

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

Michelle Mesquita de Medeiros

**Estudo da Oscilação de Neutrinos Muônicos Usando Dados
Atmosféricos e de Acelerador nos Experimentos MINOS e
MINOS+**

GOIÂNIA

2015

Michelle Mesquita de Medeiros

**Estudo da Oscilação de Neutrinos Muônicos Usando Dados
Atmosféricos e de Acelerador nos Experimentos MINOS e
MINOS+**

*Tese de Doutorado apresentada ao Instituto de
Física da Universidade Federal de Goiás como
parte dos requisitos para a obtenção do título de
Doutora em Física.*

ORIENTADOR: *Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes*

GOIÂNIA

2015

Ficha catalográfica elaborada automaticamente
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a), sob orientação do Sibi/UFG.

Medeiros, Michelle Mesquita de
Estudo da Oscilação de Neutrinos Muônicos Usando Dados
Atmosféricos e de Acelerador nos Experimentos MINOS e MINOS+
[manuscrito] / Michelle Mesquita de Medeiros. - 2015.
ccxv, 215 f.: il.

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes.
Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Goiás, Instituto de Física
(IF) , Programa de Pós-Graduação em Física, Goiânia, 2015.
Bibliografia. Apêndice.
Inclui lista de figuras, lista de tabelas.

1. oscilação de neutrinos. 2. análise de dados. 3. experimento
MINOS. I. Gomes, Ricardo Avelino, orient. II. Título.

A Deus, e aos meus pais, José Pedro e Fátima.

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

Agradecimentos

Nada seria possível sem Ele. Deus é a minha fortaleza e o alicerce da minha vida.

O trabalho apresentado neste tese nunca teria sido possível se não fosse pelo apoio de diversas pessoas durante o curso do meu doutorado.

Em primeiro lugar, gostaria de agradecer ao meu orientador, Prof. Dr. Ricardo Avelino Gomes. Ele me forneceu todas as oportunidades que tive durante meu doutorado. A oportunidade de passar a maior parte do meu doutorado no Fermilab, me colocando em contato com as pessoas que mais pudessem contribuir para minha formação. Ele que desde o início teve a visão estratégica de escolher a análise que mais iria favorecer meu desenvolvimento como cientista, e que fosse importante para a colaboração do experimento MINOS, colocando-me em evidência. A ele, meus sinceros agradecimentos.

Agradeço aos meus pais, José Pedro e Fátima, e à minha irmã, Micaella, por sempre me apoiarem e por estarem ao meu lado nos momentos mais difíceis. Ao meu namorado, Vito, por ter me dado forças de todas as formas possíveis e por todo o carinho. À minha família em geral, pela ajuda quando esta foi necessária, principalmente aos meus padrinhos. Agradeço em especial ao meu sobrinho Pedro Paulo, por seu sorriso e inocência de criança me proporcionarem renovadas esperanças de realizar meus sonhos.

Meu coorientador, Dr. Robert Plunkett, foi essencial para minha formação. Sempre me motivou a continuar melhorando cada vez mais e sempre me ajudou e deu apoio quando precisei. Sou grata de coração.

Agradeço também a todos meus colegas de trabalho. Luke Corwin, Alex Radovic, Joseph O'Connor, Arthur Kreymer, Leigh Whitehead, Zarko Pavlovic, Richa Sharma, Son Cao, Navaneeth Poonthotathil, Andy Perch, Ashley Timmons, Adam Schreckenberger, Cesar Castromonte, Xinjie Qiu... Sempre que estive em apuros com o ROOT ou C++, foi o Robert Hatcher quem teve a paciência e conhecimento para me ajudar. Muito obrigada!

De forma muito especial, serei eternamente grata ao Andy Blake. Uma pessoa excepcional no significado literal da palavra. Grande parte do meu conhecimento e experiência hoje se deve ao Andy. Ele me ensinou sem pedir nada em troca. Ele sempre respondeu às minhas dúvidas. Sempre apoiou meu trabalho.

