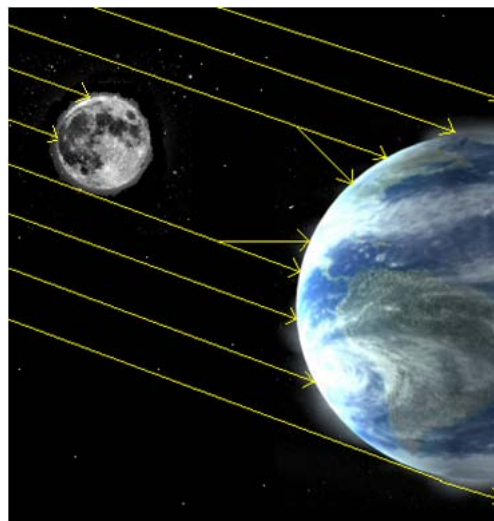


Figura 1.3: Esquema da sombra da Lua, um déficit de raios cósmicos visto da Terra.

Alguns fenômenos físicos associados à propagação e interação das partículas influenciam na sombra da Lua e do Sol. Dentre eles estão os efeitos dos campos magnéticos terrestre, solar e interplanetário (*Interplanetary Magnetic Field* - IMF) e o espalhamento Coulomb múltiplo.

O espalhamento Coulomb múltiplo é a deflexão da trajetória da partícula em pequenos ângulos devido ao espalhamento provocado pela interação coulombiana entre a partícula e os

núcleos da matéria ao longo de sua trajetória. Ele ocorre principalmente na rocha, antes de as partículas atingirem o detector subterrâneo, e possui um pequeno efeito no déficit observado.

O campo magnético terrestre, ou geomagnético, é considerado como um dipolo (ou seja, possui “pólo norte” e “pólo sul”, os quais são opostos aos pólos geográficos) e causa uma deflexão para o leste nas partículas primárias carregadas positivamente⁴, gerando um deslocamento da sombra na direção leste-oeste. O campo geomagnético provoca uma deflexão homogênea nas partículas tanto para o norte quanto para o sul, de forma que o desvio final é praticamente nulo nesta direção [11]. O deslocamento devido a este campo pode ser quantificado da seguinte forma [9]:

$$tg(\Delta\gamma) = \frac{Z}{p} \int_0^{d_m} \vec{B} \times d\vec{l}, \quad (1.2)$$

onde $\Delta\gamma$ (rad) é a deflexão sofrida pela partícula de número atômico Z e momento p (TeV/c), \vec{B} (T) é o campo geomagnético, l (km) é o caminho percorrido pela partícula entre d_m (distância entre a Lua e a Terra = 384×10^3 km) e o nível do mar.

Tanto a Lua, como o Sol, possuem um diâmetro aparente de $\sim 0,5^\circ$ vistos da Terra. Entretanto, a sombra do Sol não é tão nítida como a da Lua. A sombra da Lua é pouco afetada pelo IMF⁵, pois a distância que o primário percorre da Lua até a Terra é relativamente curta. Já a grande distância percorrida desde o Sol até a Terra potencializa o efeito do IMF.

No sistema solar, o Sol é o principal causador do IMF, o qual atravessa o sistema por meio do vento solar. Esse campo possui uma forma espiral devido ao período de rotação do Sol e varia de acordo com o ciclo de atividade solar, o qual atinge seu máximo quando o Sol inverte sua polaridade, o que acontece a cada onze anos. Apesar de o IMF poder ser considerado como um dipolo, seu comportamento complexo o torna difícil de modelar [9]. As sombras da Lua e do Sol, por serem afetadas por esses campos, possibilitam o estudo dos campos magnéticos terrestre, solar e interplanetário.

⁴Basta usar a regra da mão direita com base nas linhas do campo geomagnético que saem do “pólo norte” magnético em direção ao “pólo sul”

⁵Apesar de o desvio provocado pelo campo geomagnético na partícula primária entre a Lua e a atmosfera terrestre ser bastante importante na observação da sombra da Lua. Mostraremos esse efeito nos capítulos de simulação da sombra.

Vários experimentos formados por detectores de superfície e subterrâneos tem sido capazes de observar o efeito da sombra da Lua e do Sol. Essa observação é uma importante ferramenta para calibrar a performance de um detector. Considerando um detector ideal que detecta partículas que não sofreram deflexão, as sombras da Lua e do Sol deveriam aparecer como um déficit circular de eventos de raio $\sim 0,25^\circ$ centrado nas posições desses corpos celestes. O desvio desse caso ideal é usado para estimar a resolução angular de detectores, assim como verificar seu erro de apontamento. De fato, o tamanho do déficit permite a medida da resolução angular e a posição do déficit permite avaliar a acuracidade do alinhamento do detector.

A compreensão do alinhamento e da resolução angular é muito importante para o bom funcionamento de detectores. A razão entre o sinal e o ruído (*background*) é inversamente proporcional ao quadrado da resolução angular (σ):

$$\frac{\text{senal}}{\text{ruído}} \propto \frac{1}{\sigma^2}. \quad (1.3)$$

A resolução angular é uma função complicada, que depende não apenas do momento do múon e da quantidade de matéria presente na trajetória da partícula, mas também das variáveis usadas na seleção dos eventos. O alinhamento de um detector está relacionado ao fato de que suas partes sensíveis não possuem exatamente a mesma posição determinada no projeto do detector. Após sua construção, é necessário verificar qual o erro entre a posição projetada e a posição real e levar isso em conta na identificação da trajetória da partícula que atravessa o detector.

Múons múltiplos produzidos no decaimento de mésons, originados nos primeiros estados do desenvolvimento de um chuva atmosférico, em uma interação primária a 20 km na atmosfera, movem-se ao longo de trajetórias quase paralelas. Seu ângulo de separação inicial típico é $\leq 0,05^\circ$ e eles são chamados de dimúons caso sua multiplicidade seja igual a dois. A quantidade de dimúons em função de sua separação lateral é uma lei de distribuição poderosa que fornece uma boa medida dos parâmetros de desvio de espalhamento e resolução angular do detector. Quanto menor é a resolução angular, melhor, pois menor também será o ruído, o que

nos permite ter maior precisão na identificação do sinal no detector [12].

Ainda podemos usar a sombra da Lua para determinar a razão entre prótons e antiprótons na composição dos raios cósmicos primários. Este estudo pode fornecer indícios do porquê há mais matéria do que antimatéria no Universo, pois os antiprótons encontrados no fluxo de raios cósmicos podem ser um sinal da presença de antimatéria no Universo primordial. A carga da partícula é determinada usando-se a colimação da Lua e o campo geomagnético. Primários carregados negativamente são defletidos para o oeste e primários positivos para o leste. Se antiprótons estão presentes no fluxo de raios cósmicos primários, eles gerarão uma sombra do lado oposto à sombra gerada por prótons [12].

1.4 Experimentos que Observaram a Sombra da Lua e do Sol

As sombras da Lua e do Sol já foram observadas por experimentos usando detectores de superfície (CYGNUS, CASA, Tibet AS γ , Tibet-III, Milagrito, Milagro, GRAPES, ARGONIE, HEGRA, ARTEMIS e CLUE) e detectores de múons subterrâneos (MACRO, Soudan 2, L3+C, BUST, IceCube e MINOS). As tabelas 1.1 e 1.2 mostram um resumo das medidas obtidas por esses experimentos.

CYGNUS [13] foi o primeiro experimento a observar a sombra da Lua e do Sol, no início dos anos 90. Logo depois, outros dois experimentos usando detectores cintiladores de superfície, CASA [14] e HEGRA [15], analisaram os efeitos da sombra da Lua e do Sol no fluxo de raios cósmicos primários com energia acima de 50 TeV, assim como CYGNUS. Para altas energias como esta, a deflexão devida aos campos magnéticos terrestre, solar e interplanetário pode ser desprezada. Dessa forma, a resolução angular e a precisão do alinhamento do detector são derivados diretamente da forma e da posição da sombra.

Com dados acumulados durante três anos, o experimento Tibet AS γ observou a sombra da Lua e do Sol para médias energias (~ 10 TeV) usando um detector de superfície [16]. Foi

Tabela 1.1: Experimentos que já observaram a sombra da Lua, incluindo período de coleta de dados, energia média da partícula primária, resolução angular, significância e razão antiprôton/próton obtidas pela sombra da Lua.

Experimento	Período de coleta de dados	Energia do primário (TeV)	Resolução Angular ($^{\circ}$)	Significância (σ)	\bar{p}/p
Detectores de superfície					
CYGNUS	1986-1990	~ 50	$0,75^{+0,13}_{-0,09}$	4,9	-
CASA	1990-1991	~ 100	$0,77^{+0,14}_{-0,10}$	4,7	-
HEGRA	1990-1993	~ 50	$0,58 \pm 0,07$	6,0	-
Tibet AS γ	1990-1991	~ 10	$0,87^{+0,13}_{-0,10}$	5,8	$<22\%$
Tibet-III	1999-2004	~ 3	0,9	40	$<0,05$
GRAPES	2000-2003	> 10	0,7	5	-
ARGO-YBJ	2004-2005	$> 0,1$	1,2	4,9	-
Milagrito	1997-1998	~ 3	0,9	10	$<0,17$
Milagro	1999-2003	$\sim 0,7$	0,75	33,5	-
ARTEMIS	1996-1997	$> 3,7$	-	-	-
CLUE	1998-2000	~ 1	$\sim 0,8$	-	-
Detectores subterrâneos					
MACRO	1989-2000	~ 20	$0,55 \pm 0,05$	6,5	$<52\%$
Soudan-2	1989-1998	~ 15	0,29	5	-
L3+C	1999-2000	~ 1	$0,28^{+0,08}_{-0,05}$	9,4	$<0,11$
BUST	1987-1998	~ 2	1,8	3	-
IceCube	2008-2009	> 2	0,7	5	-
MINOS	2003-2008	~ 10	0,62	5,6	-

Tabela 1.2: Experimentos que já observaram a sombra do Sol, incluindo período de coleta de dados, energia média da partícula primária, resolução angular e significância obtidas pela sombra do Sol.

Experimento	Período de coleta de dados	Energia do primário (TeV)	Resolução Angular ($^{\circ}$)	Significância (σ)
Detectores de superfície				
CYGNUS	1986-1990	~ 50	$0,75^{+0,13}_{-0,09}$	4,9
CASA	1990-1991	~ 100	$0,89^{+0,20}_{-0,15}$	4,8
Tibet AS γ	1990-1991	~ 10	$0,87^{+0,13}_{-0,10}$	3,7
Detectores subterrâneos				
MACRO	1989-2000	~ 20	$0,55 \pm 0,05$	4,6
MINOS	2003-2008	~ 10	0,62	3,8

identificado um deslocamento de $0,14^{\circ}$ para o oeste na sombra da Lua, indicando de certa forma o efeito do campo geomagnético. Já a sombra do Sol teve um deslocamento de sua posição aparente de $0,7^{\circ}$ para o oeste e $0,4^{\circ}$ para o sul, mostrando os efeitos dos campos magnéticos solar e interplanetário [17]. Comparando o número de eventos na posição simétrica

do Sol, foi possível estabelecer um limite superior de 22% para a razão entre antiprótons e prótons nos raios cósmicos de energia de 10 TeV [18].

Com a melhoria do detector Tibet AS γ , o Tibet-III, o limite de energia para que as partículas fossem detectadas diminuiu para 3 TeV. No entanto, a resolução angular se manteve praticamente a mesma, cerca 0,9°, e a sombra da Lua foi obtida com a significância bastante expressiva de 40σ [19]. O deslocamento da sombra devido ao campo geomagnético foi de 0,23° para o oeste e o limite superior para a razão antipróton/próton foi de 0,05 com 90% de nível de confiança. Outro experimento de detector de superfície, ARGO-YBJ [20], também reportou um deslocamento na sombra da Lua de 0,7° para o oeste e 0,5° para o norte, obtendo uma significância de $4,9\sigma$ e resolução angular de 1,2°.

GRAPES [21], mais um experimento de detector de superfície, estudou o déficit de raios cósmicos de altas energias causado pela Lua e pelo Sol coletando dados durante quatro anos, atingindo uma significância de 5σ para a sombra da Lua. No entanto, a significância obtida para a sombra do Sol foi substancialmente menor. Para uma energia do primário em torno de 30 TeV, eles mediram a resolução angular de seu detector como sendo de 0,7°.

O experimento Milagro, que detecta as partículas dos chuviros atmosféricos na superfície usando a radiação Cerenkov em tanques contendo água, também observou a sombra da Lua e do Sol. Tanto a sombra quanto os efeitos dos campos magnéticos foram notados nos dois anos de coleta de dados do protótipo do Milagro, o Milagruto [22, 23], e também nos quatro anos de coleta de dados do Milagro [24]. A resolução angular obtida por eles foi de 0,75°. Com dados da sombra da Lua obtidos pelo Milagruto foi possível estabelecer um limite máximo de 0,17 para a razão antipróton/próton para raios cósmicos com uma energia média de 2,7 TeV.

As sombras da Lua e do Sol também foram observadas por experimentos usando detectores de múons subterrâneos. Como o fluxo de múons no subterrâneo é limitado pela camada de rocha que ele deve atravessar até atingir o detector, os experimentos MACRO [25] e Soudan2 [11] tiveram que acumular dados por quase dez anos para obterem uma boa imagem da sombra com significância entre 5 e 7σ . O experimento MACRO identificou um limite superior de 52% para

a razão entre antiprótons e prótons para raios cósmicos de energia em torno de 20 TeV, com 90% de nível de confiança usando a sombra do Sol [26]. Além disso, esse experimento também analisou a sombra da Lua durante o dia e a noite, separadamente. Eles notaram que a sombra produzida durante a noite tem uma forma que permite visualizar melhor o efeito da presença da Lua, o que provavelmente se deve às diferentes configurações dos campos magnéticos nesses dois períodos.

Usando um espectrômetro de múons subterrâneo, a colaboração L3+C [12] estudou a sombra da Lua para múons com energia entre 65 e 100 GeV, obtendo um deslocamento de $0,8^\circ$ para o oeste devido ao campo geomagnético. A significância obtida para a sombra foi de $9,4\sigma$ e a resolução angular foi de $0,22^\circ$ analisando múons com alta energia e $0,28^\circ$ para os de baixa energia, ambas as melhores resoluções para detectores que já avaliaram a sombra da Lua e/ou do Sol. L3+C também foi capaz de estabelecer um limite superior de 0,11 para a razão antipróton/próton em raios cósmicos de energia em torno de 1 TeV. O experimento IceCube [27], que utiliza um detector Cerenkov sob o gelo localizado no pólo sul, conseguiu examinar a sombra da Lua com uma significância de 5σ , mesmo usando dados coletados durante apenas um ano. A resolução angular obtida foi de $0,7^\circ$ e o erro de apontamento para seu detector foi menor que $1,25^\circ$.

Analisando múons derivados de raios cósmicos primários de energia entre 1 e 2 TeV, outro experimento de detector subterrâneo, o BUST [28], avaliou a sombra da Lua com uma significância de 3σ . Ao compararmos com os outros experimentos já citados, percebemos que esta não é uma boa medida, visto que a colaboração BUST usou dados coletados durante 12 anos. Talvez isso se deve à baixa energia detectada, já que partículas de menor energia sofrem maior deflexão devido ao campo geomagnético, mascarando o déficit provocado pela Lua. Eles obtiveram uma resolução angular de $1,8^\circ$ para seu detector.

Os experimentos ARTEMIS [29] e CLUE [30], que usam a técnica de imagem por detecção de radiação Cerenkov na atmosfera (IACT - *Imaging Atmospheric Cerenkov Technique*), também observaram a sombra da Lua. Entretanto, tais experimentos não conseguiram obter

boa significância devido a limitações da técnica usada.

Os resultados da sombra da Lua e do Sol obtidos pelo experimento MINOS serão discutidos no próximo capítulo.

Capítulo 2

Observação do Déficit no Experimento MINOS

2.1 Experimento MINOS

O experimento MINOS é um experimento que estuda a oscilação de neutrinos ao longo de uma linha de feixe. O feixe de neutrinos é produzido no *Main Injector* (NuMI - Neutrinos at the Main Injector), no Fermilab (*Fermi National Accelerator Laboratory*) em Batavia, Illinois, EUA. O espectro de energia dos neutrinos é amostrado com o uso de calorímetros em dois pontos ao longo da linha do feixe. O primeiro ponto é o *Near Detector*, detector de massa de 0,98 kton (kilotoneladas) localizado a 1 km do alvo de grafite, no Fermilab. O segundo ponto é o *Far Detector*, detector de massa de 5,42 kton situado na mina de Soudan, Minnesota, EUA, a 735 km do alvo [31].

Ao compararmos os sinais obtidos no *Near* e *Far Detectors* é possível observarmos a oscilação dos neutrinos. O longo caminho de um detector ao outro possibilita que uma boa medida dos parâmetros de oscilação dos neutrinos provenientes do feixe NuMI. De fato, observamos o desaparecimento de um tipo de neutrino e o aparecimento de outro tipo.

Além da detecção de neutrinos do feixe, também usamos o *Far Detector* como um telescópio de múons e um observatório de neutrinos atmosféricos. Este foi o primeiro detector subterrâneo construído com um campo magnético capaz de distinguir a carga das partículas. A

colaboração MINOS tem a participação de cinco países do mundo (ver figura 2.1), sendo fruto de um esforço internacional.



Figura 2.1: Lista de países e instituições do experimento MINOS [9].

2.1.1 Feixe de neutrinos NuMI

O feixe NuMI (figuras 2.2 e 2.3) fornece neutrinos para o experimento MINOS. O *Main Injector* no Fermilab produz um feixe de prótons de 120 GeV a cada 1,87 s para criar o feixe NuMI. Isso é feito rapidamente por meio de três magnetos. Cada jato da produção do feixe de prótons dura cerca de $8 \mu\text{s}$ e produz aproximadamente $2,5 \times 10^{13}$ prótons [31].

Um túnel direciona os prótons até um alvo feito de grafite, o qual possui 1 m de comprimento, 6,4 mm de largura e 18 mm de altura. A forma do alvo foi especialmente desenhada para que todos os prótons do feixe interajam, e também, para permitir que as partículas secundárias produzidas, principalmente píons e káons, escapem pelos lados sem serem reabsorvidas [9].

O alvo emite as partículas secundárias carregadas positivamente para o eixo do feixe primário. Essas partículas são focalizadas por dois *horns* magnéticos (ver figura 2.4), sendo cada um deles constituídos de um condutor parabólico interno e um condutor cilíndrico externo. Durante cada jato do feixe, são aplicados pulsos de corrente de 185 kA em cada condutor para gerar um campo magnético toroidal entre os condutores [32].

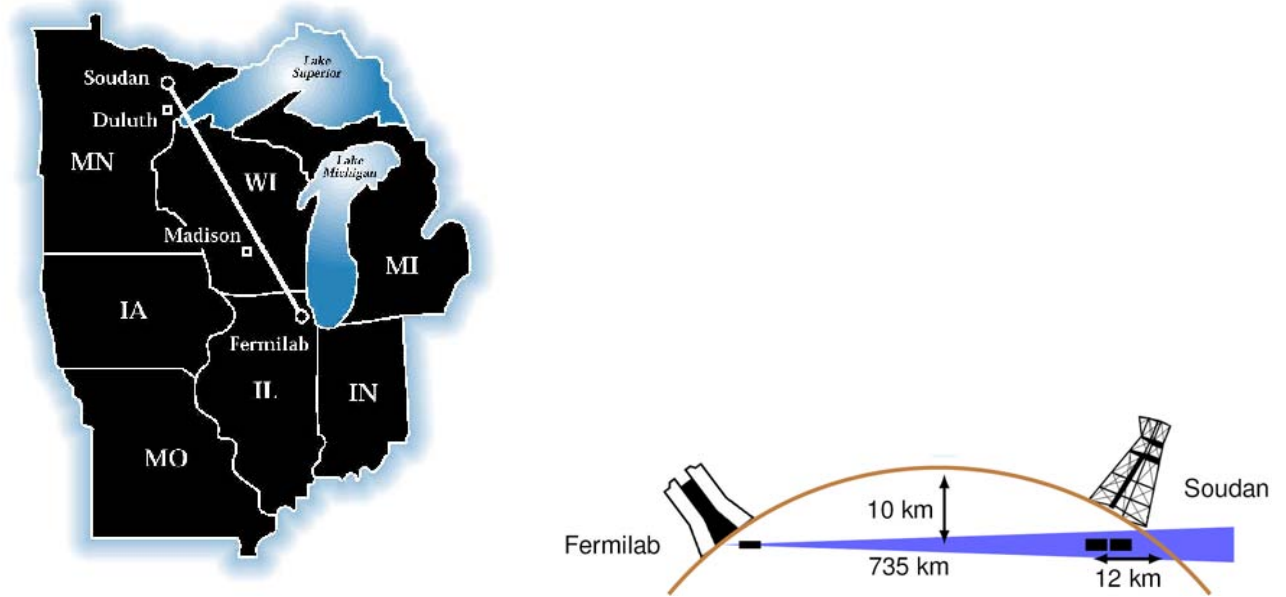


Figura 2.2: Caminho que o feixe de neutrinos NuMI percorre desde o Fermilab até a mina de Soudan visto de cima e em uma seção transversal [9].