Jenny Thomas, Alex Sousa e Sam Childress também foram fundamentais para minha formação. Seu apoio nunca será esquecido! Sou grata ainda a todos do grupo de ‘*Standard Oscillations*’ pelas discussões que colaboraram para a formação do meu pensamento crítico. Em geral, gostaria de expressar minha gratidão a todos da colaboração MINOS e MINOS+ por me receberem com tanto carinho e consideração.

Agradeço aos meus amigos, Vaikunth, Alexx, Maurício, Patrícia, Stephanie, Elettra, Vincenzo, Elena, Pietro, Federico, Yasuyuki, Tutanon, Evgeny, Clemmie, Ben, Anna, Andrey, Yuri, Samvel, Peter, Svetlana, Andrea, Daniel e todos os outros que eventualmente não coloquei aqui, por fazerem das horas vagas as mais divertidas possível.

Finalmente, gostaria de expressar meus intensos agradecimentos ao Instituto de Física da UFG e Programa da Pós-Graduação, e ao Fermilab, por terem me dado a oportunidade de crescer em minha carreira e pelo apoio financeiro.

Este trabalho foi financiado pelo CNPq e Fermi National Accelerator Laboratory.

Resumo

Os experimentos MINOS (*Main Injector Neutrino Oscillation Search*) e MINOS+ foram projetados para o estudo da oscilação de neutrinos por meio do uso de um feixe de neutrinos muônicos que é detectado em dois diferentes locais, no *Near Detector* e no *Far Detector*. A distância entre os dois detectores permite com que os neutrinos do feixe oscilem para outro sabor de neutrino, observando-se um “desaparecimento” de neutrinos muônicos no *Far Detector*. Além disso, este detector possui aparatos especiais que possibilitam a seleção de neutrinos e antineutrinos atmosféricos, os quais são provenientes das interações de raios cósmicos com a atmosfera terrestre. Ambos detectores possuem um campo magnético que proporciona meios para a distinção das interações de neutrinos e antineutrinos. Esta tese apresenta a primeira análise combinada de dados dos experimentos MINOS e MINOS+. Foi realizada uma análise do espectro de energia dos neutrinos considerando dados completos do feixe do experimento MINOS combinados com os primeiros dados do feixe mais energético do experimento MINOS+. Observou-se o desaparecimento dos neutrinos muônicos do feixe e os dados se mostraram condizentes com o modelo de oscilação. Além disso, realizou-se a medida dos parâmetros de oscilação atmosféricos dos neutrinos empregando-se o modelo de três sabores incluindo efeitos de matéria para dados de neutrinos e antineutrinos atmosféricos e do feixe do MINOS, combinados com os dados de neutrinos e antineutrinos atmosféricos do MINOS+. Assumindo mesmos parâmetros de oscilação para ambos neutrinos e antineutrinos, o melhor ajuste obtido foi para hierarquia invertida e octante inferior em $\Delta m_{32}^2 = 2,37 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 \theta_{23} = 0,43$, com limites $\Delta m_{32}^2 = [2,29 - 2,49] \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (68%) e $\sin^2 \theta_{23} = 0,36 - 0,66$ (90%). Estes resultados representam a medida mais precisa já realizada do parâmetro de massa dos neutrinos usando somente dados de desaparecimento de neutrinos muônicos.

Abstract

The MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) and MINOS+ experiments were designed to study neutrino oscillations using a muon neutrino beam which is detected in two different locations, in the Near Detector and in the Far Detector. The distance between the detectors allows the beam neutrinos to oscillate to a different flavor. Therefore, a disappearance of the muon neutrinos from the beam is observed in the Far Detector. The Far Detector has a special apparatus which makes possible the selection of atmospheric neutrinos and antineutrinos. These come from interactions of cosmic rays with the Earth's atmosphere. Both detectors have a magnetic field, allowing the distinction between neutrinos and antineutrinos interactions. This thesis presents the first combined analysis of data from the MINOS and MINOS+ experiments. We have analyzed the combined neutrino energy spectrum from the complete MINOS beam data and the first, more energetic, MINOS+ beam data. The disappearance of the muon neutrinos was observed and the data has shown to be congruent with the oscillation model. Beyond that, we have measured the atmospheric oscillation parameters of the beam and atmospheric neutrinos and antineutrinos from MINOS combined with the atmospheric neutrinos and antineutrinos from MINOS+. Assuming the same oscillation parameters for both neutrinos and antineutrinos, the best fit is obtained for inverted hierarchy and lower octant with $\Delta m_{32}^2 = 2.37 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ and $\sin^2 \theta_{23} = 0.43$, and the limits $\Delta m_{32}^2 = [2,29 - 2,49] \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (68%) and $\sin^2 \theta_{23} = 0.36 - 0.66$ (90%). These results are the most precise measurement of the neutrinos mass splitting using muon neutrino disappearance data only.

Conteúdo

Sumário	iv
Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	xxii
1 Introdução	1
2 Teoria de Neutrinos	4
2.1 Uma breve história dos neutrinos	4
2.2 Neutrinos e o Modelo Padrão	5
2.3 Interações de neutrinos	8
2.3.1 Interações fracas de corrente carregada	8
2.3.2 Interações fracas de corrente neutra	10
2.4 Oscilação de neutrinos	10
2.4.1 Modelo de dois sabores	17
2.4.2 Modelo de três sabores	19
2.4.3 Efeitos de matéria	21
2.5 Evidências experimentais de oscilação de neutrinos	24
2.5.1 Neutrinos solares	24
2.5.2 Neutrinos de reatores nucleares	26
2.5.3 Neutrinos atmosféricos	28

2.5.4	Neutrinos de aceleradores	31
2.6	Situação atual dos parâmetros de oscilação	32
3	Os Experimentos MINOS e MINOS+	34
3.1	Feixe de neutrinos NuMI	37
3.2	Detectores do MINOS e MINOS+	42
3.3	Campo magnético	47
3.4	Tiras Cintiladoras	50
3.5	Tubos Foto-Multiplicadores	51
3.6	Dispositivos Eletrônicos	54
3.7	Sistema de aquisição de dados	55
3.8	Qualidade dos dados	56
3.9	Calibração	57
3.10	Tipos de Eventos de Interesse	58
3.10.1	Interações ν_μ CC	58
3.10.2	Interações NC	60
3.11	Simulação	60
4	Análises nos experimentos MINOS e MINOS+	63
4.1	Análise de neutrinos do feixe	63
4.1.1	Oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	63
4.1.2	Oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	67
4.1.3	Procura por neutrino estéril	68
4.1.4	Oscilações $\nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu / \bar{\nu}_\tau$	69
4.1.5	Velocidade dos neutrinos	69
4.2	Análise de neutrinos atmosféricos	70
4.3	Análise de múons de raios cósmicos	70
4.4	Perspectivas de análises de dados no MINOS+	71

5	Reconstrução de eventos	72
5.1	Agrupamento de dígitos	73
5.2	<i>Slicing</i>	73
5.3	Formação dos chuveiros	74
5.4	Reconhecimento das trajetórias	75
5.5	Ajuste das trajetórias	76
5.6	Formação dos eventos e estimativa da energia	77
5.7	Mudanças na reconstrução para o MINOS+	77
5.7.1	Novo <i>slicing</i>	78
5.7.2	Outras mudanças	89
5.7.3	Validação da nova <i>framework</i>	90
6	Procedimento de Análise	92
6.1	Seleção de eventos	92
6.1.1	Pré-seleção	92
6.1.2	Volume fiducial	92
6.1.3	Seleção de eventos do feixe	93
6.1.4	Seleção de eventos atmosféricos	99
6.2	Dados de neutrinos atmosféricos	102
6.2.1	Bins de resolução	103
6.3	Dados de neutrinos do feixe	105
6.3.1	Áreas de resolução	106
6.3.2	Extrapolação	108
6.4	<i>Templates</i>	112
6.5	Ajuste dos dados	113
7	Erros sistemáticos	117
7.1	Erros sistemáticos dos dados de neutrinos do feixe	118