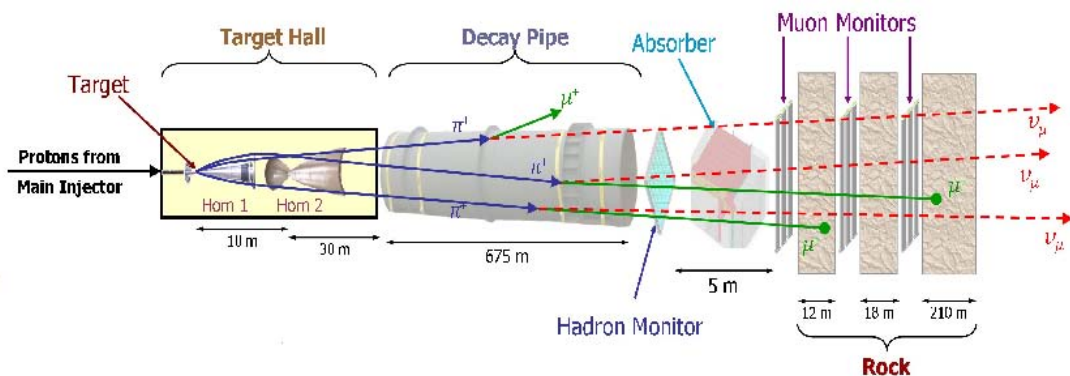


Figura 2.3: Esquema do feixe NuMI, mostrando como ele é produzido e monitorado antes de entrar no Near Detector [31].



Figura 2.4: Vista através de um dos horns magnéticos do NuMI que focaliza os píons e káons produzidos pela interação do feixe de prótons com o alvo de grafite [31].

O feixe das partículas secundárias, já focalizadas, passa por um longo tubo de decaimento de 675 m de comprimento e 2 m de diâmetro. Os decaimentos que ocorrem são os seguintes [31]:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu.$$

Ao final do tubo de decaimento, em frente ao absorvedor, um detector de hádrons detecta os píons, káons e prótons remanescentes. O absorvedor é resfriado usando-se água e contém um núcleo de alumínio envolto por aço, bloqueando qualquer hádron ainda restante. O feixe então passa através de uma densa rocha de dolomita de 240 m antes de entrar no *Near Detector*. Isso absorve praticamente 100% dos múons provenientes dos decaimentos dos píons e káons do feixe, restando apenas neutrinos. Três detectores de múons estão posicionados a distâncias de até 50 m do absorvedor. O sinal dos múons e dos hádrons nos permite avaliar a integridade do feixe de neutrinos NuMI e a eficiência dos *horns* magnéticos.

O feixe de neutrinos produzido é 97,8% constituído de ν_μ , 1,8% de $\bar{\nu}_\mu$ (contaminação dos decaimentos $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ e $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$) e 0,4% de ν_e (ainda há uma pequena componente de 0,03% de $\bar{\nu}_e$). O *design* da linha do feixe permite que o feixe de neutrinos seja tunelado para otimizar as medidas dos parâmetros de oscilação. Podemos escolher o momento das partículas secundárias carregadas e, conseqüentemente, o espectro do feixe de neutrinos, variando a posição relativa entre os *horns* e o alvo e, ainda, variando a corrente que os atravessa durante os jatos do feixe. A corrente dos *horns* pode ser invertida, permitindo experimentos com um feixe dominante de $\bar{\nu}_\mu$ [32].

Os três modos de configuração padrão são os feixes de alta, média e baixa energia. A figura 2.5 mostra os diferentes arranjos do *horn* e o espectro de energia dos neutrinos muônicos esperado no *Far Detector* para o caso onde não há oscilação.

2.1.2 *Near Detector*

O *Near Detector* está localizado a 1 km do alvo de grafite, possui 98 m de comprimento

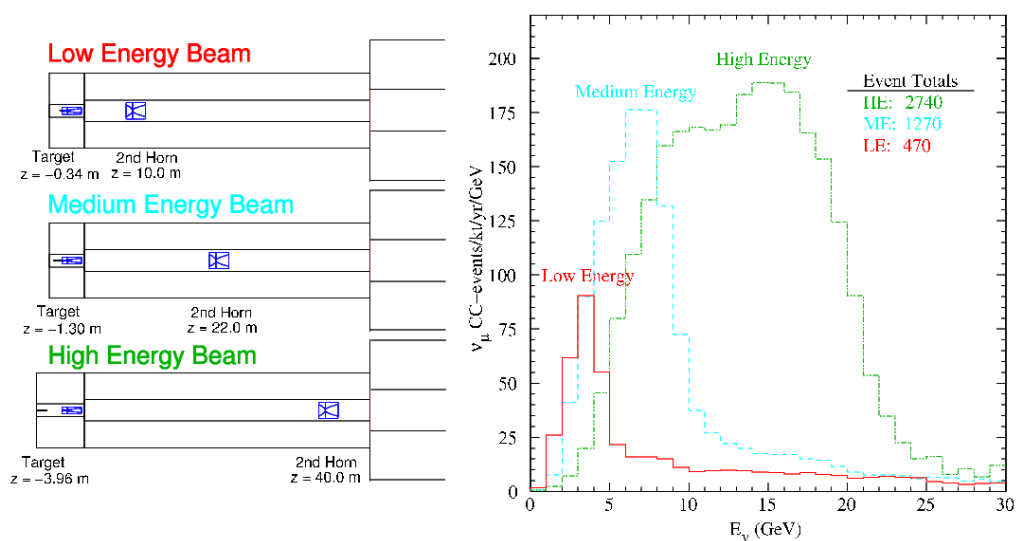


Figura 2.5: As três configurações padrão do feixe NuMI: feixe de baixa, média e alta energia. O gráfico mostra o espectro de energia dos neutrinos muônicos esperado no *Far Detector* para o caso onde não há oscilação [32].

e está a ~ 100 m de profundidade. Ele é um calorímetro constituído por cintiladores plásticos e camadas de aço inter espaçadas. Os neutrinos interagem com o aço produzindo certo número de partículas secundárias. As partículas carregadas então interagem com a tira do cintilador, gerando pequenas quantidades de luz, as quais podem ser detectadas. Este mesmo processo ocorre no *Far Detector* e será discutido com mais detalhes na seção 2.1.3.

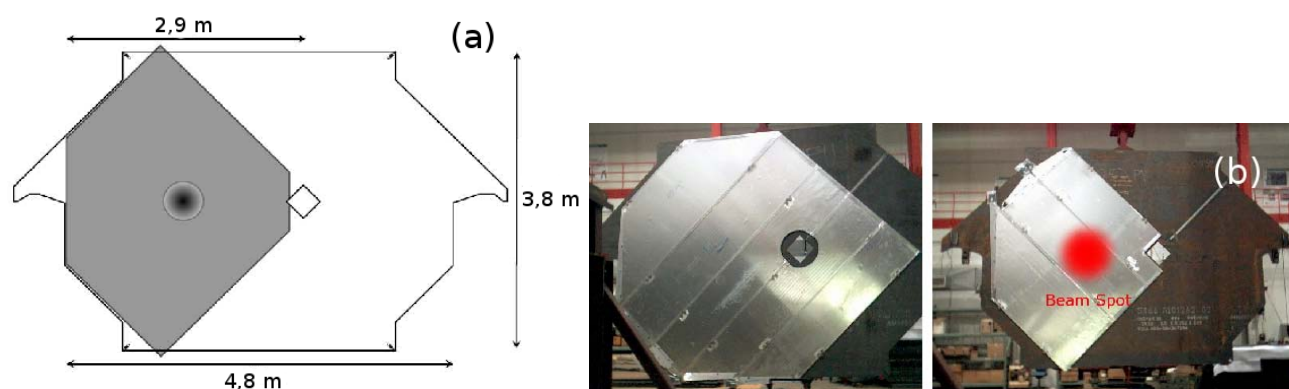


Figura 2.6: (a) Vista de um plano de aço do *Near Detector*. A região preenchida mostra um módulo do cintilador. O ponto negro representa a amplitude do feixe de 50 cm de diâmetro. O losango é o buraco da bobina magnética. (b) No lado esquerdo é mostrado um plano do *Near Detector* totalmente instrumentado. No lado direito tem-se um plano parcialmente instrumentado. Ambos centro do feixe e buraco da bobina estão afastados 50 cm do centro do plano [31].

A amplitude do feixe possui uma média de 40 cm quando ele chega no *Near Detector*. Este detector foi desenhado de tal forma que seu volume está centrado na amplitude do feixe.

Para isso, a bobina é afastada 50 cm do centro, retornando ao longo do lado do detector. O tamanho do detector permite uma quantidade suficiente de aço para criar um campo magnético similar ao *Far Detector*. O detector é composto de 282 planos de aço com largura de 2,54 cm - 1 polegada - (ver figura 2.6) [31].

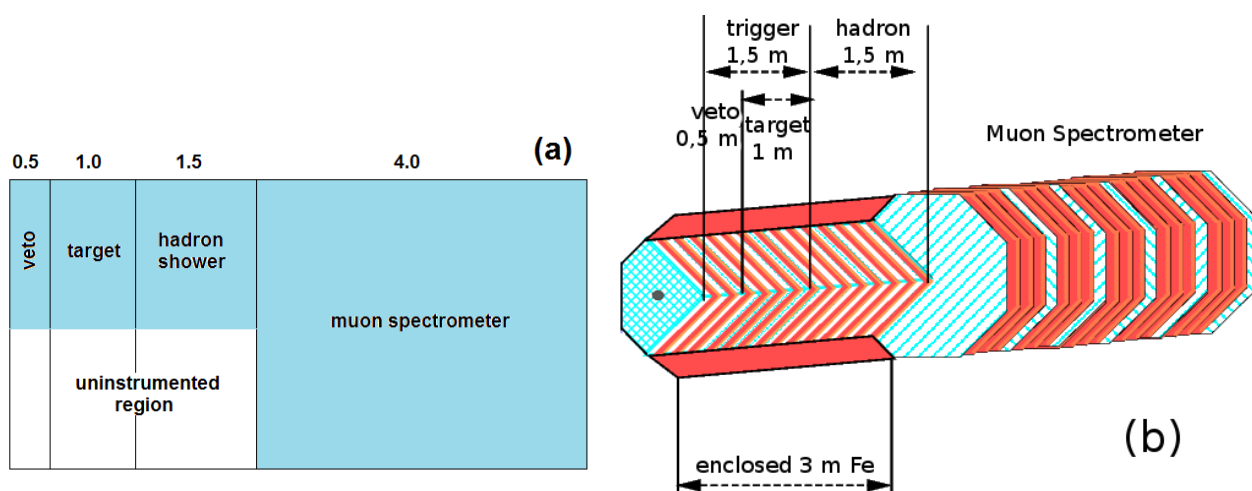


Figura 2.7: (a) As quatro seções lógicas do Near Detector. A região não instrumentada possui cintiladores a cada 5 planos. (b) Regiões instrumentadas do Near Detector. As distâncias são dadas em termos de espessura do aço, não sendo o comprimento do detector [31].

O detector é dividido em quatro regiões, como mostra a figura 2.7:

região do veto (*veto region*) : Os primeiros planos do detector são usados como veto das interações dos neutrinos que ocorrem acima do detector.

região do alvo (*target region*) : Essa seção de planos, desde o 21 ao 60, é o volume que seleciona as interações dos neutrinos que serão utilizadas na análise.

região do chuveiro (*shower/hadron region*) : É a região dos planos 61 a 120, a qual faz a contenção de quaisquer chuveiros eletromagnéticos ou hadrônicos produzidos.

região do espectrômetro (*spectrometer region*) : É a região dos 161 planos restantes que possui um cintilador a cada cinco planos e é usada para medir os múons gerados pelas interações na região do alvo.

Cada plano nas primeiras três regiões é instrumentado ao redor da área da amplitude do feixe (área cinza da figura 2.6 - (a)). A cada cinco planos, o último é totalmente instrumentado. Todos os planos são feitos de tiras cintiladoras de 4 cm de largura, alternando as orientações perpendicularmente (ver figura 2.8), permitindo uma reconstrução tridimensional dos eventos [9].

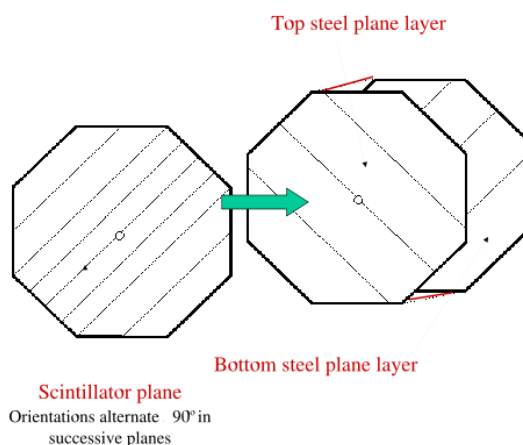


Figura 2.8: Alinhamento alternado das tiras dos planos de aço sucessivos [9].

A taxa de interação esperada no *Near Detector* é de aproximadamente vinte neutrinos para cada jato do feixe. O *Near Detector* utiliza um sistema de leitura que digitaliza os sinais continuamente a uma taxa de 53 MHz, sem tempo morto. Com isso, a resolução temporal do detector é de aproximadamente 19 ns [31].

2.1.3 *Far Detector*

O *Far Detector* (figura 2.9) é um grande detector situado no vigésimo sétimo andar da mina de Soudan (*Soudan Underground Mine State Park*), no norte de Minnesota, EUA. Localizado a 713 metros de profundidade (ou 2.070 mwe - mili water equivalent), suas dimensões nos permite usá-lo tanto para observações astrofísicas, como para seu principal objetivo: detecção do feixe NuMI. Sua construção foi completada em agosto de 2003 [9] e ele é considerado funcionalmente idêntico ao *Near Detector*.

Ele é magnetizado por um campo magnético através de uma corrente de 15 kA. Isso faz com que seja possível observar indiretamente neutrinos e antineutrinos muônicos usando a

curvatura das trajetórias dos múons. A amplitude do feixe NuMI expande seu diâmetro em 1,5 km ao percorrer a distância de 735 km do alvo até o *Far Detector* [31].

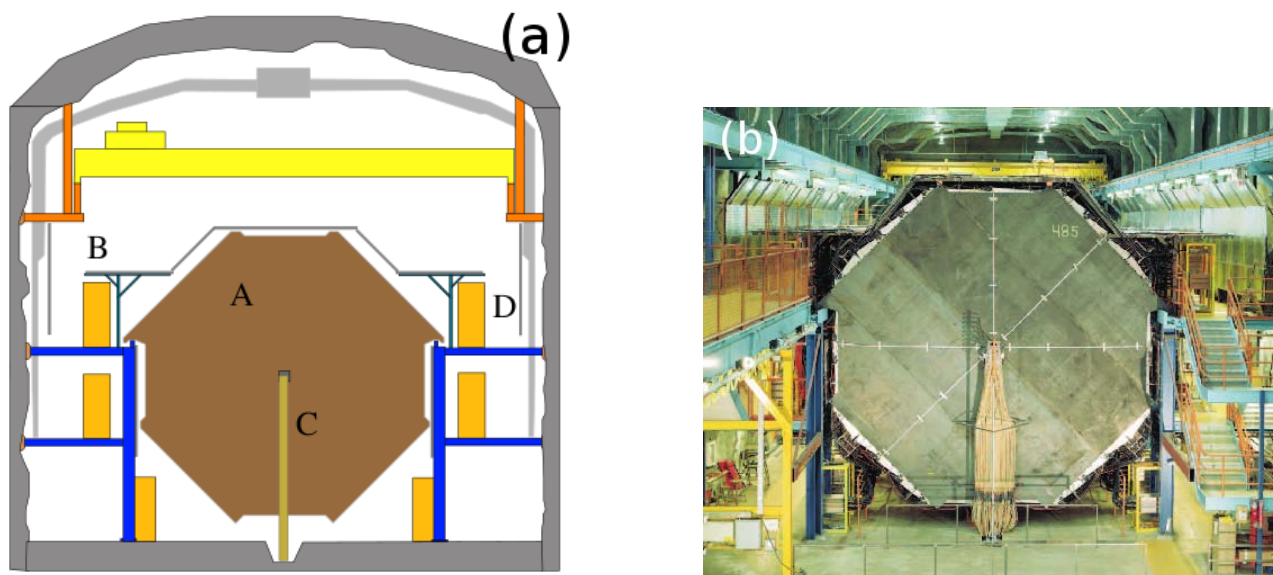


Figura 2.9: (a) Vista frontal do *Far Detector* mostrando a estrutura do plano octogonal - A, o veto shield no topo - B, a bobina magnética saindo do centro - C - e os eletrônicos - D [9]. (b) Fotografia do *Far Detector* [32].

Para minimizar o efeito da expansão térmica, o *Far Detector* foi dividido em dois supermódulos, sendo que um contém 249 planos de aço e o outro 237. Os planos de aço possuem um comprimento de 8 m e espessura de 1 polegada, são separados por 5,94 cm e alinhados verticalmente, com a finalidade de maximizar a coleta de eventos das interações do feixe de neutrinos. Na divisão entre os supermódulos, os planos são separados por uma distância de $\sim 1,5$ m, permitindo a instalação da bobina magnética [31].

Cada plano é dividido em 192 tiras cintiladoras, sendo que cada uma destas possui largura de 4,1 cm e comprimento variável com a posição, conforme a figura 2.10. Tiras de planos sucessivos são alternadamente alinhadas ao longo dos eixos ortogonais $U = \frac{1}{\sqrt{2}}(y + x)$ e $V = \frac{1}{\sqrt{2}}(y - x)$, como mostram as figuras 2.8 e 2.11. A escolha dessas coordenadas facilita as conexões nos finais das tiras cintiladoras. Além disso, quando uma partícula atinge uma combinação de dois ou mais planos, pelo menos um U e um V, é possível determinar sua posição vertical e horizontal. Verificamos a profundidade contando o número de planos que a partícula atravessou.

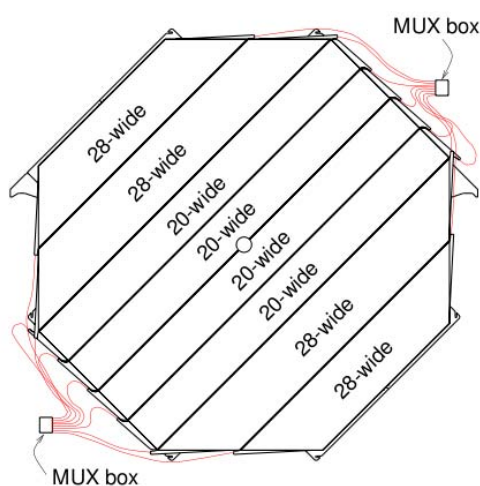


Figura 2.10: Layout dos planos de aço mostrando a variação do comprimento das tiras cintiladoras [32].

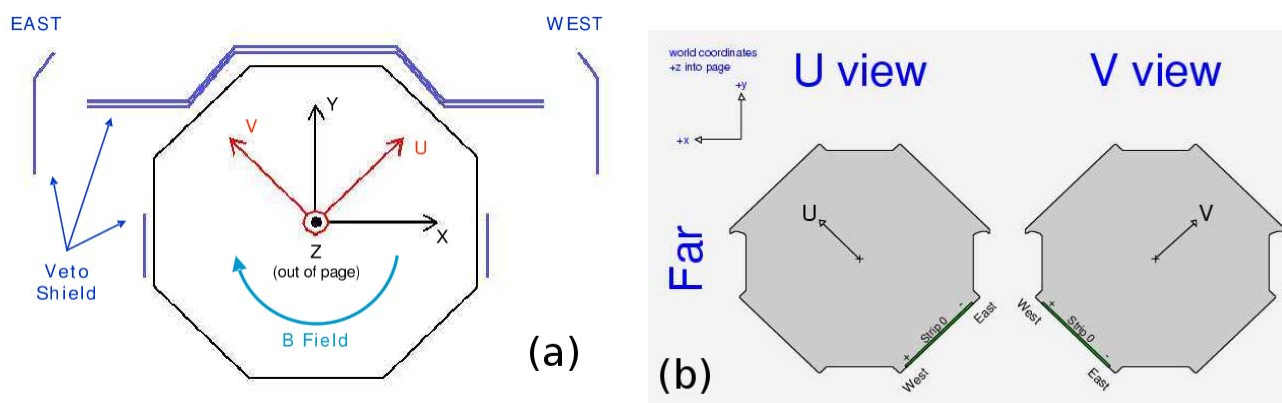


Figura 2.11: (a) Sistema de coordenadas do Far Detector. (b) Orientação das tiras do Far Detector [31].

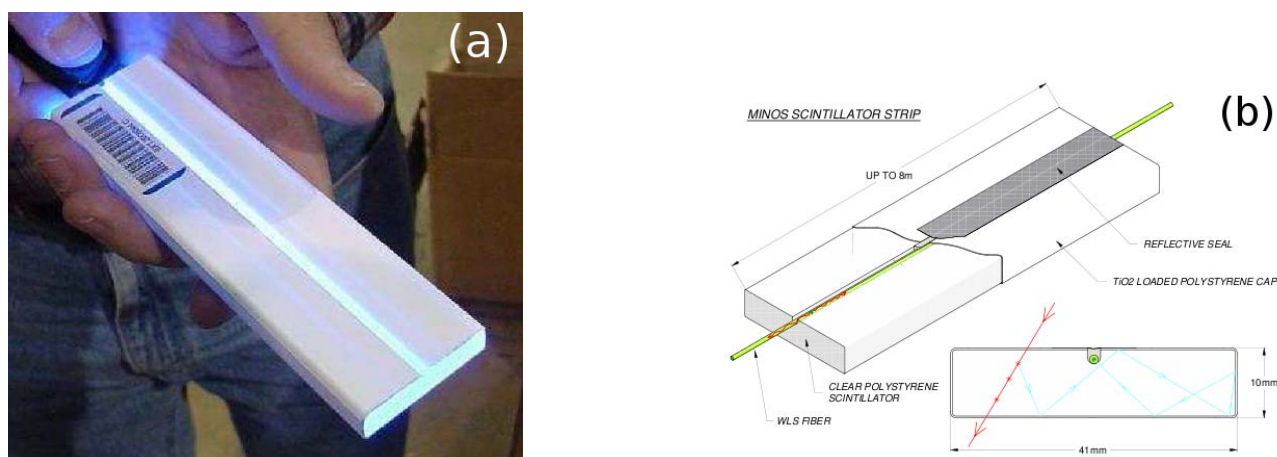


Figura 2.12: (a) Fotografia de uma pequena tira do cintilador do MINOS iluminada por LED azul [32]. (b) Diagrama de uma tira do cintilador [9].