7.2	Erros sistemáticos dos dados de neutrinos atmosféricos	121
7.3	Correlações entre os erros sistemáticos	123
7.4	Efeito dos erros sistemáticos nos parâmetros de oscilação	124
8	Validação da análise	128
8.1	Estudos estatísticos	129
9	Análise de Dados Combinados dos Experimentos MINOS e MINOS+	139
9.1	Conjunto de dados e espectros de energia	139
9.2	Medida dos parâmetros de oscilação	148
10	Conclusões	155
	Apêndices	157
A	Testes com os parâmetros do <i>slicing</i>	157
B	Perspectivas dos parâmetros de oscilação no MINOS+	172
	Bibliografia	172

Lista de Figuras

2.1	Estrutura do Modelo Padrão da Física de Partículas, indicando as partículas que compõem matéria (férmions), das quais os neutrinos fazem parte; as partículas carregadoras das forças fundamentais da natureza (bósons de gauge); e o bóson de Higgs, partícula originadora da massa [14].	7
2.2	Os três sabores dos neutrinos como definidos pelo decaimento do bóson W, onde seus nomes estão correlacionados às partículas irmãs. Da esquerda para a direita: neutrino eletrônico, neutrino muônico e neutrino tauônico [17].	7
2.3	Interações fracas de corrente carregada (esquerda) e corrente neutra (direita) experimentadas pelos neutrinos, onde l representa o sabor do neutrino. Adaptado de [17].	9
2.4	Diagramas representativos dos três tipos de espalhamento em interação de corrente carregada: espalhamento quasi-elástico, produção de ressonância e espalhamento profundamente inelástico, respectivamente. Adaptado de [22].	10
2.5	Possíveis espectros de massa dos neutrinos e as componentes do auto-estado de sabor em cada auto-estado de massa. À esquerda tem-se a configuração de hierarquia “normal”, onde $m_{\nu_3} > m_{\nu_2}$ e à direita tem-se a hierarquia “invertida”, onde $m_{\nu_3} < m_{\nu_2}$. A massa aumenta de baixo para cima [28].	16

2.6	Exemplo da probabilidade de sobrevivência de neutrinos muônicos em função da energia para oscilação de dois sabores com $L = 735km$. A curva contínua possui parâmetros de oscilação $\Delta m^2 = 2,30 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 1,0$, enquanto que a curva tracejada possui $\Delta m^2 = 2,50 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,95$. A localização do ponto mínimo depende de $(1,27\Delta m^2 L/E = \pi/2, 1-\sin^2 2\theta)$	18
2.7	Possíveis valores de θ_{23} para uma dada medida de $\sin^2 2\theta_{eff/M}$. A curvas tracejada, contínua e pontilhada representam os casos em que $\sin^2 2\theta_{13}=0,2, 0,1$ e $0,0$, respectivamente [38].	21
2.8	Espectro dos neutrinos solares (neutrinos eletrônicos) e suas componentes, como previsto por Bachall et al [48]. Adpatado de [28].	25
2.9	Fluxos de neutrinos solares vindos do decaimento do 8B , $\phi(\nu_e)$ e $\phi(\nu_\mu$ e $\nu_\tau)$, deduzidos dos dados de interação CC, NC e espalhamento elástico (ES) do experimento SNO. O modelo solar padrão (<i>standard solar model - SSM</i>) BS05(OP) é mostrado, onde as linhas tracejadas são os erros de 1σ . Os contornos representam as probabilidades de 68%, 95% e 99% para $\phi(\nu_e)$ e $\phi(\nu_\mu$ e $\nu_\tau)$ de forma conjunta [54].	26
2.10	Probabilidade de sobrevivência dos $\bar{\nu}_e$ subtraídos dos ruídos de fundo, em função da razão L/E dos diferentes reatores nucleares próximos ao detector do experimento KamLAND. As curvas mostram o melhor ajuste esperado para oscilações de $\bar{\nu}_e$ [9].	27
2.11	Ilustração da interação de raios cósmicos na atmosfera terrestre criando uma cascata de partículas, as quais produzem neutrinos e antineutrinos capazes de atingir um detector no subsolo [56].	29

2.12	Razão entre o fluxo de neutrinos atmosféricos medido e o esperado na ausência de oscilações no experimento Super-K, em função da distância percorrida pelos neutrinos dividida pela energia dos mesmos. Os pontos são os dados medidos e a linha contínua representa o melhor ajuste dos parâmetros de oscilação. Também são mostrados os melhores ajustes para outros modelos de desaparecimento de neutrinos: modelo de decaimento (linha tracejada) e modelo de decoerência (linha pontilhada) [64]. Esses dois modelos são desfavorecidos pelos dados. . . .	30
3.1	Linha do feixe de neutrinos NuMI. Os neutrinos são criados no Fermilab em Illinois (abaixo) e percorrem 735 km até a mina de Soudan em Minnesota (topo à esquerda). Adaptado de [74] e [75].	35
3.2	Vista do plano de elevação desde a produção do feixe NuMI até o <i>Near Detector</i> no Fermilab [76].	35
3.3	Espectro de energia do feixe de neutrinos nos experimentos MINOS, MINOS+ e NOvA produzido por simulação de 6×10^{20} POT (<i>protons on target</i>). Adaptado de [79].	36
3.4	Esquema do feixe $N\mu$ MI, mostrando como ele é produzido e monitorado antes de entrar no <i>Near Detector</i> [80].	37
3.5	O desenho à esquerda ilustra como píons e káons secundários se dispersam para fora do alvo de grafite devido aos seus momentos transversais enquanto que os prótons continuam no eixo principal. À direita tem-se o desenho técnico do alvo de grafite, incluindo o sistema de isolamento elétrico e o sistema de resfriamento [86].	38
3.6	Fotografia de um dos <i>horns</i> magnéticos sendo instalado.	39

3.7	As três configurações padrão do feixe NuMI: feixe de baixa, média e alta energia. O gráfico mostra o espectro de energia dos neutrinos muônicos em termos da quantidade de eventos de corrente carregada esperada no Far Detector para o caso onde não há oscilação [29].	42
3.8	Probabilidade de oscilação de neutrinos muônicos em função de L/E , mostrando que a localização do FD é próxima do mínimo da probabilidade de sobrevivência, aumentando as chances de se detectar oscilações.	42
3.9	Fotografias do <i>Far Detector</i> (esquerda) e <i>Near Detector</i> (direita) do experimento MINOS e MINOS+.	43
3.10	(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 que possui aproximadamente 50 cm de diâmetro. O losango representa o buraco por onde passa a 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 [80].	44
3.11	(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 [80].	45
3.12	(À esquerda) Vista frontal do Far Detector mostrando a estrutura do plano octogonal (A), o <i>veto shield</i> no topo (B), a bobina magnética saindo do centro (C) e os dispositivos eletrônicos (D). (À direita) Fotografia do <i>Far Detector</i> [74].	45
3.13	Arranjo dos planos de aço nos detectores do experimento MINOS. Planos sucessivos possuem tiras cintiladoras orientadas ortogonalmente entre si [88].	46
3.14	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 [84].	46