A tira cintiladora (figura 2.12) é colocada dentro de 8 módulos em cada plano de aço, contendo cada um 20 a 28 tiras encapsuladas por uma fina camada de alumínio de 0,5 mm de

espessura (ver figura 2.13). Quando partículas carregadas atravessam uma tira, a característica cintiladora faz com que a energia depositada seja reemitida na forma de fótons ultravioletas, gerando uma luz cintilante que se propaga nas duas direções ao longo da tira. No final de cada tira, a luz é coletada por fibras ópticas e transportada para tubos fotomultiplicadores (PMT - *photo-multipliers tubes*). Os PMTs amplificam o sinal, o qual é digitalizado e gravado pelo sistema de aquisição de dados (DAQ - *Data Acquisition System*) [31].

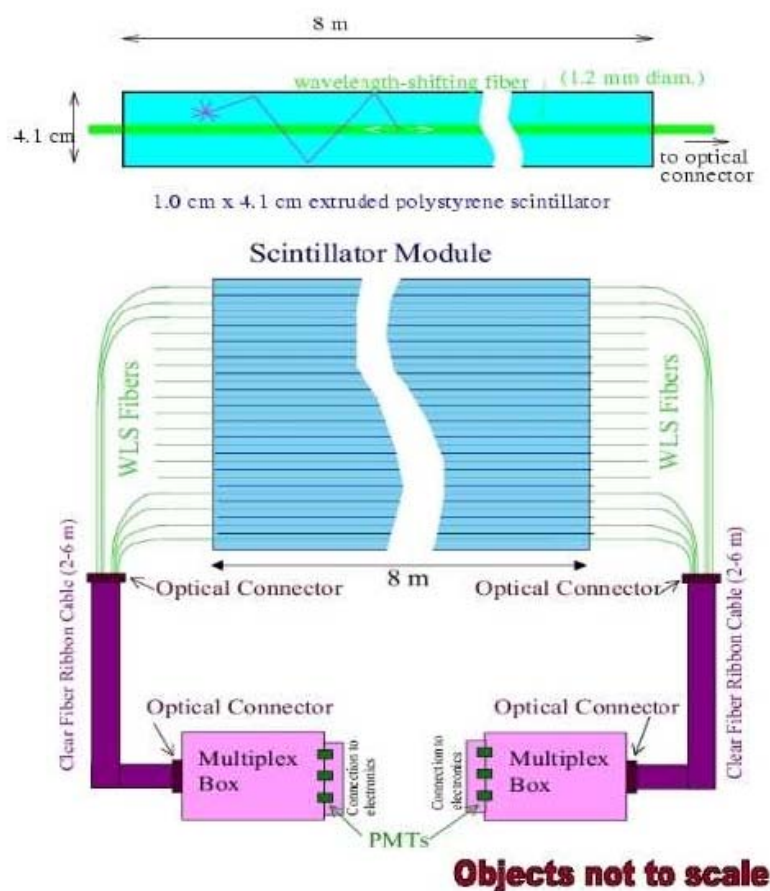


Figura 2.13: Esquema mostrando o design dos módulos e o layout do cintilador [31].

A bobina magnética atravessa o centro de cada supermódulo dentro de um nicho de 25 cm de diâmetro e retorna por debaixo do detector (ver figura 2.9 - (b)). Ao ser ligada, a bobina produz um campo magnético toroidal (figura 2.14 - (a)) no aço de intensidade 1,5 T, na direção mostrada na figura 2.11 - (a). A carga dos múons é determinada pela curvatura de sua trajetória devido ao campo magnético (ver figura 2.14 - (b) como exemplo); e com o valor do raio da mesma o seu momento é calculado. No entanto, a resolução obtida é limitada pelo

espalhamento múltiplo no aço.

A corrente pode ser invertida com a inversão da polaridade do campo. Esta característica é importante para estudarmos as irregularidades espaciais e pequenas assimetrias do campo magnético.

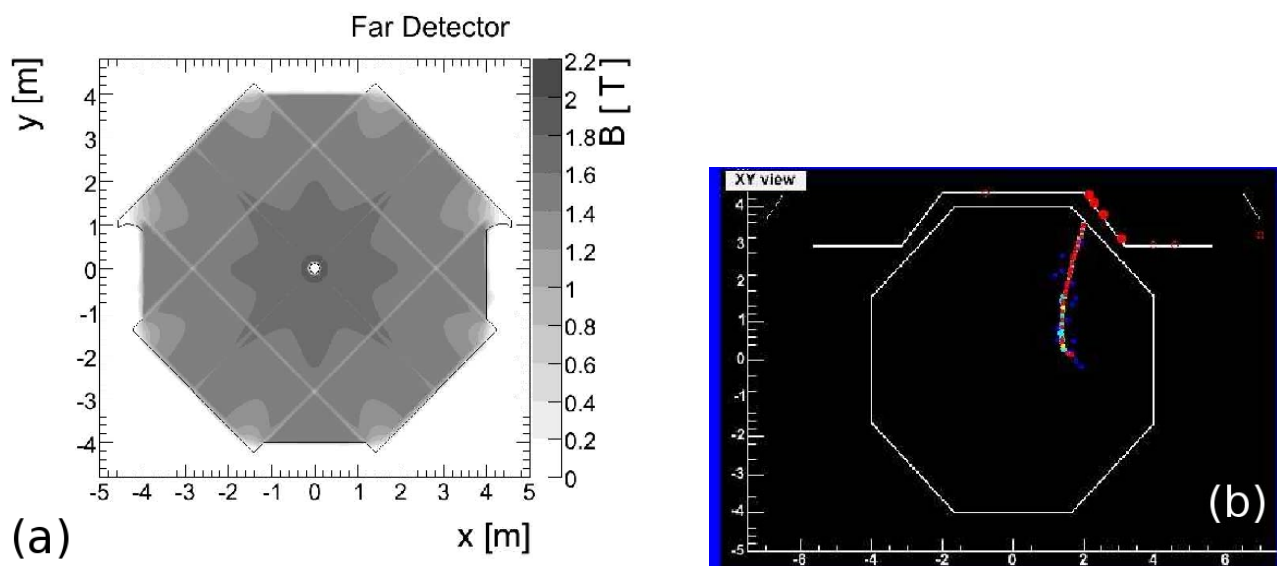


Figura 2.14: (a) Campo magnético no Far Detector. (b) Efeito do campo magnético do Far Detector em uma partícula carregada dentro do detector [9].

Os múons provenientes de raios cósmicos atingem o topo do detector e possuem, na sua maioria, trajetórias com ângulos mais próximos à direção vertical. Devido ao alinhamento vertical dos planos de detector, apenas 20% de sua parte superior é coberta. Sendo assim, foi construído um aparato chamado de *veto shield* (figura 2.15) para detectar os múons de raios cósmicos que atravessam o detector. O *veto shield* é feito de módulos cintiladores, os quais são alinhados com o eixo z e cobrem cerca de 99% da superfície superior do detector.

Os mecanismos de detecção dos raios cósmicos e dos neutrinos são bastante diferentes, apesar de os conceitos serem similares. A observação dos neutrinos no *Far Detector* deve-se à interação deste com um núcleo de ferro, produzindo outras partículas através dos processos de espalhamento. A detecção de ν_μ e de ν_e é possível devido às seguintes interações, respectivamente [10]:

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p,$$

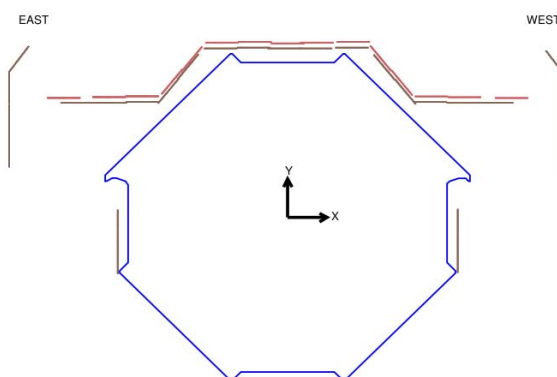
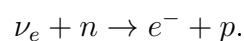


Figura 2.15: Esquema das componentes do veto shield do Far Detector que cobrem cerca de 99% da superfície do detector permitindo melhores medidas de múons atmosféricos [9].



Os produtos da segunda reação, nêutron e elétron, depositam suas energias rapidamente no aço, enquanto que o múon, gerado na primeira reação, possui uma trajetória longa, perdendo pouca energia em cada plano. Isso permite distinguir o sinal desses dois tipos de neutrinos.

A detecção de múons de raios cósmicos dispensa o aço. No entanto, este, juntamente com a integridade dos módulos cintiladores, são necessários para a detecção indireta dos neutrinos.

2.2 Resultados da Sombra da Lua e do Sol

Para realizar a análise da sombra, foram selecionados apenas os dados confiáveis de múons coletados pelo *Far Detector*.

2.2.1 Seleção dos Eventos

Foram usados dados coletados desde 1 de agosto de 2003 até 31 de dezembro de 2008, totalizando 1.857,91 dias operacionais do detector. O conjunto de dados inclui 83,54 milhões de múons [33]. O primeiro *trigger* usado para a identificação de múons de raios cósmicos foi a observação de um depósito de energia no *veto shield*, seguido pelo *trigger* no qual foram selecionadas as partículas que atingiam, de um grupo de cinco planos de detector, pelo menos quatro destes. Vários critérios de seleção foram usados para garantir dois fatores: i) que o

detector estava em boas condições quando os dados foram gravados (critérios pré-análise); ii) que apenas trajetórias bem reconstruídas foram incluídas na amostra (critérios de análise).

Três critérios de análise foram utilizados. O primeiro diz respeito ao número de planos do detector atravessados pela partícula. A trajetória da partícula deve ser detectada em pelo menos 10 planos, pois caso contrário não há informação suficiente para determinar a localização da partícula de forma confiável. O segundo critério também está relacionado à trajetória da partícula. Esta não pode ser menor que 1,55 m, pois assim não é possível fazer uma reconstrução fidedigna. O último critério refere-se ao fato de que a incerteza na posição do ponto final ($\vec{\sigma}_f$) não pode ser muito diferente da incerteza do inicial ($\vec{\sigma}_i$), visto que uma grande diferença resultaria em uma reconstrução questionável. Para isso, usou-se apenas $|\vec{\sigma}_f - \vec{\sigma}_i| < 0,021$ m [33].

Esses critérios de seleção foram escolhidos de forma a otimizar a seleção dos múons de raios cósmicos com boa resolução de apontamento no céu. Os valores de corte foram determinados empiricamente usando os eventos de Monte Carlo padrão do MINOS, mas inserindo a Lua e maximizando a sombra. Do total de dados de múons coletados, apenas 62,5% sobreviveram todos os cortes, resultando em 52,19 milhões de eventos. Dentre esses múons, 17.389 encontravam-se dentro da distância angular de 2° do centro da Lua e 16.411 à mesma distância do Sol [33].

A diferença da quantidade de eventos entre esses dois grupos de dados está relacionada ao fato de que o número de múons coletados perto do Sol durante o inverno é menor do que aquele coletado perto da Lua, devido à alta latitude do detector. Outro motivo reside no período da coleta de dados, que constituiu em quatro anos completos mais cinco meses. Esses meses restantes foram depois do solstício de verão, fazendo com que o Sol gastasse cada vez menos tempo acima do horizonte, o que quer dizer que os dias foram menores que as noites.

2.2.2 Múons Múltiplos

Como os dimúons preservam seu paralelismo e uma distância angular entre si $\leq 0,05^\circ$, qualquer distância angular encontrada maior do que esta está relacionada à resolução angular

do próprio detector. A resolução angular do detector foi medida usando-se 3,12 milhões de dimúons coletados entre 1 de agosto de 2003 e 3 de dezembro de 2007. Um total de 1,77 milhões de eventos sobreviveram aos cortes (os mesmos aplicados para os múons individuais).

A figura 2.16 mostra a distribuição da separação angular entre os dimúons ψ , dividida por $\sqrt{2}$ para ser comparada à resolução de múons individuais. A resolução angular é definida como sendo 68% da distribuição de ψ . Esse valor é ilustrado pela área sombreada da figura 2.16: $0,62^\circ$. A região do pico da distribuição foi ajustada com uma função gaussiana (curva tracejada), porém o ajuste só é bom no início da distribuição. A longa cauda começa a se desviar da gaussiana em $\psi^2/2 \sim 0,06 \text{ graus}^2$, podendo ser atribuída ao espalhamento Molière na rocha acima do detector [33].

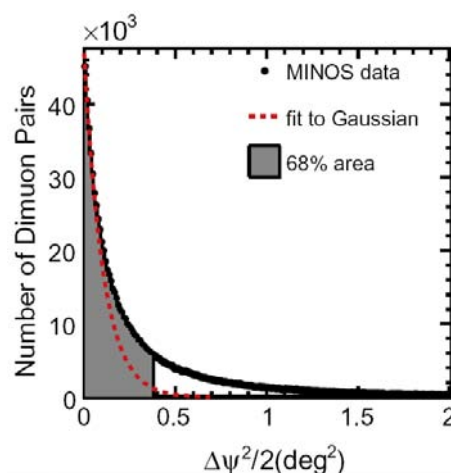


Figura 2.16: Distribuição do quadrado da separação angular de múons individuais em função da quantidade de dimúons. A área sombreada representa 68% da distribuição, determinando a resolução angular do detector: $0,62^\circ$. O pico da distribuição foi ajustado com uma função gaussiana (curva tracejada) [33].

2.2.3 Simulação de Monte Carlo

Os ruídos para a análise da sombra foram construídos com uma simulação de Monte Carlo. As direções e os tempos de chegada dos múons foram escolhidos conforme as distribuições conhecidas de posição e tempo dos eventos detectados, criando 1.000 amostras de ruído.

Para gerar um modelo esperado da sombra, foram simulados raios cósmicos passando em uma área contendo a Lua ou o Sol, no qual foram removidos aqueles que interceptassem

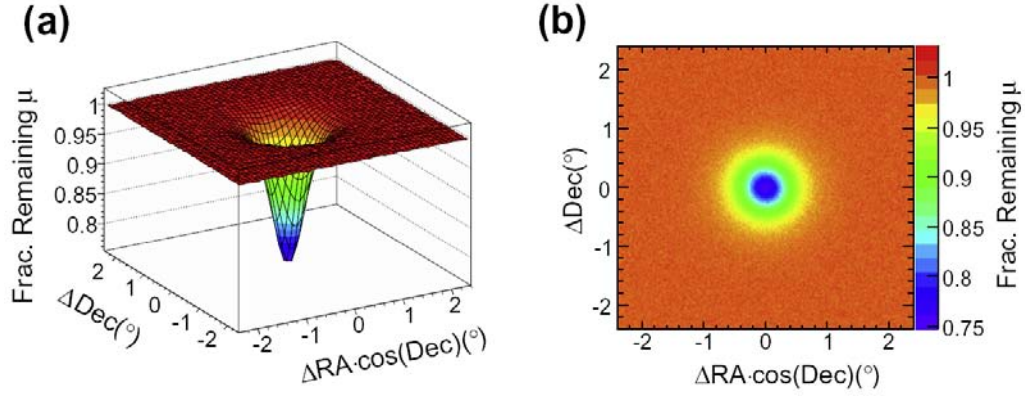


Figura 2.17: Modelo esperado da sombra da Lua feito com simulação de Monte Carlo visto pelo detector em três (a) e duas dimensões (b) [33].

o disco desses objetos. Caso contrário, supõe-se que os raios cósmicos gerariam um múon que atingiria o detector no subterrâneo. O desvio angular foi selecionado aleatoriamente da distribuição de dimúons, pois assim a resolução angular do detector está sendo levada em conta na simulação. O resultado é mostrado na figura 2.17.

2.2.4 Sombra da Lua

Sombra bidimensional

Para fins de análise da sombra foi usado o método de máxima verossimilhança para encontrar a posição mais provável do déficit. As amostras de ruído geradas na simulação foram usadas para criar um ruído de fundo isotrópico em um gráfico bidimensional. Então os dados foram colocados em um mesmo tipo de gráfico, no qual também se inseriu o modelo de sombra da Lua. A posição da Lua foi fixada em (x_s, y_s) para depois realizar-se a procura do déficit integrando todo o modelo da sombra nessa localização. O modelo é então movido para uma nova posição (x_s, y_{s+1}) e a procura é repetida. Esse processo foi realizado até se esgotarem as possibilidades de posições em um gráfico $4^\circ \times 4^\circ$. A sombra que melhor se ajusta aos dados foi encontrada maximizando a intensidade do déficit, I_s , usando a função de verossimilhança [33]:

$$\lambda(x, y, I_s) = 2 \sum_{i=1}^{n_{bin}} \left[N_i^{th} - N_i^{obs} + N_i^{obs} \ln \frac{N_i^{obs}}{N_i^{th}} \right], \quad (2.1)$$

onde $N_i^{th} = N_i^{back} - I_s \cdot P_s(x_i, y_i)$ é o número de eventos esperado no *bin* i , N_i^{back} é o número

de múons do ruído no *bin* i , $P_s(x_i, y_i)$ é a fração de raios cósmicos na posição (x_i, y_i) bloqueada pela Lua e $I_s \cdot P_s(x_i, y_i)$ é o número de eventos removido do *bin* i pela Lua. Para determinar a força do déficit o parâmetro Λ foi definido como:

$$\Lambda = \lambda(x, y, 0) - \lambda(x, y, I_s), \quad (2.2)$$

o qual é uma medida do desvio da força do déficit em relação à hipótese nula (hipótese onde não há sombra, $I_s = 0$).

A sombra bidimensional pode ser vista na figura 2.18 - (a). O maior déficit, com $\Lambda_{max} = 30,9$, está localizado em $(-0,11^\circ \pm 0,09^\circ; -0,13^\circ \pm 0,08^\circ)$, mostrando que a sombra está deslocada da posição real da Lua (no centro), fato atribuído ao efeito do campo geomagnético. A distribuição de Λ é equivalente a uma distribuição de χ^2 com um grau de liberdade (I_s). Sendo assim, a significância obtida para o maior valor de Λ encontrado é de $5,6\sigma$ [33].

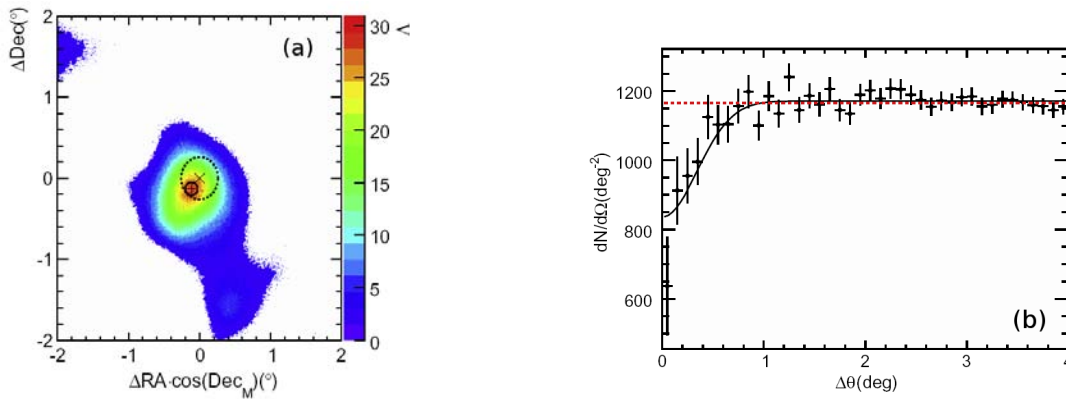


Figura 2.18: (a) Sombra da Lua bidimensional em coordenadas equatoriais. O círculo central está representando a posição esperada da Lua. O maior déficit é encontrado em $(-0,11^\circ; -0,13^\circ)$ com $\Lambda_{max} = 30,9$ e $5,6\sigma$. (b) Sombra da Lua unidimensional. A curva tracejada é o resultado do ajuste linear (apenas para o ruído, hipótese onde não há Lua) e a curva sólida é o melhor ajuste para os dados [33].

Sombra unidimensional

Aqui descreveremos apenas os resultados obtidos pelo experimento MINOS. A forma como a análise foi efetuada será discutida no capítulo de metodologia, visto que usamos o mesmo método para a análise da sombra da Lua simulada.

Como a sombra da Lua foi encontrada com certo desvio em relação à real posição da Lua, em $(0^\circ; 0^\circ)$, as direções de chegada de cada múon foram ajustadas de acordo com o desvio

antes de se realizar a análise unidimensional. A distribuição da separação angular de cada múon em relação ao centro da Lua em função do número de eventos por ângulo sólido é mostrada na figura 2.18 - (b).

É possível observar um déficit quando $\Delta\theta \rightarrow 0$, ilustrando o efeito da presença da Lua. O fluxo médio de múons e a resolução encontrados usando-se esse método foram de $\lambda = 1.171,1 \pm 4,8$ e $\sigma = 0,34^\circ \pm 0,04^\circ$, respectivamente. A diferença entre o ajuste dos dados (curva contínua) e o ajuste linear (curva tracejada) que supõe a não existência do efeito de sombra fornece a significância de $5,6\sigma$, condizente com a análise bidimensional. Caso as direções dos múons não tivessem sido ajustadas pelo desvio da sombra encontrado na análise bidimensional, a resolução seria de $\sigma = 0,39^\circ \pm 0,06^\circ$ e a significância de $2,7\sigma$ [33].

2.2.5 Sombra do Sol

Os mesmos métodos usados na análise da sombra da Lua foram repetidos na análise da sombra do Sol. A sombra bidimensional pode ser visualizada na figura 2.19 - (a), onde o déficit máximo ocorre em $(-0,29^\circ \pm 0,13^\circ; 0,27^\circ \pm 0,14^\circ)$ com $\Lambda_{max} = 14,6$ e significância de $3,8\sigma$ [33]. O máximo valor de Λ para a sombra do Sol é menor que metade do máximo valor encontrado na sombra da Lua, além de a sombra revelar um alongamento na direção noroeste-sudeste. Estas características podem ser atribuídas ao efeito de espalhamento procedente do maior tempo de exposição dos raios cósmicos ao IMF devido à grande distância entre o Sol e a Terra.

A figura 2.19 - (b) mostra a sombra unidimensional do Sol, onde se observa um déficit ao se aproximar de seu centro. A significância obtida foi de $3,9\sigma$ e a resolução foi de $\sigma = 0,48^\circ \pm 0,07^\circ$, valor maior do que aquele encontrado para a sombra da Lua [33].

2.2.6 Efeitos do Campo Magnético Interplanetário - IMF

Sombra da Lua

Como mencionado anteriormente, o IMF pode causar um pequeno efeito na sombra da Lua. Para visualizar isso, os dados foram divididos em dois grupos: aqueles coletados durante

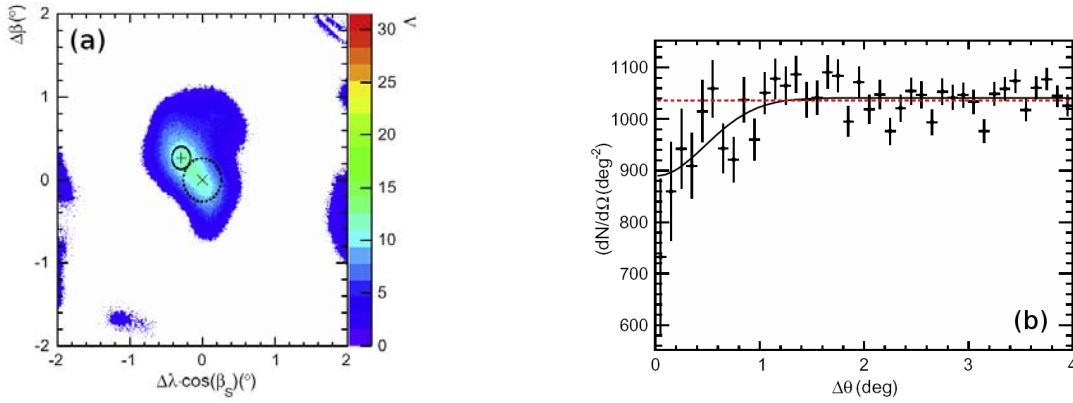


Figura 2.19: (a) Sombra do Sol bidimensional em coordenadas eclípticas. O círculo central está representando a posição esperada do Sol. O maior déficit é encontrado em $(-0,29^\circ; 0,27^\circ)$ com $\Lambda_{max} = 14,6$ e $3,9\sigma$. (b) Sombra do Sol unidimensional. A curva tracejada é o resultado do ajuste linear (apenas para o ruído, hipótese onde não há Sol) e a curva sólida é o melhor ajuste para os dados [33].

o dia, e os coletados durante a noite. Considerando-se um cone de $2^\circ \times 2^\circ$ centrado na Lua, foram obtidos 8.270 múons para o grupo do dia e 9.213 múons para o grupo da noite. Esta diferença deve-se ao fato de que o detector é desligado para manutenção apenas durante o dia. Além disso, houve maior número de dados coletados no outono e inverno do que nas estações de primavera e verão. As sombras geradas com esses dados são mostradas na figura 2.20.

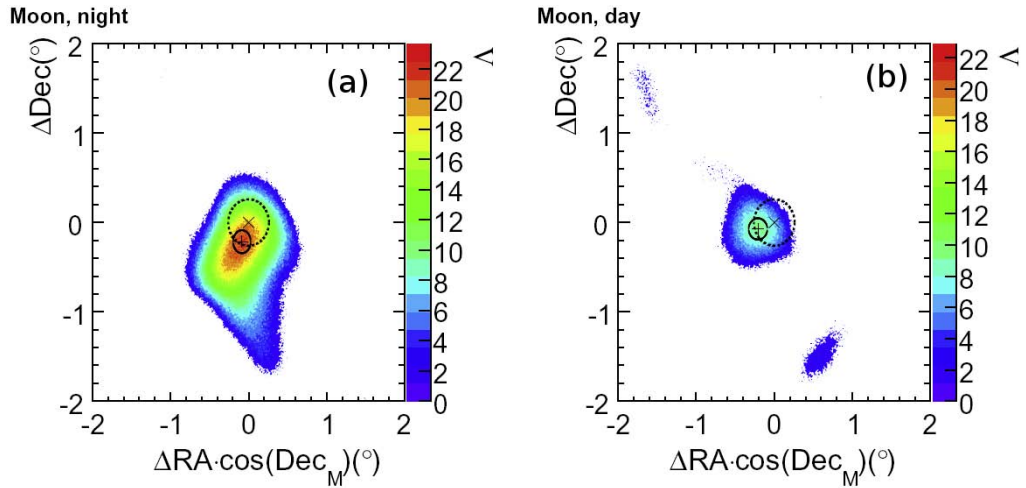


Figura 2.20: Sombra da Lua bidimensional para o grupo de dados da noite (a) e do dia (b) em coordenadas equatoriais. O maior déficit em (a) está em $(-0,09^\circ; -0,22^\circ)$, onde $\Lambda_{max} = 23,7$. O maior déficit em (b) está em $(-0,21^\circ; -0,07^\circ)$, onde $\Lambda_{max} = 11,2$. [33].

O centro do maior déficit para o grupo de dados da noite ocorre em $(-0,09^\circ \pm 0,11^\circ; -0,21^\circ \pm 0,13^\circ)$, onde $\Lambda_{max}^{noite} = 23,7$, com significância de $4,9\sigma$. Para o grupo de dados do dia o centro do déficit está em $(-0,21^\circ \pm 0,12^\circ; -0,07^\circ \pm 0,12^\circ)$, onde $\Lambda_{max}^{dia} = 11,2$, com significância de

$3,3\sigma$. O esperado seria encontrar o mesmo deslocamento na direção leste-oeste (ascensão reta) das duas sombras, o que estaria relacionado a um efeito do campo geomagnético equivalente tanto para o dia quanto para a noite. A sombra da noite é condizente com a localização esperada para a Lua em ascensão reta ($\Delta RA \cdot \cos(Dec_M)$ no gráfico), mas que a sombra durante o dia está deslocada por $1,7\sigma$. Como é improvável que o campo geomagnético tenha efeitos apenas diurnos, uma possível explicação é que o IMF tenha um efeito geral de deslocamento nos raios cósmicos, sendo este efeito menos pronunciado nos raios cósmicos detectados à noite, visto que eles chegam à Terra na direção oposta à do Sol. Dessa forma, pode-se determinar a incerteza no alinhamento do detector como sendo de $0,1^\circ$ [33].

Sombra do Sol

Quanto maior é o IMF, menos proeminente será a sombra do Sol. Então a significância da sombra deve diminuir conforme o IMF aumenta, ou seja, conforme a atividade solar cresce (visto que há uma relação direta entre os dois). O último máximo do ciclo do Sol ocorreu em 2001 e o mínimo após esse máximo foi em dezembro de 2008 [33].

Para encontrar uma correlação entre a atividade solar e o efeito de sombra do Sol, os dados foram divididos em 5 análises unidimensionais separadas e de mesma estatística. A análise unidimensional é usada porque ela requer menor quantidade de eventos para produzir uma sombra estatisticamente significativa (não havia dados suficientes para realizar cinco análises bidimensionais). A divisão dos dados foi feita para os períodos de 1 de agosto de 2003 a 30 de setembro de 2004, de 1 de outubro de 2004 a 31 de outubro de 2005, de 1 de novembro de 2005 a 30 de novembro de 2006, de 1 de dezembro de 2006 a 31 de dezembro de 2007 e de 1 de janeiro de 2008 a 31 de dezembro de 2008. A figura 2.21 mostra os gráficos unidimensionais para cada um desses períodos.

Os resultados dos ajustes foram resumidos na tabela 2.1. Existe um decréscimo no valor da resolução angular, σ , e no erro da sombra do Sol ao se aproximar do mínimo solar, o que pode estar relacionado à decrescente atividade solar. Surpreendentemente, o período mais próximo do mínimo solar (1 de janeiro de 2008 a 31 de dezembro de 2008) revelou ter o maior

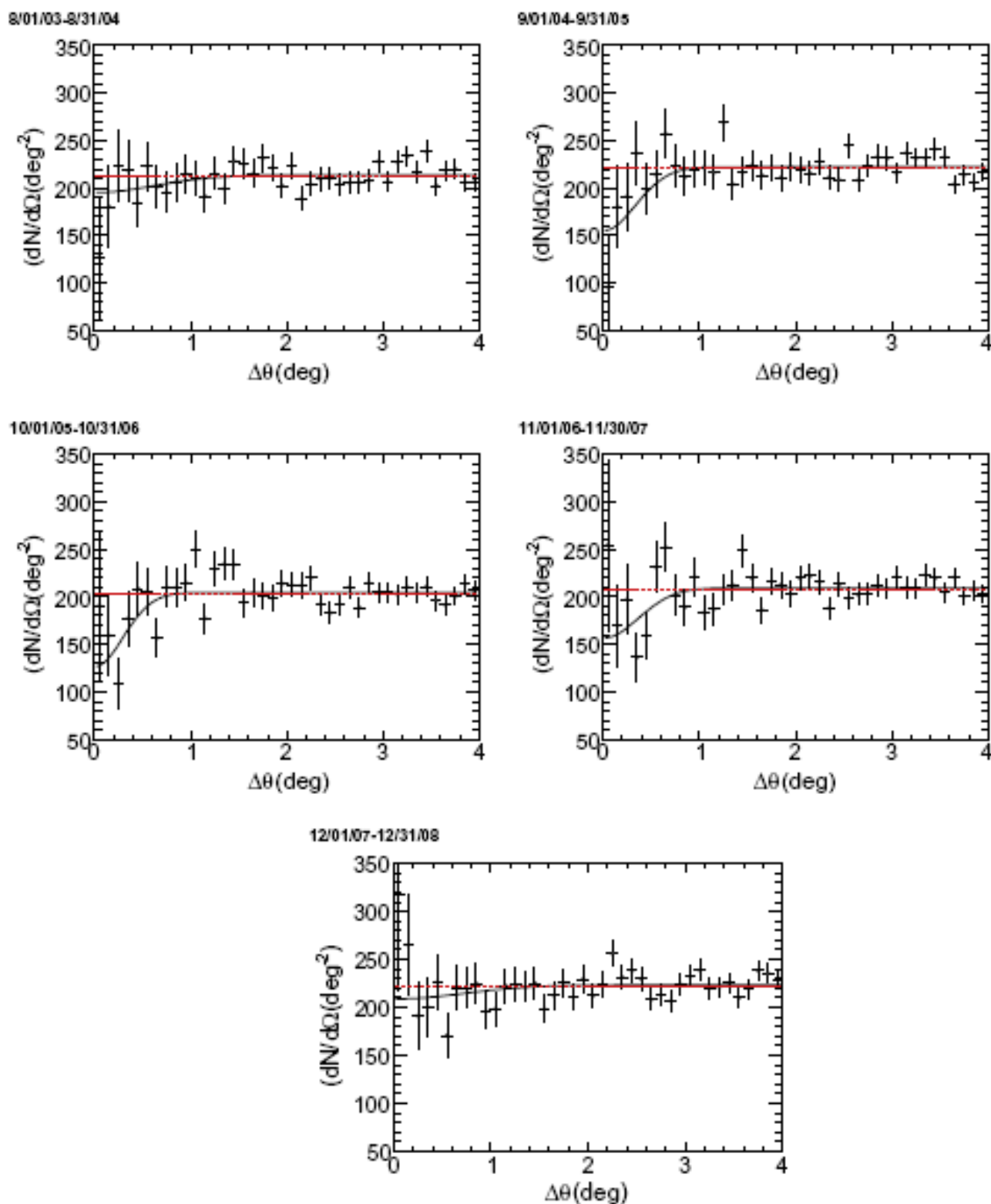


Figura 2.21: Sombra do Sol unidimensional dividida em cinco grupos compreendendo diferentes períodos de tempo de coleta de dados. A curva tracejada é o resultado do ajuste linear (apenas para o ruído, hipótese onde não há Sol) e a curva sólida é o melhor ajuste para os dados [33].

Tabela 2.1: Resumo dos parâmetros de ajuste para a sombra do Sol dividida em cinco grupos compreendendo diferentes períodos de tempo de coleta de dados [33].

Período	Resolução angular	Significância (σ)
1 de Ago. 2003 - 30 de Set. 2004	$0,61 \pm 0,28$	1,6
1 de Out. 2004 - 31 de Out. 2005	$0,31 \pm 0,12$	1,6
1 de Nov. 2005 - 30 de Nov. 2006	$0,27 \pm 0,07$	3,2
1 de Dez. 2006 - 31 de Dez. 2007	$0,34 \pm 0,12$	2,5
1 de Jan. 2008 - 31 de Dez. 2008	$0,70 \pm 0,29$	2,1

valor de σ .

Capítulo 3

Metodologia da Simulação da Sombra da Lua

3.1 Introdução

A simulação de Monte Carlo é um cálculo baseado na procura de respostas para um dado problema usando números aleatórios. Caso o problema seja probabilístico, a formulação de Monte Carlo é direta. No entanto, para problemas determinísticos, é necessário um sistema estocástico que tenha um comportamento semelhante ao resultado desejado [34].

Simulações de Monte Carlo possuem muitas aplicações na física, especialmente quando se precisa estimar o valor de uma integral multidimensional para a qual não exista resposta analítica conhecida. O valor de uma integral está relacionado a um problema estocástico, embora não seja aleatório. Em física de altas energias o problema geralmente envolve muitas partículas. Sendo assim, a integral multidimensional toma uma forma muito complicada. Torna-se então difícil achar o algoritmo correto capaz de dar uma estimação numérica da integral juntamente com um erro confiável em um tempo razoável.

Simulação de colisões de alta energia usando-se o método de Monte Carlo é uma das técnicas mais importantes em física de partículas, sendo quase sempre a maneira mais confiável de obtermos predições teóricas e compará-las com os resultados experimentais.

O problema da simulação de chuviscos atmosféricos extensos usando Monte Carlo reside

em desenvolver todas as componentes da cascata. O número de partículas e suas propriedades em cada vértice do chuveiro devem ser escolhidos aleatoriamente a partir de distribuições adequadas. Deve-se ainda especificar o que ocorre primeiro para cada partícula: o decaimento ou a interação. As interações hadrônicas são de suma importância, visto que elas influenciam no desenvolvimento da cascata, determinando a forma pela qual a energia da partícula inicial é subdividida para as partículas secundárias [3].

Simulamos a sombra da Lua levando em conta seu movimento no céu e, para tanto, definimos e testamos métodos de simulação e diferentes composições para os raios cósmicos. Também avaliamos várias proporções para antiprótons no fluxo de raios cósmicos a fim de comparar com os resultados do experimento MINOS e conjecturar uma possível razão \bar{p}/p para os dados observados. A sombra do Sol é bem mais complicada, requerendo o desenvolvimento de um novo código para computar todos os complexos efeitos dos campos magnéticos interplanetário e solar.

3.2 O programa CORSIKA

Usamos neste trabalho o CORSIKA (*COSMIC Ray SIMulations for KAscade*) - versão 6980, um programa de Monte Carlo criado para estudar o desenvolvimento de chuveiros atmosféricos extensos. O código permite prever tanto os valores médios dos observáveis, quanto as flutuações em torno deste valor [35].

O programa disponibiliza alguns modelos de interação hadrônica para serem usados. Usamos o modelo QGSJET-II-03 (*Quark Gluon String model with JETs* mais recente) para altas energias o GHEISHA (*Gamma Hadron Electron Interaction Shower code*) para baixas energias.

3.2.1 Arquivo de entrada

Várias opções são fornecidas pelo CORSIKA para serem usadas como entrada na simulação. Essas opções devem ser escolhidas conforme as características do chuveiro que desejamos

simular, sendo comandos constituídos de palavras-chave e argumentos. A tabela 3.1 apresenta um exemplo de arquivo de entrada. Algumas palavras-chave importantes que usamos na simulação são as seguintes:

RUNNR Número da sequência (*run*) que será simulada. Esse número deve ser alterado a cada arquivo de entrada, pois ele está relacionado também aos arquivos de saída, identificando-os. Caso seja usado um mesmo número, os arquivos de saída serão sobrepostos.

SEED Número da semente, sequência aleatória a ser usada. O arquivo de entrada deve conter pelo menos dois SEEDs e estes necessitam ser mudados para cada *run*, pois uma mesma semente gerará as mesmas partículas com as mesmas características.

NSHOW Número de partículas primárias a serem criadas para um respectivo *run*.

PRMPAR Identificação da partícula primária. Cada partícula possui uma identificação única, a qual também é usada nos arquivos de saída (exemplo: o próton é identificado pelo número 14).

ERANGE Faixa de energia da partícula primária (em GeV). São colocados os limites inferior e superior como argumentos. A energia do primário é escolhida aleatoriamente. Caso os limites tenham valores iguais, a partícula possui energia fixa.

ESLOPE Índice λ do espectro de energia dos raios cósmicos discutido na seção 1.1.

THETAP Faixa do ângulo zenital da partícula primária (em graus), o qual é selecionado aleatoriamente no caso dos limites inferior e superior serem diferentes.

PHIP Faixa do ângulo azimutal da partícula primária (em graus), o qual é selecionado aleatoriamente no caso dos limites inferior e superior serem diferentes.

MAGNET Campo geomagnético (em μT) do local do detector. O primeiro argumento refere-se à componente horizontal do campo - direção x (norte). O segundo argumento refere-se à componente vertical do campo - direção z .

Tabela 3.1: Exemplo de um arquivo de entrada usado nas simulações feitas com o CORSIKA.

RUNNR	20
EVTNR	1
NSHOW	1000
PRMPAR	14
ESLOPE	-2.7
ERANGE	1.E3 1.E6
THETAP	29.75 30.25
PHIP	29.75 30.25
SEED	201 0 0
SEED	202 0 0
QGSJET	T 0
QGSSIG	T
OBSLEV	112.8E2
MAGNET	15.745 54.939
HADFLG	0 0 0 0 0 2
ECUTS	200. 200. 200. 200.
MUADDI	T
MUMULT	T
ELMFLG	T T
STEPFC	1.0
RADNKG	200.E2
PLOTSH	T
ATMOD	1
LONGI	F 20. F F
ECTMAP	1.E2
MAXPRT	100
DIRECT	./
DATBAS	T
USER	you
HOST	your_host
DEBUG	F 6 F 1000000
EXIT	

3.2.2 Reconstrução de variáveis

Alguns parâmetros necessários para nossa análise da simulação não são fornecidos diretamente pelo arquivo de saída do programa. Por esse motivo precisamos reconstruí-los. Fizemos a reconstrução da energia dos múons e das suas coordenadas de chegada no nível do mar (zênite e azimuth).

Para a reconstrução da energia usamos o momento dos múons nas direções x, y e z e

impomos a massa m dos múons :

$$p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2, \quad (3.1)$$

$$E = \sqrt{p^2 + m^2}, \quad (3.2)$$

onde $m = 0,105658369$ GeV, p_i é o momento das partículas nas direções $i = x, y$ e z em GeV e E é a energia em GeV.

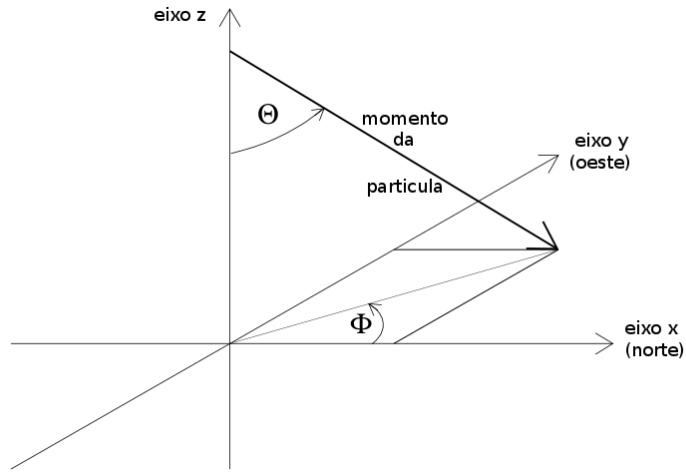


Figura 3.1: Sistema de coordenadas do CORSIKA usado para reconstruir as variáveis ângulo zenital (θ) e azimutal (ϕ) dos múons [35].

Para a reconstrução dos ângulos zenital e azimutal usamos o sistema de coordenadas do CORSIKA (figura 3.1), encontrando uma correlação entre esses parâmetros e o momento dos múons. Temos então que:

$$\phi = \arctg\left(\frac{p_y}{p_x}\right), \quad (3.3)$$

$$\theta = \arccos\left(\frac{p_z}{p}\right), \quad (3.4)$$

onde ϕ e θ são os ângulos azimutal e zenital dos múons, respectivamente; e $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ é o momento destas partículas.

3.2.3 Cortes

O detector usado como referência na simulação foi o *Far Detector* do experimento MINOS. Sendo assim, selecionamos apenas múons com energia de superfície detectável pelo nosso detector: 0,7 a 10 TeV.

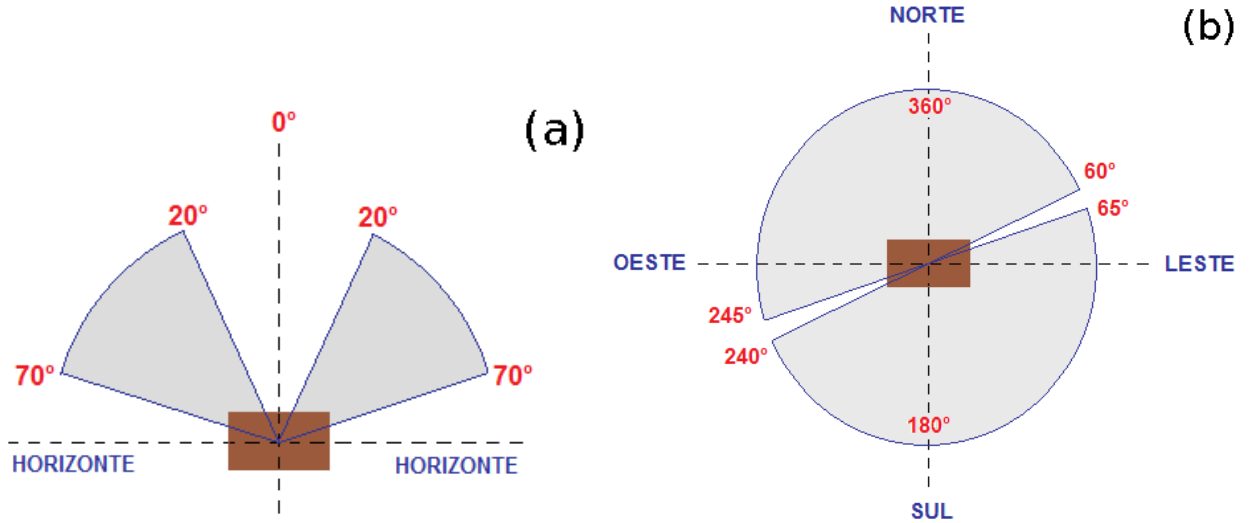


Figura 3.2: Ilustração da aceitação do *Far Detector* em coordenadas horizontais: (a) zênite e (b) azimute [9].

Visto que nossa análise se dá apenas para múons energéticos e estes carregam informação da partícula primária, fizemos o corte relacionado à aceitação do detector (figura 3.2) direto no primário. Isso quer dizer que usamos $20^\circ < \theta < 70^\circ$ para o ângulo zenital e $0^\circ < \phi < 60^\circ$; $65^\circ < \phi < 240^\circ$; $245^\circ < \phi < 360^\circ$ para o ângulo azimutal.

3.3 Definição dos Métodos

Baseando-nos na referência [36] e levando em conta as características do código de Monte Carlo e o resultado desejado, definimos dois métodos de simulação da sombra da Lua. O primeiro consiste em simular raios cósmicos chegando em uma área de $10^\circ \times 10^\circ$, na qual a Lua é posicionada no centro (ver figura 3.3 - (a)), de onde obtemos o déficit retirando as partículas que chegam em sua direção. O segundo método baseia-se em simular os raios cósmicos chegando em uma área quadrada centrada na Lua de lado igual ao diâmetro desta ($0,5^\circ$), como mostra a

figura 3.3 - (b). As partículas chegando fora do círculo que representa a Lua são descartadas. Dessa forma, a Lua é tratada como uma fonte, e não um déficit. Designamos o primeiro método como o método do déficit e o segundo método como o método da fonte.



Figura 3.3: (a) Primeiro método de simulação da sombra da Lua - método do déficit, simulando uma área de $10^\circ \times 10^\circ$ e posicionando a Lua no centro. (b) Segundo método de simulação da sombra da Lua - método da fonte, simulando uma área de $0,5^\circ \times 0,5^\circ$ e tratando a Lua como uma fonte.

Escolhendo aleatoriamente uma posição fixa para a Lua (zênite = 50° e azimute = 210°), simulamos quatro milhões de prótons para ambos os métodos a fim de compará-los. Repetimos a mesma simulação empregando o método do déficit, mas usando núcleo de hélio no lugar do próton e combinando próton e núcleo de hélio na proporção 9:1 (composição próxima daquela encontrada nos raios cósmicos). Com base nos resultados destes testes escolhemos o melhor método e a composição adequada dos raios cósmicos para serem usados na simulação incluindo o movimento da Lua.

3.4 Procedimento para incluir o movimento da Lua

Para simular a sombra levando em conta o movimento da Lua desenvolvemos um procedimento baseado nas efemérides da Lua, isso quer dizer, baseado nas suas coordenadas no céu. Para isso, identificamos os valores do campo geomagnético e as efemérides da Lua (coordenadas no céu) com o intervalo de um dia em todo o período de dados coletados pelo *Far Detector* usados na análise da sombra da Lua: 1 de agosto de 2003 a 31 de dezembro de 2008.

A figura 3.4 mostra as efemérides da Lua no ano de 2008 em coordenadas horizontais e equatoriais. Gráficos semelhantes são obtidos para os outros anos. Efemérides com zênite

negativo indicam que a Lua estava no hemisfério sul e, portanto, foram descartadas, visto que o *Far Detector* se localiza no hemisfério norte. Dentre as coordenadas restantes, ainda selecionamos apenas aquelas dentro da aceitação do detector.

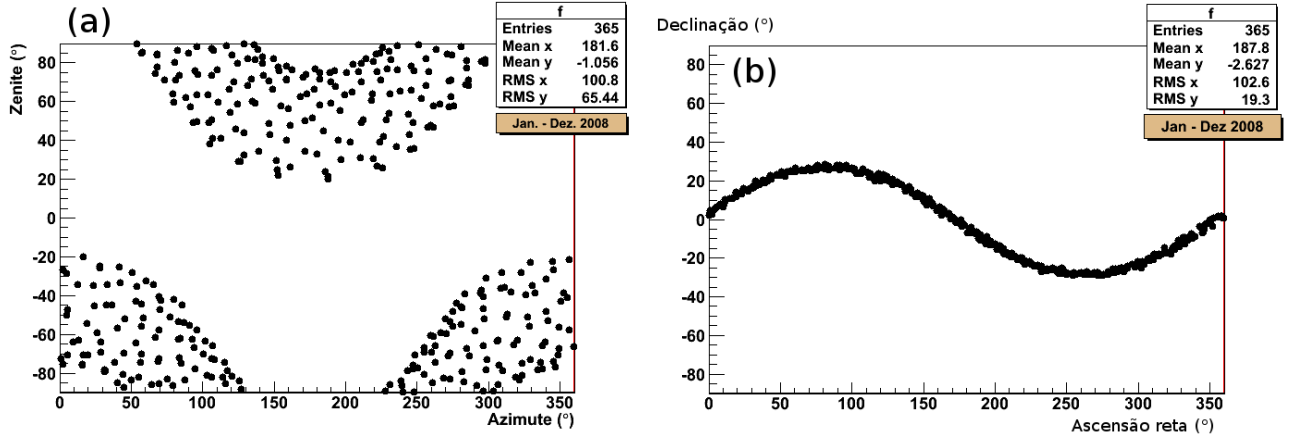


Figura 3.4: Efemérides da Lua do ano de 2008 em intervalos de dia em dia para a localização do *Far Detector* em coordenadas horizontais (a) e equatoriais (b).

3.4.1 Ajuste do fluxo de raios cósmicos

Geramos 100.000 prótons para cada ponto das efemérides, tendo no total 30,6 milhões de prótons. Com a finalidade de nos aproximarmos o máximo possível do déficit obtido para os dados do experimento MINOS, adicionamos núcleos de hélio e antiprótons no fluxo de raios cósmicos.

Baseando em medidas diretas e recentes [37] nas quais se encaixa nossa faixa de energia usada na simulação, usamos $p/He = 9,1$, sendo esta proporção fixa. Então, para cada ponto das efemérides simulamos 10.989 núcleos de hélio, totalizando em 3.362.634 núcleos de hélio.

Já para antiprótons, variamos sua quantidade em relação aos prótons nos raios cósmicos para encontrar a razão que nos fornece um déficit o mais próximo possível daquele observado pelo MINOS. Presumindo que a razão \bar{p}/p seja menor que 0,5, simulamos no total 15 milhões de antiprótons, ou seja, 49.020 antiprótons para cada ponto das efemérides. Nossa suposição de que $\bar{p}/p < 0,5$ é razoável devido aos limites superiores obtidos para essa razão pelos experimentos Tibet AS γ , Tibet-III, Milagrito, MACRO e L3+C (discutidos na seção 1.4).

3.5 Desvios Devido ao Campo Geomagnético

Como o programa CORSIKA inicia a simulação no alto da atmosfera terrestre, ele só é capaz de fornecer o desvio das partículas secundárias do chuva atmosférico devido ao campo geomagnético desde o topo da atmosfera até o nível do mar. Contudo, para obtermos uma sombra da Lua que reflete todo o efeito do campo geomagnético, devemos considerar a deflexão que a partícula primária sofre na distância entre a Lua e a atmosfera. O procedimento que desenvolvemos com a finalidade de computar essa deflexão é o seguinte (ver figura 3.5):

1. Simulamos os chuveiros normalmente com o CORSIKA. Isso acontece no plano da atmosfera. Os múons são gerados e chegam no nível de observação.
2. Usamos a energia e as posições dos primários gerados para calcular, de baixo para cima, qual foi o desvio sofrido por cada primário entre a Lua e a atmosfera. Assim temos a distribuição de partículas primárias no plano da Lua.
3. Retiramos os primários que interceptam a Lua no seu plano. Esta seleção afeta a distribuição de todas as partículas produzidas no chuva, inclusive múons.
4. Analisamos os múons no plano do nível de observação. Com esse procedimento, aqui temos o efeito combinado da deflexão dos primários e dos múons.

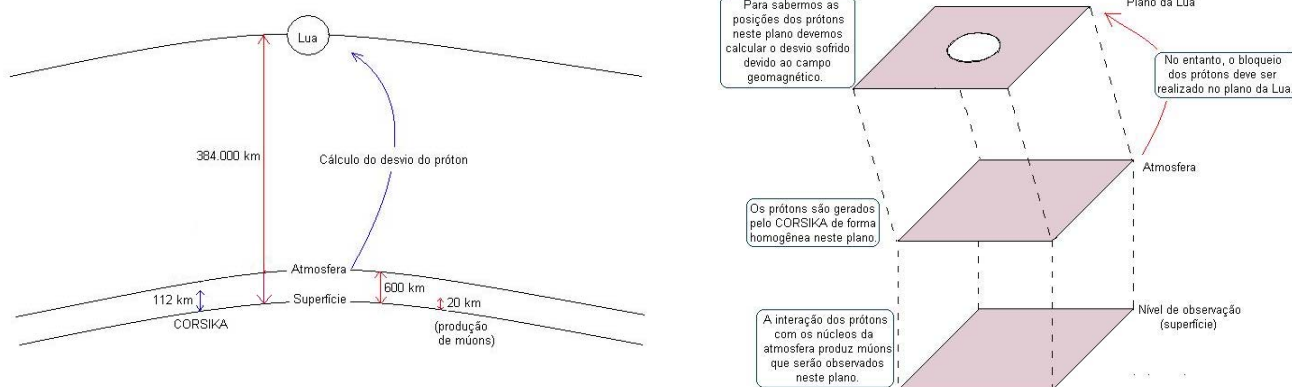


Figura 3.5: Esquema do procedimento definido para a inclusão da deflexão do primário na simulação da sombra da Lua.

Calculamos o desvio discutido no item 2 do procedimento empregando a equação 1.2. O ideal seria fazer a integral em intervalos de 20 em 20 km. No entanto, para simplificar o cálculo, usamos uma aproximação: consideramos que as partículas atingem a Terra na direção vertical e usamos apenas um valor para o campo geomagnético em todo o caminho. Como o campo geomagnético possui diferentes valores para diferentes alturas partindo do nível do mar, identificamos o valor médio do campo considerando valores de 20 em 20 km para o local geográfico do detector.

Analisamos nossa simulação com o movimento da Lua usando apenas prótons incluindo o desvio da partícula primária juntamente com o dos múons e também sem fazer essa inclusão. Para todas as outras análises incluímos a deflexão do primário.

A desvantagem desse método é que não obtemos uma distribuição homogênea de primários no plano da Lua (como supomos que acontece na realidade). A distribuição homogênea só é observada no plano do topo da atmosfera, onde os primários foram inicialmente gerados pelo CORSIKA.

Devemos fazer a comparação dos nossos resultados com o déficit encontrado pelo grupo de dados do experimento MINOS coletados a noite, pois foram encontradas evidências de um pequeno efeito do IMF na sombra da Lua e tal efeito é menor durante a noite. Como não estamos considerando os desvios devido ao IMF nos nossos cálculos, é mais razoável fazermos a comparação com o déficit desse grupo de dados.

3.6 Metodologia de Análise

De forma geral, analisamos a sombra da Lua de duas formas: através de gráficos unidimensionais e bidimensionais.

3.6.1 Análise unidimensional

Para a análise unidimensional, calculamos a distância angular entre os múons e o centro da Lua usando a seguinte fórmula (uma aproximação para ângulos pequenos):

$$\text{hav}\Delta\gamma = \text{hav}\Delta\delta + \cos\delta_1 \cdot \cos\delta_2 \cdot \text{hav}\Delta\alpha, \quad (3.5)$$

onde $\Delta\gamma$ é a distância angular entre dois objetos na esfera celeste, δ_1 é a declinação do primeiro objeto, δ_2 é a declinação do segundo objeto, $\Delta\delta$ é a diferença entre as duas declinações e $\Delta\alpha$ é a diferença entre as ascensões retas dos dois objetos. O prefixo *hav* refere-se ao haversine de um ângulo θ qualquer:

$$\text{hav}\theta = \frac{1 - \cos\theta}{2}. \quad (3.6)$$

Então dividimos a separação angular em incrementos de $0,1^\circ$ (*bin* de tamanho $S_{bin} = 0,1^\circ$). Como a distância radial desde o centro da Lua até uma posição qualquer é medida em uma projeção bidimensional, o ângulo sólido do *bin* i aumenta conforme se afasta do centro:

$$\Delta\Omega_i = (2i - 1)S_{bin}^2\pi. \quad (3.7)$$

Normalizamos a quantidade de eventos em cada *bin* i dividindo pela sua área, $\Delta\Omega_i$, obtendo a densidade de múons.

A densidade de eventos bloqueada pela Lua em função da separação angular ($\frac{\Delta N_i}{\Delta\Omega_i} \times \Delta\gamma$) pode ser escrita como uma convolução gaussiana bidimensional [33]:

$$\frac{\Delta N_\mu}{\Delta\Omega} = \lambda \left[1 - \frac{R_m^2}{2\sigma^2} e^{-(\Delta\gamma)^2/2\sigma^2} \left(1 + \frac{((\Delta\gamma)^2 - 2\sigma^2)R_m^2}{8\sigma^4} + \frac{((\Delta\gamma)^4 - 8(\Delta\gamma)^2\sigma^2 + 8\sigma^4)R_m^2}{192\sigma^8} \right) \right], \quad (3.8)$$

onde λ é o fluxo médio de múons, $R_m = 0,25^\circ$ é o raio da Lua, $\Delta\gamma$ é a separação angular entre os múons e a Lua e σ é um parâmetro dependente da resolução angular, do espalhamento Coulomb múltiplo e da deflexão geomagnética. Vários experimentos usaram essa função para avaliar tanto a sombra da Lua como a do Sol, mas nem todos usaram os termos de correções

(dentro dos parênteses).

Essa fórmula produz automaticamente um déficit de $\pi R_m^2 \lambda$ eventos devido ao efeito de sombra. Ajustamos nossos dados de acordo com a função 3.8 e também com uma função polinomial, com a qual obtemos um ajuste linear que está relacionado à hipótese onde não existe sombra. Calculando a diferença entre os χ^2 desses dois ajustes, temos a significância da sombra em termos de probabilidade de ocorrência, obtida por meio de uma distribuição F. Quanto menor é a probabilidade de ocorrência, melhor, pois mais distante estão nossos dados da hipótese sem sombra.

3.6.2 Análise bidimensional

Para a análise bidimensional, calculamos as coordenadas equatoriais de cada múon (declinação e ascensão reta) levando em conta correções de paralaxe¹, nutação² e obliquidade³. A conversão foi feita de acordo com [38].

Obtivemos a sombra bidimensional avaliando a diferença entre as coordenadas dos múons e do centro da Lua: $\Delta Dec = Dec_\mu - Dec_{Lua}$ e $\Delta AR = AR_\mu - AR_{Lua}$, e dividindo a quantidade de eventos em *bins*. O gráfico é feito com $\Delta Dec \times \Delta AR \cdot \cos(Dec_{Lua})$, onde $\cos(Dec_{Lua})$ é usado para computar a projeção de uma esfera tridimensional em um plano bidimensional. Para encontrar a localidade do maior déficit consideramos uma elipse ao redor da mancha da sombra e determinamos o centro desta elipse.

Para o ajuste da proporção \bar{p}/p usamos o método de atribuir certo peso para o histograma contendo apenas antiprótons para depois adicioná-lo ao histograma da combinação próton + núcleo de hélio. O peso é definido conforme a razão \bar{p}/p que desejamos testar. Por exemplo, se queremos $\bar{p}/p = 0,10$, isso quer dizer que o total de antiprótons que devemos ter é 3,06 milhões (a quantidade de prótons é mantida fixa no seu máximo: 30,6 milhões). Como simulamos 15 milhões de antiprótons, o fator que devemos usar como peso para o histograma

¹Mudança de coordenadas topocêntricas (como vistas pelo observador) para coordenadas geocêntricas (como vistas pelo centro da Terra).

²Oscilação periódica do eixo rotacional da Terra em torno de sua posição média.

³Ângulo entre o equador e a eclíptica, o qual varia conforme a inclinação do eixo rotacional da Terra.

contendo todos os antiprótons simulados é: $3,06/15 = 0,204$. Repetimos esse procedimento para várias razões \bar{p}/p até encontrarmos o déficit mais similar em relação ao obtido pelo MINOS.

Com a finalidade de obter uma melhor visualização da sombra da Lua nesta análise, consideramos nossa simulação como uma projeção dos nossos dados do nível do mar em um nível superior, dez vezes mais perto da Lua. Depois voltamos o resultado para o nível de observação. Assim obtemos maior densidade de eventos vindos na direção da Lua, o que nos permite avaliar melhor a sombra.

3.7 Resumo das simulações realizadas

Inicialmente fizemos testes com os métodos definidos (método do déficit e da fonte) e avaliamos a sombra obtida para diferentes partículas primárias (próton - p, núcleo de hélio - He, p + He) usando o método do déficit e uma posição fixa para a Lua.

Com os resultados desses testes escolhemos o método e a partícula primária a serem usados na simulação incluindo o movimento da Lua (baseada nas efemérides). Depois acrescentamos à essa simulação núcleos de hélio, conforme a proporção p/He = 9,1, e também antiprótons. A razão \bar{p}/p foi ajustada de forma a obter um déficit mais próximo daquele encontrado pelo experimento MINOS. Devemos lembrar que os dados do experimento não distinguem os tipos de partículas primárias, sendo uma combinação de todas as partículas possíveis de serem encontradas no fluxo de raios cósmicos.

Em todas nossas simulações usamos a mesma faixa de energia para as partículas primárias: $10^{3,75} - 10^6$ GeV, exceto para núcleos de hélio tendo uma posição fixa para a Lua. Análises pré-simulação foram feitas para a definição desses valores de forma a otimizar a quantidade de múons dentro da faixa de energia desejada. No caso da exceção, usamos $10^4 - 10^6$ GeV de forma a obter distribuições semelhantes para os múons mesmo com a variação da partícula primária, pois assim podemos comparar a sombra obtida apenas para prótons e apenas para núcleos de hélio de forma equiparada. A tabela 3.2 resume as simulações feitas.

Tabela 3.2: Resumo das simulações feitas com o CORSIKA.

Método	Posição da Lua	Partícula primária	Energia da partícula primária	Quantidade de chuvenhos simulados
Fonte	fixa	próton (p)	$10^{3,75} - 10^6$	4×10^6
Déficit	fixa	próton (p)	$10^{3,75} - 10^6$	4×10^6
Déficit	fixa	90% p + 10% He	$10^{3,75} - 10^6$	4×10^6
Déficit	efemérides	próton	$10^{3,75} - 10^6$	$30,6 \times 10^6$
Déficit	efemérides	núcleo de hélio (He)	$10^{3,75} - 10^6$	3.362.634
Déficit	efemérides	antipróton (\bar{p})	$10^{3,75} - 10^6$	15×10^6

Capítulo 4

Resultados da Simulação da Sombra da Lua

4.1 Análises Preliminares

Primeiramente avaliamos os métodos de simulação e a sombra da Lua para diferentes composições de raios cósmicos para então definirmos a melhor forma de fazer a simulação com o movimento da Lua.

4.1.1 Métodos de Simulação

A maior densidade de eventos que obtemos usando o método da fonte nos permitiu fazer uma boa análise qualitativa bidimensional da sombra. No entanto, como simulamos uma pequena distância em relação ao centro da Lua, não foi possível realizar uma análise unidimensional neste método. Isso quer dizer que não conseguimos realizar o ajuste para os dados usando este método. Já para o método do déficit pudemos fazer ambas as análises. Sendo assim, comparamos os métodos da fonte e do déficit apenas de forma qualitativa. A figura 4.1 mostra a sombra da Lua em coordenadas equatoriais obtida para ambos os métodos.

A primeira diferença a ser notada está relacionada à definição dos métodos, pois a sombra do primeiro método revela um déficit, enquanto a do segundo apresenta a Lua como uma fonte, fato percebido pela escala de cores.

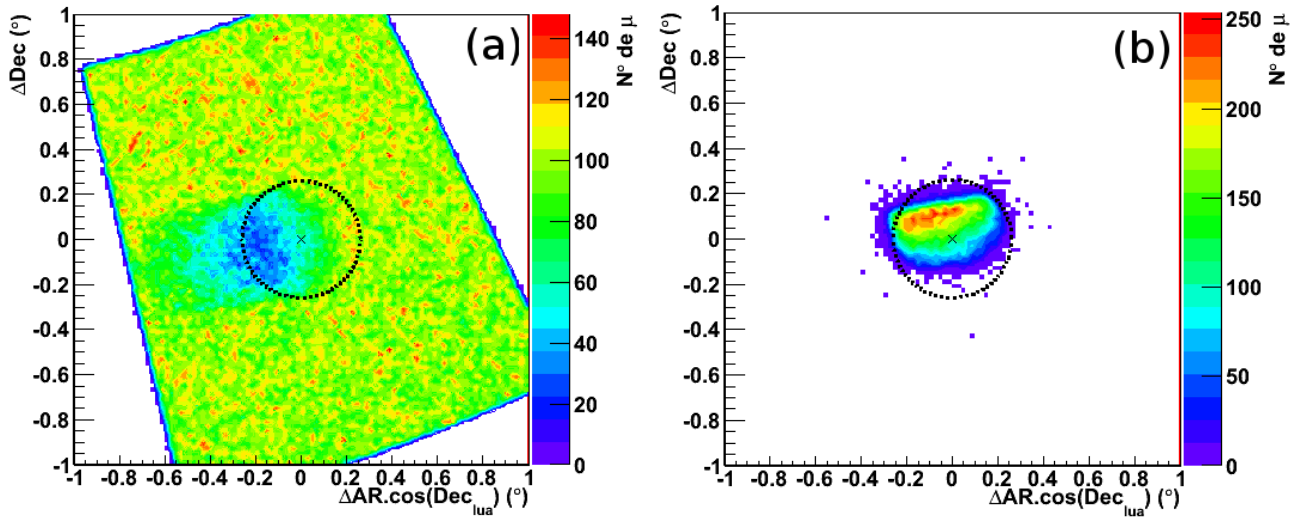


Figura 4.1: Sombra da Lua em coordenadas equatoriais para o método do déficit (a) e para o método da fonte (b). O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$.

O maior déficit encontrado para o método do déficit está deslocado do centro da Lua (representada pelo círculo tracejado) em $(-0,184^\circ; -0,033^\circ)$. Já para o método da fonte, observamos maior quantidade de múons na posição $(-0,094^\circ; 0,095^\circ)$. Notamos maior desvio da sombra para o oeste no método do déficit e para o norte no da fonte. Além disso, observamos um alongamento da sombra no método da fonte. Isso pode estar relacionado à pequena área simulada, não possuindo eventos distantes o suficiente os quais, com seus desvios, populariam a sombra de forma mais homogênea.

A forma dos limites em ambos os gráficos está intimamente relacionada à área definida para a simulação e à escolha de ter a Lua como um déficit ou uma fonte. Sendo assim, no método da fonte, obtemos uma forma quase circular, enquanto que os limites no método do déficit apresentam uma forma praticamente retangular, análoga à área quadrada simulada. Devemos ressaltar aqui que simulamos em coordenadas horizontais e estes gráficos mostram a sombra da Lua em coordenadas equatoriais, pois estas são independentes da posição do observador. A analogia entre a forma dos limites dos gráficos e o método de simulação pode ser melhor avaliada olhando para a sombra em coordenadas horizontais, na figura 4.2.

Nessas coordenadas, encontramos diferentes deslocamentos da sombra da Lua: $(-0,253^\circ; -0,008^\circ)$ para o método do déficit, e $(-0,170^\circ; 0,061^\circ)$ para o da fonte. Podemos dizer que ambos

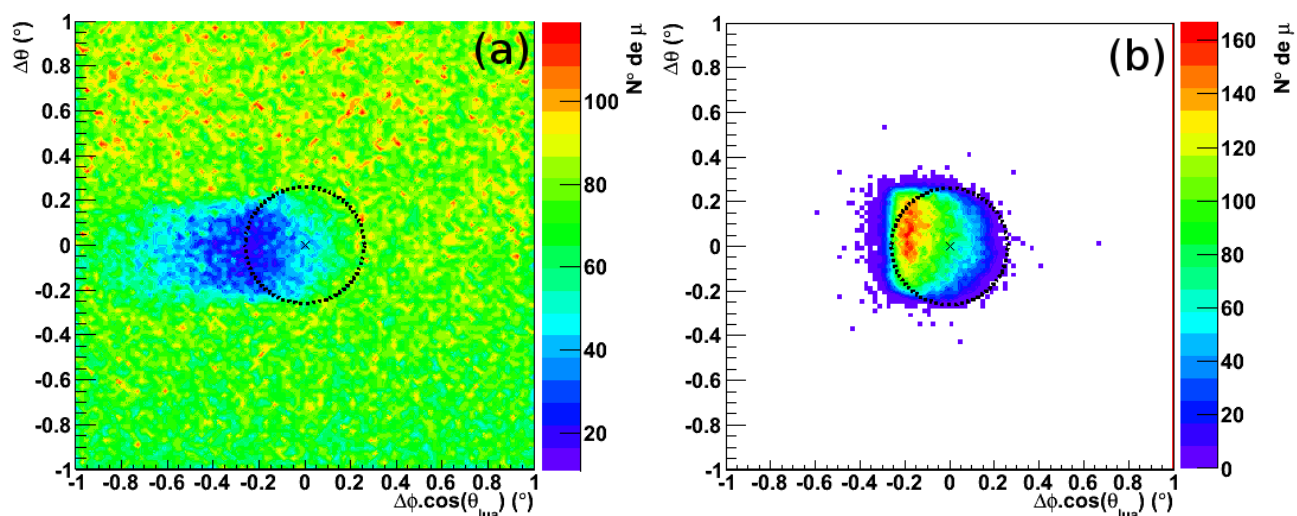


Figura 4.2: Sombra da Lua em coordenadas horizontais para o primeiro método (a) e para o segundo método (b). O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$.

os métodos fornecem uma boa visualização qualitativa da sombra da Lua, observando uma fonte e um déficit de eventos na direção da Lua, porém deslocados devido ao efeito do campo geomagnético. No entanto, como a análise quantitativa só é possível para o método do déficit, escolhemos este método para conduzir nossas próximas análises.

4.1.2 Partícula Primária dos Raios Cósmicos

Repetimos a mesma simulação anterior feita com o método do déficit trocando o próton por núcleo de hélio, a fim de analisarmos e compararmos a sombra obtida para diferentes partículas primárias. Escolhemos as faixas de energia para os primários a serem simulados de forma a produzirem uma distribuição semelhante para a energia dos múons no nível de observação. A figura 4.3 mostra as distribuições da energia dos múons resultantes da simulação dos chuviscos atmosféricos tendo o próton e núcleo de hélio como primários.

O maior déficit para a sombra do núcleo de hélio está localizado em $(-0,141^\circ; -0,040^\circ)$ (figura 4.4), enquanto que para o próton, já mencionado anteriormente, está em $(-0,184^\circ; -0,033^\circ)$ (figura 4.1 - (a)).

Observamos maior deslocamento da sombra na direção leste-oeste para o próton e menor para o núcleo de hélio. Isso provavelmente deve-se ao momento dos núcleos de hélio si-

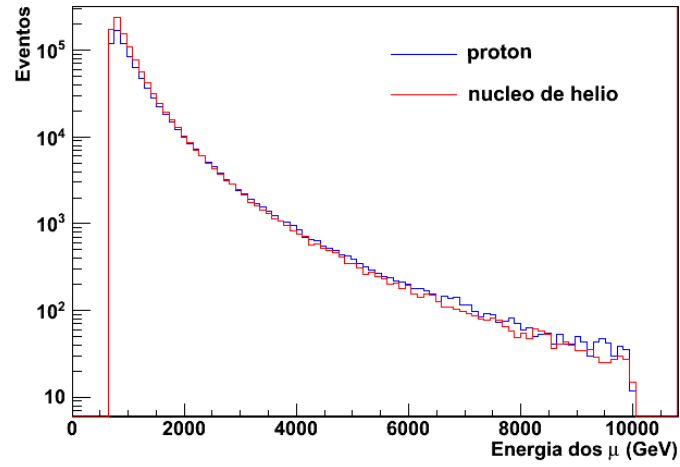


Figura 4.3: Distribuição da energia para os múons produzidos na simulação usando prótons e núcleos de hélio como primários, separadamente.

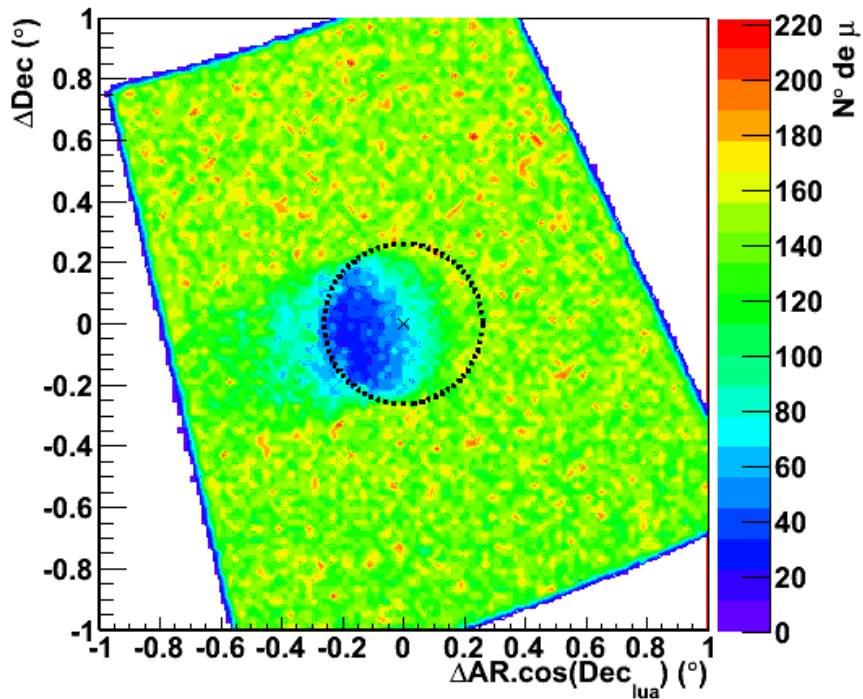


Figura 4.4: Sombra da Lua em coordenadas equatoriais usando o núcleo de hélio como partícula primária. O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$.

mulados, pois o desvio da sombra está relacionado à deflexão das partículas, a qual é diretamente proporcional à Z/p (ver equação 1.2). Então, apesar da carga ser maior para os núcleos de hélio, seus momentos também são maiores, fazendo com que a razão Z/p seja menor do aquela obtida para os prótons.

Já o deslocamento da sombra na direção norte-sul é bem pequeno para os dois tipos

de primários, como esperado, pois o campo geomagnético não provoca tal desvio. Esse tipo de desvio, observado nos resultados de experimentos, está intimamente relacionado ao alinhamento dos detectores, como discutido na seção 1.3 da introdução. Na verdade, o que ocorre é que o campo geomagnético provoca uma deflexão homogênea nas partículas tanto para o norte quanto para o sul, de forma que o desvio final é praticamente nulo nesta direção [11].

A diferença quantitativa da sombra da Lua produzida pelos diferentes tipos de primários pode ser avaliada através da análise unidimensional. A figura 4.5 apresenta a separação angular dos múons, produzidos nos chuveiros atmosféricos iniciados por prótons e núcleos de hélio, em relação ao centro da Lua. Podemos notar um déficit de eventos perto da localização da Lua nos dois gráficos. Eventos mais afastados do centro da Lua parecem seguir um padrão, flutuando em torno do fluxo médio.

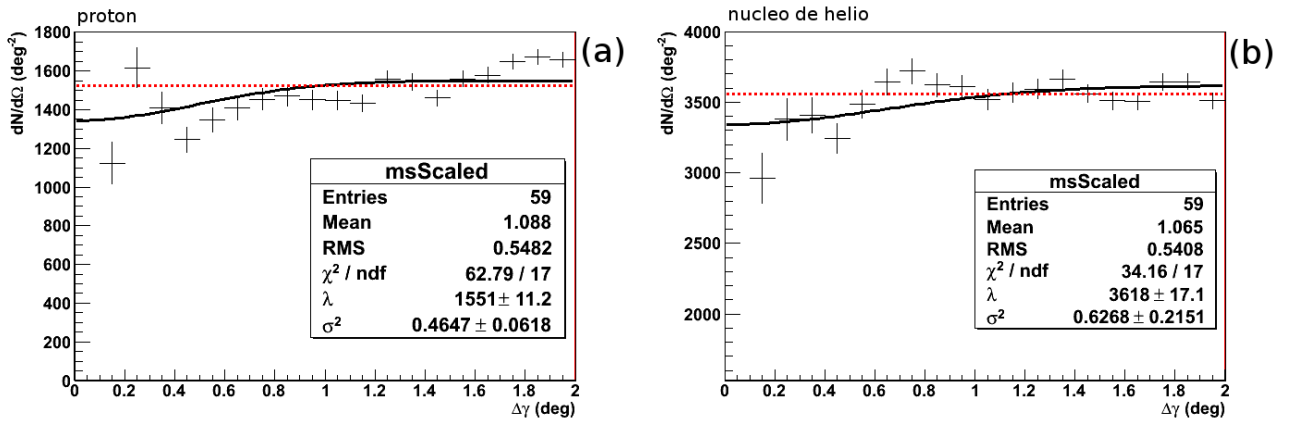


Figura 4.5: Sombra da Lua unidimensional usando próton (a) e núcleo de hélio (b) como partícula primária, com uma probabilidade de ocorrência de $1,4 \times 10^{-3}$ e $7,9 \times 10^{-2}$, respectivamente.

Os parâmetros obtidos a partir do ajuste dos dados com a função 3.8 são $\lambda = 1.551 \pm 11,2$ e $\sigma = 0,4647^\circ \pm 0,0618^\circ$ para o próton, $\lambda = 3.618 \pm 17,1$ e $\sigma = 0,6268^\circ \pm 0,2151^\circ$ para o núcleo de hélio. O σ , parâmetro relacionado à resolução angular, revelou ser menor para o próton. Para o mesmo, a diferença entre o $\chi_L^2/gdl = 103/18$ (gdl - graus de liberdade) do ajuste linear e o $\chi_G^2/gdl = 62,8/17$ do ajuste gaussiano nos fornece a probabilidade de ocorrência de $1,4 \times 10^{-3}$. Da mesma forma, temos a probabilidade de ocorrência para o núcleo de hélio de $7,9 \times 10^{-2}$ ($\chi_L^2/gdl = 38,9/18$ e $\chi_G^2/gdl = 34,2/17$). Podemos dizer que, apesar de haver

diferenças para a sombra obtida com próton e núcleo de hélio, notamos o efeito do déficit provocado pela Lua para os dois diferentes primários simulados.

Ainda analisamos a sombra da Lua juntando os diferentes tipos de primários na seguinte proporção: 90% de prótons e 10% de núcleos de hélio (composição próxima daquela encontrada no fluxo de raios cósmicos). A figura 4.6 mostra as sombras bidimensional e unidimensional obtidas com esse conjunto de partículas primárias.

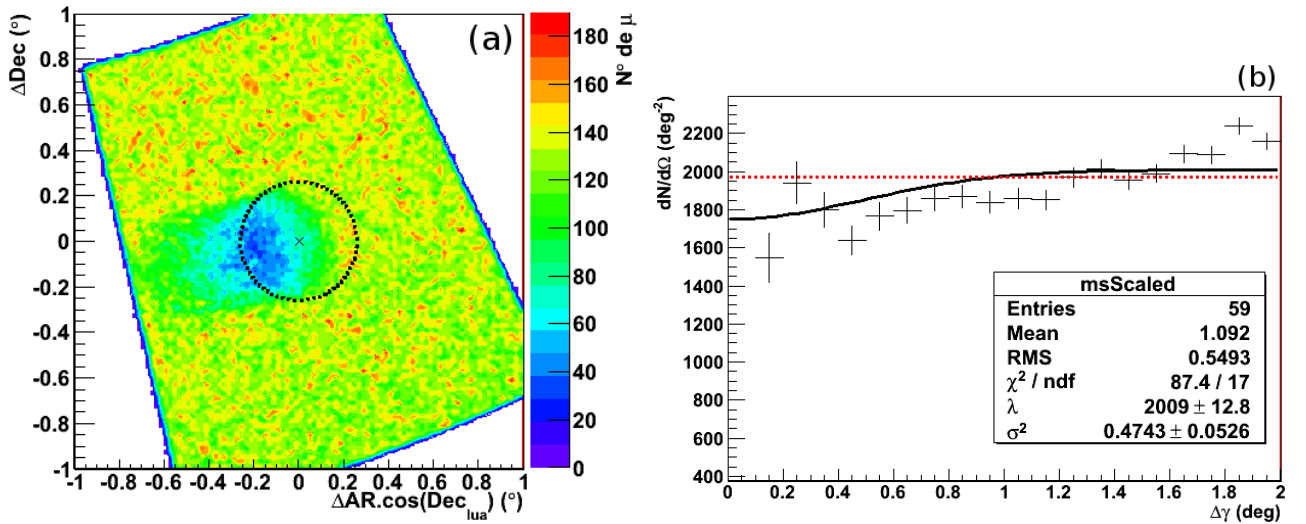


Figura 4.6: Sombra da Lua bidimensional em coordenadas equatoriais (esquerda) e unidimensional (direita), considerando os dois tipo de primários de forma conjunta na proporção: 90% de prótons e 10% de núcleos de hélio. O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$. A probabilidade de ocorrência obtida com o ajuste é de $1,3 \times 10^{-3}$.

O maior déficit foi encontrado em $(-0,166^\circ; -0,029^\circ)$, o qual é coerente com as localidades dos déficits para os dois tipos de primários, separadamente. De fato, o déficit resultante da combinação se aproxima de uma média dos déficits individuais. Os parâmetros de ajuste obtidos foram: $\lambda = 2.009 \pm 12,8$ e $\sigma = 0,4743^\circ \pm 0,0526^\circ$. A diferença entre o $\chi_L^2/gdl = 144/18$ e $\chi_G^2/gdl = 87,4/17$ resulta em uma probabilidade de ocorrência de $1,3 \times 10^{-3}$, a qual é bem próxima daquela encontrada para o próton. O valor de σ é similar à uma média ponderada dos valores obtidos para cada primário, individualmente. Com isso, podemos afirmar que observamos uma mudança na sombra ao se acrescentar núcleos de hélio no fluxo de raios cósmicos primários além do próton, mas este efeito é pequeno, fazendo com que a sombra continue semelhante àquela obtida quando se tem apenas prótons como partículas primárias.

Portanto, por simplicidade, usamos prótons como partícula primária na simulação incluindo o movimento da Lua.

A tabela 4.1 mostra um resumo dos parâmetros de ajuste obtidos para os diferentes tipos de primários.

Tabela 4.1: Resumo dos parâmetros de ajuste para a sombra da Lua unidimensional usando diferentes tipos de primários.

Parâmetros de ajuste	Partícula primária		
	próton (p)	núcleo de hélio (He)	p + He
λ	$1.551 \pm 11,2$	$3.618 \pm 17,1$	$2.009 \pm 12,8$
σ	$0,4647^\circ \pm 0,0618^\circ$	$0,6268^\circ \pm 0,2151^\circ$	$0,4743^\circ \pm 0,0526^\circ$
χ_L^2/gdl	103/18	38,9/18	144/18
χ_G^2/gdl	62,8/17	34,2/17	87,4/17
probabilidade de ocorrência	$1,4 \times 10^{-3}$	$7,9 \times 10^{-2}$	$1,3 \times 10^{-3}$

4.2 Simulação da Sombra com o Movimento da Lua

Na simulação incluindo o movimento da Lua usamos o método do déficit e o próton como partícula primária. A figura 4.7 mostra a distribuição da energia dos prótons simulados. O efeito do corte de energia feito nos múons, devido às características do detector, pode ser visualizado na figura 4.8. Cerca de 91,4% do total de eventos de múons (75.116.350) são eliminados com esse corte, restando 6.453.968 múons.

A relação entre a energia dos prótons e dos múons, mostrada na figura 4.9, nos revela que mesmo tendo menor quantidade de prótons com maior energia, estes são capazes de produzir múons também mais energéticos. Ainda percebemos que múons energéticos também são gerados por prótons com menor energia, visto que estes estão em grande quantidade e, portanto, eventualmente alguns produzem múons com maior energia.

Tal como esperado, os múons energéticos carregam a informação da partícula primária, pois são produzidos nas primeiras interações do chuveiro atmosférico. Podemos observar este efeito na figura 4.10, onde encontramos uma relação linear entre o zênite dos prótons e dos múons selecionados.

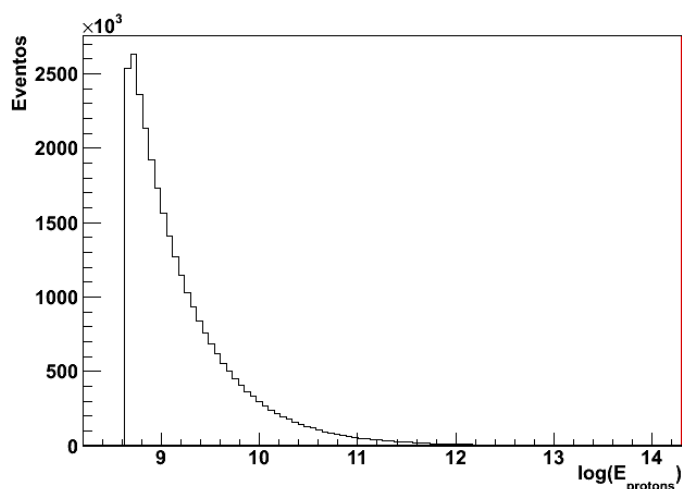


Figura 4.7: Distribuição do logaritmo da energia para os prótons na simulação incluindo o movimento da Lua.

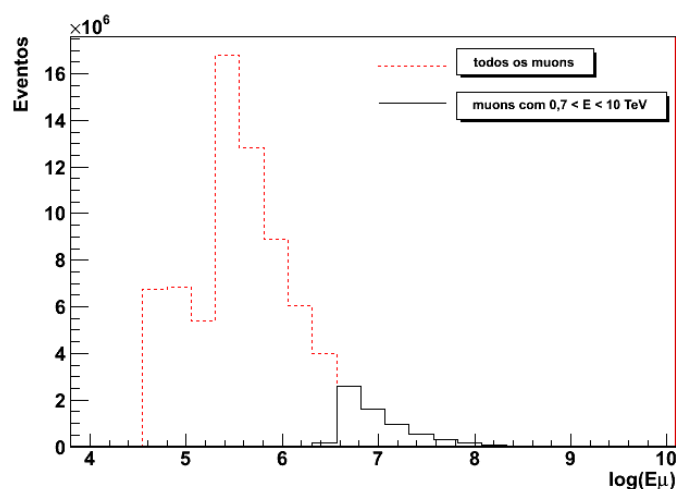


Figura 4.8: Distribuição do logaritmo da energia para os múons produzidos na simulação incluindo o movimento da Lua com e sem o corte da energia.

Analisaremos a simulação da sombra da Lua considerando seu movimento no céu de duas formas: incluindo a deflexão sofrida pela partícula primária na distância entre a Lua e o topo da atmosfera e não incluindo esta deflexão, caso no qual temos apenas o desvio dos múons devido ao campo geomagnético entre sua produção, a ~ 20 km, e o nível de observação.

4.2.1 Efeito do campo geomagnético nas partículas secundárias

Analisamos a sombra da Lua em uma dimensão avaliando a separação angular dos múons produzidos nos chuveiros atmosféricos em relação ao centro da Lua (figura 4.11). O

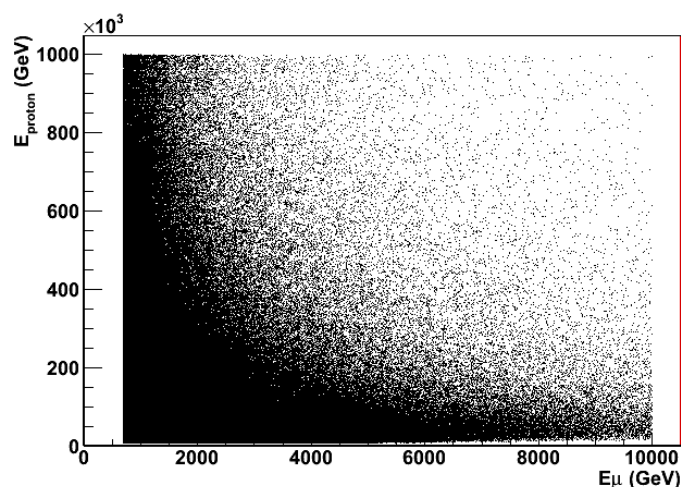


Figura 4.9: Relação entre a energia dos prótons e dos múons produzidos na simulação incluindo o movimento da Lua.

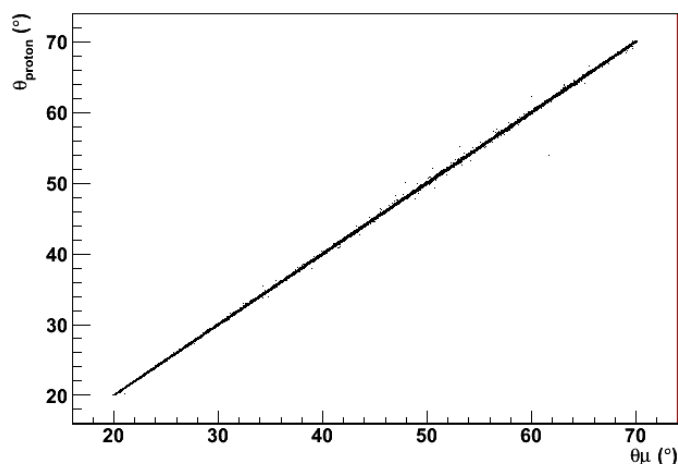


Figura 4.10: Relação linear entre o zênite dos prótons e múons produzidos na simulação incluindo o movimento da Lua, o que confirma que múons enérgicos carregam a informação da partícula primária.

ajuste feito com a função 3.8 nos fornece os parâmetros $\lambda = 23.080 \pm 21,47$ e $\sigma = 0,1394^\circ \pm 0,0013^\circ$. A diferença entre o $\chi_G^2/gdl = 889/37$ desse ajuste em relação ao ajuste linear, $\chi_L^2/gdl = 7480/38$, nos dá uma probabilidade de ocorrência de $3,4 \times 10^{-20}$.

Apesar de termos encontrado uma boa significância para a sombra (relacionada à probabilidade de ocorrência), o ajuste com a função 3.8 não é satisfatório, visto que o χ^2/gdl é grande. Isso pode estar relacionado ao fato de não termos considerado a deflexão dos prótons, pois obtemos poucos eventos perto do centro da Lua, obrigando a função a tomar uma forma bastante íngreme. Isso contribui para a discrepância desse resultado com a análise do experimento

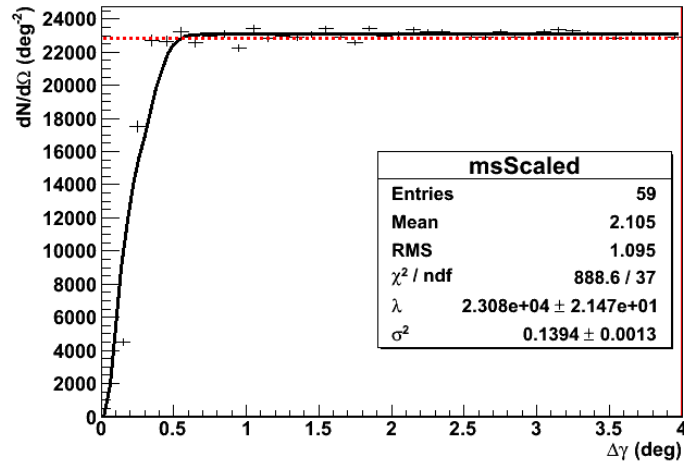


Figura 4.11: Sombra da Lua unidimensional incluindo seu movimento no céu, considerando apenas o desvio dos múons entre o topo da atmosfera e o nível de observação. A probabilidade de ocorrência encontrada é de $3,4 \times 10^{-20}$.

MINOS, pois a resolução obtida por este método ($\sigma = 0,1394^\circ$) é menor do que a do MINOS ($\sigma = 0,34^\circ$).

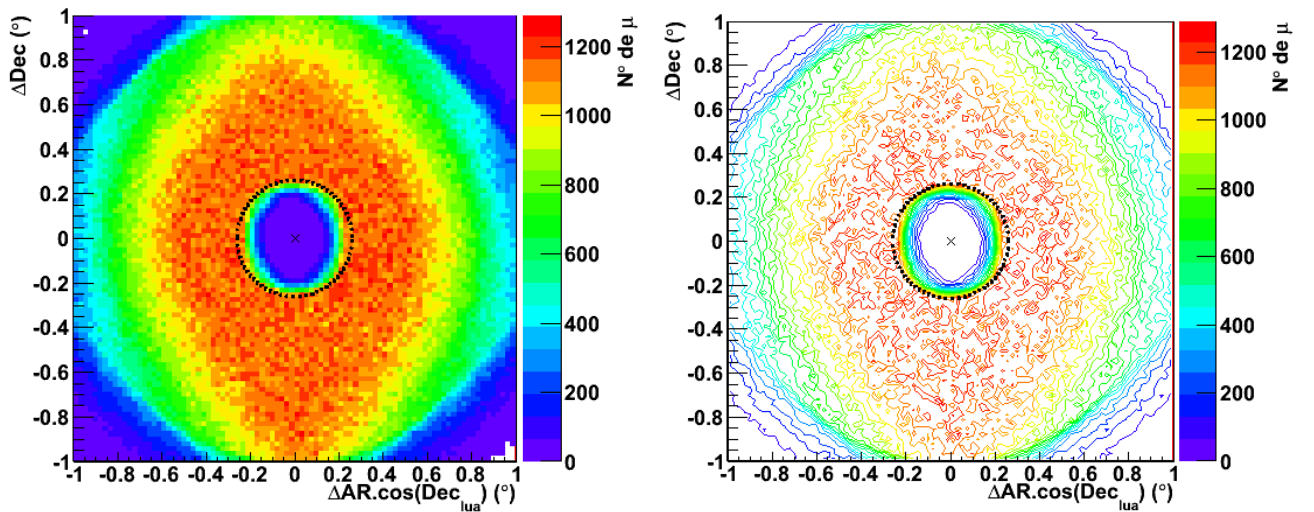


Figura 4.12: Sombra da Lua em coordenadas equatoriais incluindo seu movimento no céu dividida em bins (esquerda) e em contornos (direita), considerando apenas o desvio das partículas secundárias entre o topo da atmosfera e o nível de observação. O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$.

A figura 4.12 mostra a sombra bidimensional em coordenadas equatoriais dividida em bins e contornos. Notamos aqui que, ao incluir o movimento da Lua, o gráfico não apresenta mais uma forma retangular, como observado anteriormente quando analisamos a sombra usando uma posição fixa para a Lua. Todas as análises subsequentes mostrarão esse efeito da inclusão

do movimento da Lua, no qual os limites do gráfico bidimensional se tornam circulares, sendo independentes dos limites do método de simulação usado.

Observamos um pequeno desvio do maior déficit em relação ao centro da Lua: $(-0,008^\circ; -0,020^\circ)$, o qual é mostrado em coordenadas equatoriais na figura 4.12 (sombra bidimensional dividida em *bins* e em contornos). Esse desvio, relacionado apenas à deflexão dos múons, é bem menor do que o desvio encontrado para os dados do experimento MINOS (figura 2.20 (a)). Portanto, faz-se necessária a análise combinada da deflexão dos múons e das partículas primárias.

4.2.2 Efeitos do campo geomagnético nas partículas primárias e secundárias

Agora analisaremos a sombra da Lua inserindo a deflexão que as partículas primárias sofrem na distância entre a Lua e o topo da atmosfera terrestre. A separação angular dos múons pode ser observada na figura 4.13, na qual realizamos um ajuste com uma função linear e com a função 3.8, com a qual obtivemos os parâmetros $\lambda = 2,314 \times 10^4 \pm 21,51$ e $\sigma = 1,047^\circ \pm 0,118^\circ$.

O fluxo médio de múons obtido, λ , foi bem próximo daquele encontrado para a sombra sem a inclusão do desvio das partículas primárias. Esse fluxo se difere daquele encontrado para o MINOS pois ele está relacionado à quantidade de primários simulada, refletindo na quantidade de múons que atinge o nível de observação. Já para a resolução, σ , constatamos um valor maior que aquele encontrado tanto na análise sem a inclusão do desvio dos primários, quanto nos dados do MINOS. A diferença em relação ao σ da sombra do MINOS ($\sigma = 0,34^\circ$) é de $\sim 0,7^\circ$, denotando uma maior resolução angular para a simulação.

A probabilidade de ocorrência dada pela diferença dos dois ajustes ($\chi_L^2/gdl = 125/38$ e $\chi_G^2/gdl = 99,4/37$) é $1,7 \times 10^{-3}$, indicando que há uma probabilidade de 0,17% de a curva gaussiana coincidir com a curva linear (sem o efeito da presença da Lua). Portanto, a significância que obtivemos é boa, apesar de ser menor que a obtida pelo experimento MINOS.

A sombra bidimensional, mostrada na figura 4.14, apresenta um desvio em relação ao

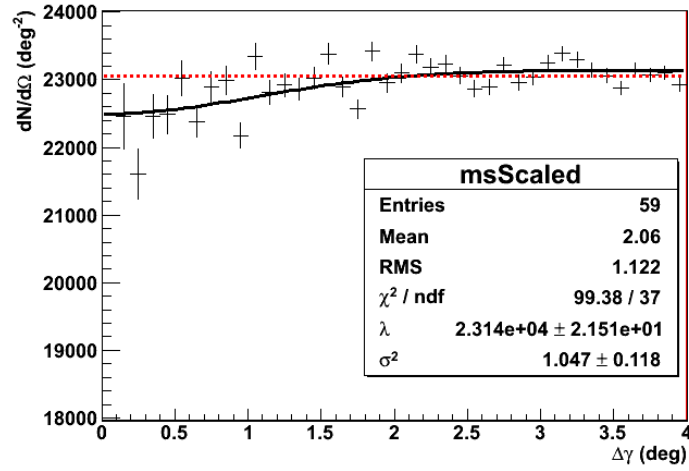


Figura 4.13: Sombra da Lua unidimensional incluindo seu movimento no céu, considerando o desvio das partículas desde a Lua até o nível de observação. A probabilidade de ocorrência encontrada é de $1,7 \times 10^{-3}$.

centro da Lua bem mais condizente com os dados do MINOS do que aquela obtida sem a inclusão da deflexão dos primários. O maior déficit está localizado em $(-0,178^\circ; -0,009^\circ)$, possuindo a mesma direção de deslocamento dos dados do MINOS, $(-0,09^\circ \pm 0,11^\circ; -0,22^\circ \pm 0,13^\circ)$.

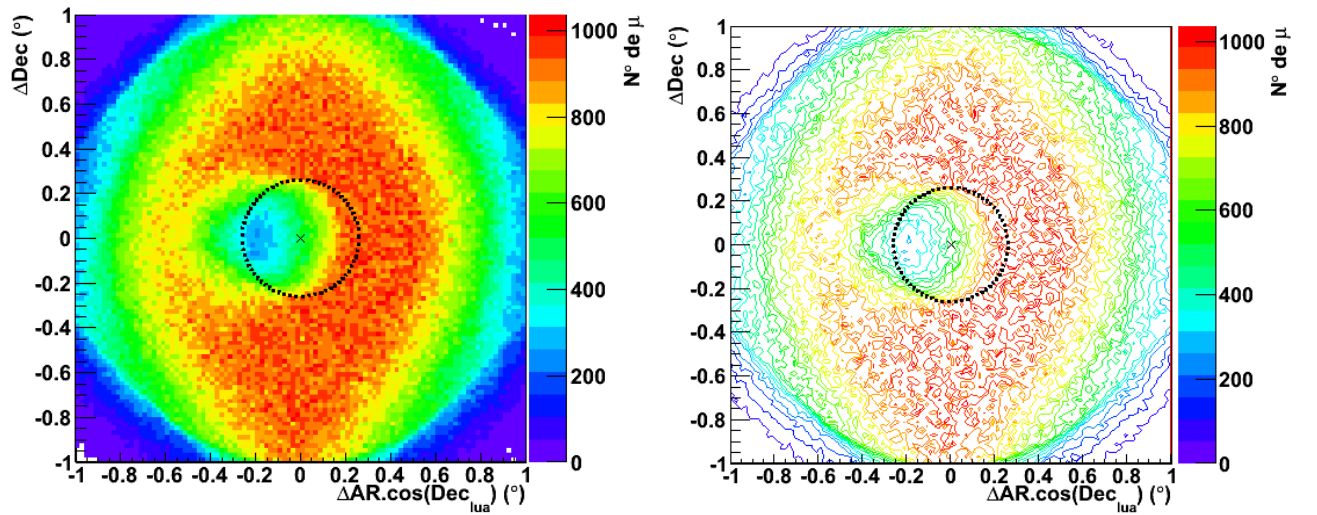


Figura 4.14: Sombra da Lua em coordenadas equatoriais incluindo seu movimento no céu dividida em bins (esquerda) e em contornos (direita), considerando o desvio das partículas desde a Lua até o nível de observação. O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$.

Podemos então inferir que a simulação incluindo ambas as deflexões, das partículas primárias e secundárias, se assemelha mais com os resultados do experimento MINOS do que aquela considerando apenas a deflexão das partículas secundárias, ainda que a análise unidimensional não reproduza parâmetros de ajuste com valores similares.

As diferenças que observamos entre os resultados da simulação e os resultados do experimento MINOS podem também estarem relacionadas ao fato de termos simulado os múons chegando apenas na superfície. Para uma simulação mais realística, deve-se propagar os múons na rocha até o detector e, ainda, simular a resposta deste. Também é possível que essa simulação seja melhorada se foram feitos cálculos mais precisos do desvio da partícula primária na distância entre a Lua e a atmosfera terrestre devido ao campo geomagnético, podendo ainda incluir os pequenos efeitos do campo magnético interplanetário. A sombra ainda pode ser aprimorada caso fossem considerados outros tipos de primários, além do próton, no fluxo de raios cósmicos, inclusive antiprótons.

4.3 Ajuste do fluxo de raios cósmicos

Portanto, com o objetivo de nos aproximarmos do déficit resultante dos dados do experimento MINOS, acrescentamos núcleos de hélio na simulação incluindo o movimento da Lua na proporção $p/\text{He} = 9,1$ [37]. Também adicionamos antiprótons nessa simulação, mas de modo a ajustar a razão \bar{p}/p até encontrarmos um déficit bastante similar àquele do grupo de dados da noite do MINOS, $(-0,09^\circ; -0,22^\circ)$ (ressaltando que só nos importa o deslocamento na direção leste-oeste).

Inicialmente avaliamos as sombras bidimensionais obtidas usando-se apenas núcleos de hélio e apenas antiprótons para verificar se o déficit encontrado é coerente. Essas sombras podem ser visualizadas na figura 4.15.

O maior déficit para núcleos de hélio está localizado em $(-0,122^\circ, -0,002^\circ)$, e para antiprótons está em $(-0,173^\circ; -0,002^\circ)$. Ambos são condizentes com o esperado pela equação 1.2, pois $Z = -1$ para antiprótons e $Z = 2$ para núcleos de hélio, os quais também possuem maior momento.

A razão entre antiprótons e prótons que nos fornece um maior déficit localizado o mais próximo possível dos resultados do MINOS é $\bar{p}/p = 0,45$. A sombra usando essa proporção é

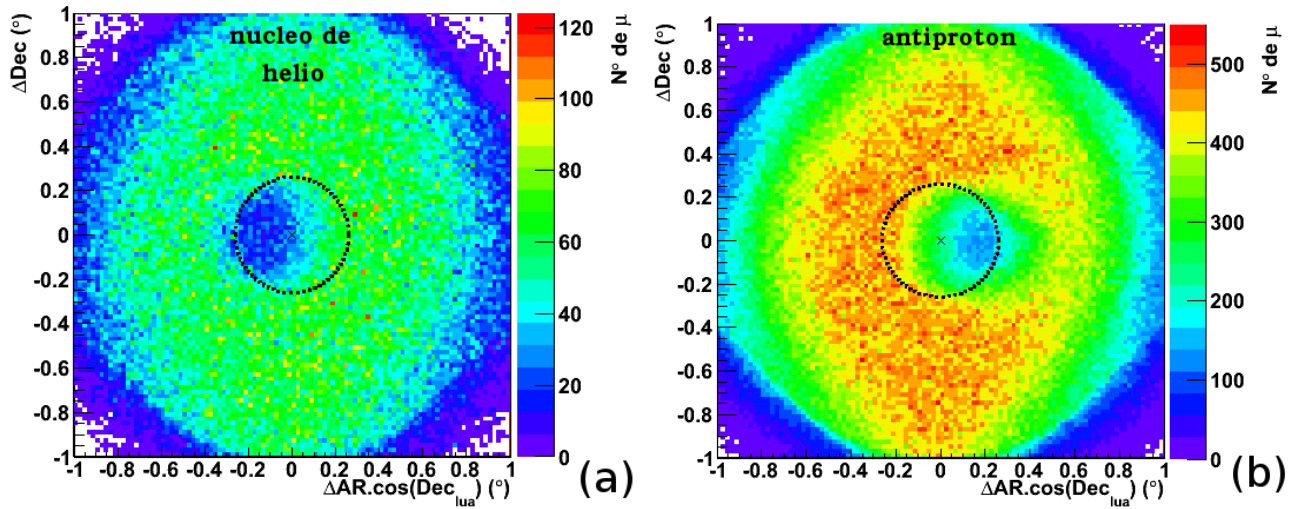


Figura 4.15: Sombra da Lua em coordenadas equatoriais incluindo seu movimento no céu para núcleo de hélio (a) e antipróton (b). O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$.

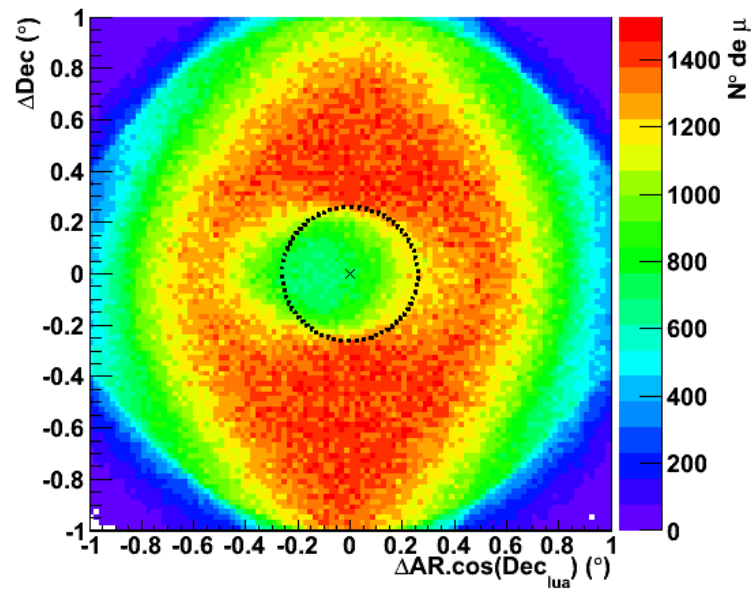


Figura 4.16: Sombra da Lua em coordenadas equatoriais incluindo seu movimento no céu para um fluxo de raios cósmicos contendo prótons, núcleos de hélio na proporção $p/He = 9,1$ e antiprótons na proporção $\bar{p}/p = 0,45$. Esta sombra, com estas proporções, reproduz o resultado do experimento MINOS usando o grupo de dados coletados à noite. O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$.

mostrada na figura 4.16, onde o maior déficit se encontra em $(-0,095^\circ; 0,012^\circ)$.

Caso estivéssemos considerando o déficit obtido pelo MINOS com todos os dados (dia e noite): $(-0,11^\circ \pm 0,09^\circ; -0,13^\circ \pm 0,08^\circ)$, a razão entre antiprótons e prótons que melhor reproduz a sombra é $\bar{p}/p = 0,41$. A figura 4.17 mostra a sombra ponderada com essa proporção, na qual o maior déficit está em $(-0,114^\circ, 0,012^\circ)$.

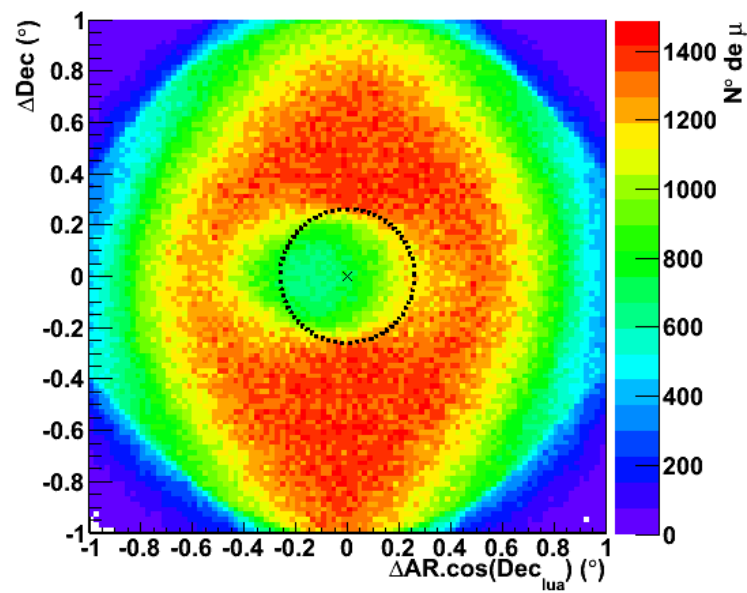


Figura 4.17: Sombra da Lua em coordenadas equatoriais incluindo seu movimento no céu para um fluxo de raios cósmicos contendo prótons, núcleos de hélio na proporção $p/He = 9,1$ e antiprótons na proporção $\bar{p}/p = 0,41$. Esta sombra, com estas proporções, reproduz o resultado do experimento MINOS usando todos os dados (dia e noite). O círculo tracejado representa a real posição da Lua, com seu centro em $(0^\circ; 0^\circ)$.

Apesar da nossa estimativa da razão \bar{p}/p para os dados do experimento MINOS, este resultado deve ser melhor estudado e a simulação aprimorada para que se determine esta razão com a precisão adequada.

Capítulo 5

Conclusões

A observação da sombra da Lua e do Sol é importante para a calibração de detectores de raios cósmicos, determinando sua acurácia. Além disso, este déficit fornece ferramentas para o estudo de fenômenos de raios cósmicos e astrofísicos.

Foi feita uma revisão da literatura na qual avaliamos os resultados obtidos da sombra da Lua e do Sol dos experimentos que a mediram. De forma mais aprofundada analisamos o experimento MINOS e seus resultados.

Simulamos a sombra da Lua levando em conta seu movimento no céu e, para tanto, definimos e testamos métodos de simulação e diferentes composições para os raios cósmicos. Também avaliamos várias proporções para antiprótons no fluxo de raios cósmicos a fim de comparar com os resultados do experimento MINOS e conjecturar uma possível razão \bar{p}/p para os dados observados. Usamos neste trabalho o programa CORSIKA-6980 e o modelo de interação hadrônica QGSJET-II-03 para altas energias e o GHEISHA para baixas energias.

Observamos que os dois métodos de simulação definidos (método de déficit e da fonte) nos fornecem uma boa análise qualitativa da sombra. Mas notamos que só é possível realizar uma análise quantitativa com o método do déficit, o qual foi escolhido para ser usado nas análises subsequentes. Também analisamos a simulação da sombra da Lua tendo próton e núcleo de hélio como partículas primárias dos raios cósmicos. Verificamos uma diferença esperada nas sombras geradas por estes primários. Avaliando a sombra considerando uma combinação dessas

partículas conforme a proporção de 90% de prótons e 10% de núcleos de hélio, observamos uma sombra semelhante àquela obtida usando-se apenas o próton.

Na simulação considerando o movimento da Lua no céu avaliamos a sombra incluindo o efeito do campo geomagnético sofrido pelas partículas primárias desde o plano da Lua até o topo da atmosfera terrestre juntamente com efeito sofrido pelas partículas secundárias do chuveiro até o nível de observação; e também, considerando apenas a deflexão das partículas secundárias. Notamos que ao incluir o desvio sofrido pelas partículas primárias, obtemos resultados mais semelhantes aos resultados do experimento MINOS do que considerando apenas o desvio das partículas do chuveiro.

Nossa simulação foi capaz de reproduzir a sombra provocada pela Lua com a localização do maior déficit comparável àquela encontrada pelo experimento MINOS. Entretanto, ainda acrescentamos núcleos de hélio e antiprótons na simulação incluindo o movimento da Lua com o objetivo de melhorar o resultado. Usamos a proporção fixa $p/\text{He} = 9,1$ e variamos a razão \bar{p}/p . Obtivemos um déficit localizado o mais próximo possível dos resultados do MINOS com a proporção $\bar{p}/p = 0,45$. Tal resultado deve ser melhor estudado e a simulação aprimorada para que se determine esta razão entre antiprótons e prótons com melhor precisão.

É possível que possamos obter melhores resultados para a sombra da Lua ao se realizar cálculos mais precisos para o desvio das partículas primárias devido ao campo geomagnético e interplanetário, propagar os múons na rocha e simular a resposta do detector. Perspectivas futuras para a continuação deste trabalho consistem em considerar todas essas inferências de melhoria que observamos para realizar uma nova simulação usando tanto o *Far Detector*, atualizando seu período de coleta de dados, como o *Near Detector* do experimento MINOS como detectores de referência. Conforme os resultados, a simulação usando o *Near Detector* poderá ser usada para propor à colaboração do experimento MINOS uma análise oficial da sombra da Lua usando este detector.

Apêndice A

Coordenadas celestiais

Para definir as coordenadas celestiais de um astro é necessário termos um plano fundamental de referência e um plano vertical a este. A diferença entre as coordenadas celestiais (horizontais, equatoriais e eclípticas) está baseada no plano fundamental definido para cada uma delas [39].

As coordenadas horizontais (figura A.1) são caracterizadas pelo zênite e azimute, que correspondem respectivamente aos ângulos zenital e azimutal. O plano fundamental utilizado é o horizonte do local do observador, sendo assim, as coordenadas são referentes ao céu visível do observador. O ângulo azimutal é aquele formado entre o ponto referencial de 0° (geralmente o norte) e a localização do astro projetada no plano horizontal - ângulo A na figura A.1, que varia de 0° a 360° . O ângulo zenital é o ângulo entre a vertical do observador e a posição do astro - ângulo z na figura A.1, que varia de 0° (vertical para cima) a 90° (horizonte), ângulo a partir do qual o zênite é negativo, variando de -90° a 0° . Pode-se ainda usar a altura no lugar do zênite para as coordenadas horizontais. A altura, representada por h na figura A.1, é calculada como $90^\circ - z$.

As coordenadas equatoriais (figura A.2), ascensão reta e declinação, possuem o equador como plano fundamental. A formação dos ângulos da ascensão reta (α na figura A.2) e da declinação (δ na figura A.2) é análoga aos ângulos azimutal e altura, respectivamente. A diferença, além do plano fundamental, é que o referencial de 0° para a ascensão reta é o ponto

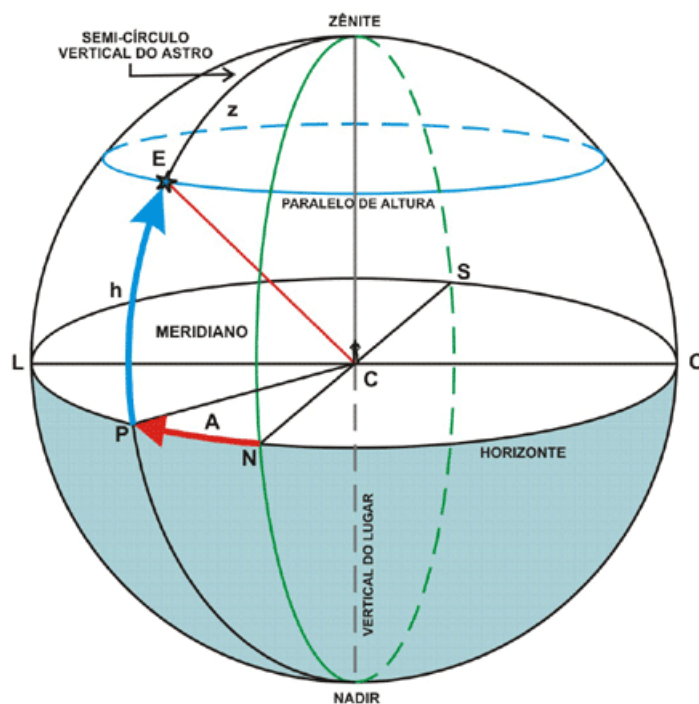


Figura A.1: Coordenadas celestiais horizontais: zênite (z)/altura (h) e azimute (A) [39].

de encontro da eclíptica¹ com o equador - ponto Υ na figura A.2, também chamado de ponto Vernal. As coordenadas equatoriais possuem a vantagem de não dependerem da localização do observador, como acontece para as horizontais.

De forma equivalente são definidas as coordenadas eclípticas: latitude e longitude, porém tendo a eclíptica como plano fundamental. A figura A.3 mostra essas coordenadas, sendo o λ a longitude e o β a latitude. O ponto referencial de 0° é o mesmo usado nas coordenadas equatoriais.

¹Plano horizontal que passa pela Terra levando-se em conta a inclinação de sua órbita ao redor do Sol.

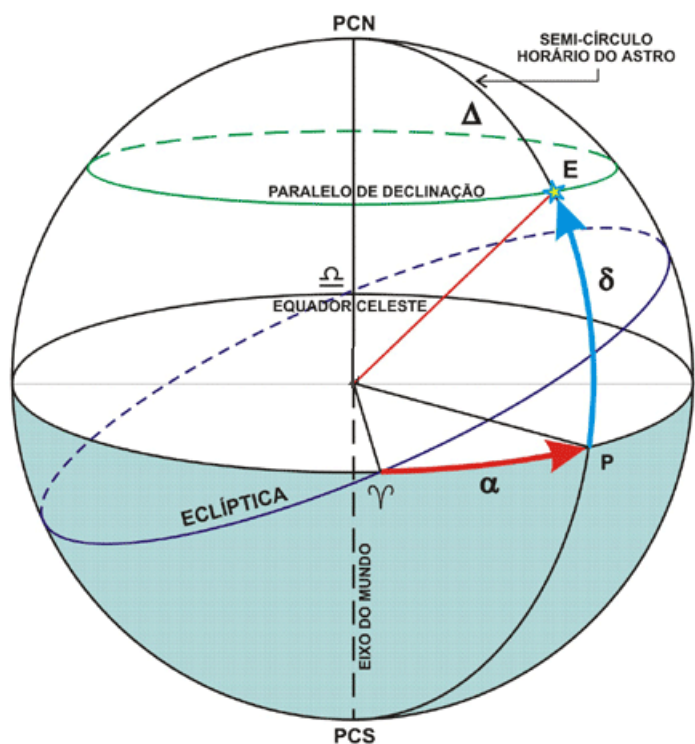


Figura A.2: Coordenadas celestiais equatoriais: declinação (δ) e ascensão reta (α) [39].

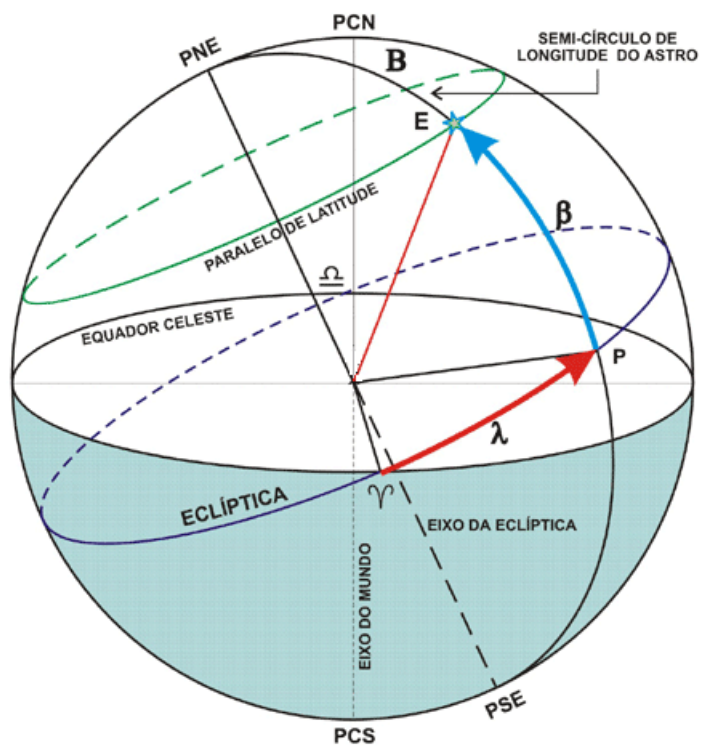


Figura A.3: Coordenadas celestiais eclípticas: latitude (β) e longitude (λ) [39].

Bibliografia

- [1] CLARK, G. W., **Arrival directions of cosmic-ray air showers from the northern sky**, Phys. Rev. 108 (1957) 450.
- [2] SCHLICKEISER, R. **Cosmic Ray Astrophysics**, Springer, Leipzig, ISBN 3-540-66465-3, 2003.
- [3] GAISSER, T. K. **Cosmic Rays and Particle Physics**, Cambridge University Press, New York, ISBN 0-521-33931-6, 1990.
- [4] WILK, G. e WOLDARCZYK, Z. **On the chemical composition of cosmic rays of highest energies**, arXiv:1006.1781v5, 2011.
- [5] HAGUE, J.D. et al. **Power laws and the cosmic ray energy spectrum**, Astroparticle Physics 27, 455-464, 2007.
- [6] XU, Y. **Search for TeV-Antiprotons in Space from the Shadowing of Cosmic Rays by the Moon with the L3+C Detector**, Swiss Federal Institute of Technology Zürich, Thesis, 2005.
- [7] PUTSKIN, V. S. **Cosmic Ray Origin: General Overview**, Kluwer Academic Publishers, Proceedings of Astrophysical Sources of High Energy Particles and Radiation, Netherlands, ISBN 1-4020-0173-8, 2001.
- [8] ABRAHAM, J. et al. **Measurement of the energy spectrum of the cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory**, arXiv:1002.1975v1, 2010.
- [9] GRASHORN, E. W. **Astroparticle Physics with the MINOS Far Detector**, University of Minnesota, Thesis, 2008.
- [10] NAKAMURA K. et al. **Particle Data Group**, J. Phys. G 37, 075021, 2010 and 2011 partial update for the 2012 edition.
- [11] COBB, J. H. et al. **The observation of a shadow of the moon in the underground muon flux in the soudan 2 detector**, Phys. Rev., D61:092002, 2000.

- [12] ACHARD, P. et al. **Measurement of the shadowing of high-energy cosmic rays by the moon: a search for tev-energy antiprotons**, *Astropart. Phys.*, 23:411-434, 2005.
- [13] ALEXANDREAS, D. E. et al. **Observation of shadowing of ultra-high energy cosmic rays by the moon and the sun**, *Phys. Rev.*, D43:1735-1738, 1991.
- [14] BORIONE, A. et al. **Observation of the shadows of the moon and sun using 100-tev cosmic rays**, *Phys. Rev.*, D49:1171-1177, 1994.
- [15] MERCK, M. et al. **Methods to determine the angular resolution of the HEGRA extended air shower scintillator array**. *Astroparticle Physics* 5, 379-392, 1996.
- [16] AMENOMORI, M. et al. **Cosmic ray deficit from the directions of the moon and the sun detected with the tibet air shower array**, *Phys. Rev.*, D47:2675-2681, 1993.
- [17] AMENOMORI, M. et al. **Direct Evidence of the Interplanetary Magnetic Field Effect on the Cosmic-Ray Shadow by the Sun**, *Astrophysical Journal* 415 L147-L150, 1993.
- [18] AMENOMORI, M. et al. **Antiproton Proton Ratio at 10^{13} eV Inferred from the Superposition of Sun Shadows Using the Tibet Air Shower Array**, *Proc. of the 24th International Cosmic Ray Conference.*, vol. 3, pp. 84-87. Rome, Italy, 1995.
- [19] HIBINO, K. et al. **An Upper Limit on Cosmic Ray \bar{p}/p Flux Ratio Estimated by the Moon's Shadow with the Tibet III Air Shower Array**. *Proc. of the 29th ICRC, India (2005)*.
- [20] WANG, Y. for the ARGO-YBJ Collaboration. **Preliminary results of the Moon Shadow using ARGO-YBJ detector**, *Nucl. Phys. B* 175-176, 551-554, 2008.
- [21] OSHIMA, A. et al. **The angular resolution of the GRAPES-3 array from the shadows of the Moon and the Sun**. *Astroparticle Physics* 33, 97-107, 2010.
- [22] WASCKO, M. O. et al. **Study of the Moon and Sun Shadows in VHE Cosmic Rays**, *Proc. of the 26th ICRC, USA, 1999*.
- [23] WASCKO, M. O. **Study of the shadow of the moon in very high energy cosmic rays with the Milagrito water Cherenkov detector**, PhD thesis, University of California, Riverside, 2001.
- [24] XU, X. for the Milagro Collaboration. **The Cosmic Rays Shadows of the Moon and the Sun detected by the Milagro Gamma Ray Observatory**, *Proc. of the 28th ICRC, Japan, 2003*.

- [25] AMBROSIO, M. et al. **Observation of the shadowing of cosmic rays by the moon using a deep underground detector**, Phys. Rev., D59:012003, 1999.
- [26] AMBROSIO, M. et al. **Moon and Sun shadowing effect in the MACRO detector**, Astropart. Phys. 20 (2003) 145-156.
- [27] BOERSMAN, D. J., GLADSTONE, L. e KARLE, A. **Moon Shadow Observation by IceCube**, Proc. of the 31th ICRC, Łódź, 2009.
- [28] ANDREYEV, Y. M. et al. **Observation of the Moon Shadow in Cosmic Ray Muons**. Cosmic Research 40, 559-564, 2002.
- [29] POMERADE, D. et al. **A new optical filter for the ARTEMIS experiment**, Nucl. Instr. and Meth. A 446 469-489 (2000).
- [30] BARTOLI, B. **Observation of the Moon shadow using a new reconstruction technique in the CLUE experiment**, Nuovo Cimento 24, 669-674, 2001.
- [31] CHAPMAN, J. D. **Atmospheric Neutrino Observations in the MINOS Far Detector**, University of Cambridge, Thesis, 2006 ou 2007.
- [32] NICHOL, R. **Calibration of the MINOS Detectors**, University College London, Thesis, 2003.
- [33] ADAMSON, P. et al., **Observation in the MINOS far detector of the shadowing of cosmic rays by the sun and the moon**, Astroparticle Physics 34, 457-466, 2011.
- [34] FUNCHAL, R. Z. **Monte Carlo Simulation: a road from theoretical models to experimental observables**. Proc. XI Jorge André Swieca Summer School on Particles and Fields, pg. 219, 2002.
- [35] HECK, D. et al. **CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers**. Manual CORSIKA, Karlsruhe, 1998.
- [36] SCIASCIO, G.D. e IUPPA, R. **Simulation of the Cosmic Ray Moon Shadow in the Geomagnetic Field**. Proc. 31st International Conference on Cosmic Rays, Łódź, 2009.
- [37] YOON, Y. S. et al. **Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra from the First CREAM Flight**, arXiv:1102.2575v1, 2011.
- [38] MEEUS, J. **Astronomical Algorithms**, Willman-Bell, Virginia, ISBN 0-943396-35-2, 1991.

- [39] ALMEIDA, G. e FERREIRA, M. **Introdução à Astronomia e às Observações Astronômicas**. Plátano Editora, ISBN 972-707-079-5, 2004.