3.15	Exemplo de um múon de raio cósmico que atravessa o <i>Far Detector</i> e é detectado pelo <i>veto shield</i> . Os pontos amarelos representam <i>hits</i> com deposição de carga menor que 2 foto-elétrons, os pontos verdes são <i>hits</i> maior que 2 foto-elétrons e os pontos azuis indicam atividade no <i>veto shield</i> [74].	47
3.16	Mapas dos campos magnéticos no ND (esquerda) e FD (direita), com a média do campo magnético de 1,28 T e 1,42 T, respectivamente [94].	48
3.17	Ilustração da seção transversal das bobinas magnéticas do FD (esquerda) e ND (direita). Os círculos azuis na figura à esquerda representam a passagem de água para resfriamento da bobina. As dimensões são dadas em polegadas [73].	49
3.18	Sistema de coordenadas do Far Detector [80].	49
3.19	(a) Fotografia de uma parte da tira cintiladora do MINOS iluminada por LED azul. (b) Diagrama de uma tira cintiladora [84].	50
3.20	<i>Layout</i> dos módulos do FD nos planos U (esquerda) e V (direita). Os módulos indicados pelas letras A e B contém 24 tiras cintiladoras; os outros possuem 20 tiras cada [73].	51
3.21	<i>Layout</i> dos módulos do ND: acima à esquerda é ilustrado um plano U parcialmente instrumentado (PU), acima à direita um plano V parcialmente instrumentado (PV), abaixo à esquerda um plano U totalmente instrumentado (FU) e abaixo à direita um plano V totalmente instrumentado (FV). Os planos na parte do calorímetro do detector seguem o mesmo padrão: FU-PV-PU-PV-PU-FV-PU-PV-PU-PV. A parte do espectrômetro também segue este padrão, porém apenas a cada cinco planos, pois os planos restantes não são instrumentados. Os diferentes nomes dos módulos indicam diferentes quantidades de tiras cintiladoras em cada um [73].	52

3.22	As fibras WLS são agrupadas e conectadas a um tubo foto-multiplicador (PMT). No FD oito tiras cintiladoras são ligadas a cada um dos 16 pixels dos PMTs. No ND cada 64 pixel de um PMT recebe a luz cintiladora de apenas uma tira. Figuras adaptadas de [94].	53
3.23	<i>Displays</i> de eventos simulados nos detectores do MINOS/MINOS+. A escala de cinza representa a quantidade de pulso. Acima à esquerda tem-se um evento ν_μ CC, onde observa-se a longa trajetória característica dos múons e o chuveiro hadrônico perto do vértice do evento. Acima à direita tem-se um evento ν_e CC, onde o chuveiro eletromagnético tende a ser compacto, depositando energia em um núcleo limitado. Abaixo tem-se eventos NC, onde à esquerda observa-se um chuveiro hadrônico difuso e à direita tem-se a produção de um π^0 que carrega grande parte da energia do evento e é acompanhado por chuveiros de natureza eletromagnética [88].	59
4.1	Contorno de 90% de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos, usando o modelo de dois sabores. Também são mostrados o contorno publicado pelos experimentos Super-Kamiokande e T2K.	65
4.2	Contorno de 90% de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos antineu- trinos, usando o modelo de dois sabores. O contorno obtido para os antineutrinos é comparado com o contorno usando apenas neutrinos e com o contorno usando dados de neutrinos e antineutrinos combinados no qual estes possuem parâmetros de oscilação iguais.	65
4.3	Comparação entre os parâmetros de massa dos neutrinos e antineutrinos, usando o modelo de dois sabores. A diagonal representa parâmetros iguais.	66

4.4	Contorno de 90% (curva contínua) e 68% (curva tracejada) de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para os dados de desaparecimento de ν_μ e aparecimento de ν_e do MINOS combinados, usando o modelo de três sabores, para hierarquia de massa normal (topo) e invertida (abaixo). O melhor ajuste global, representado pela estrela, é para hierarquia invertida e octante inferior.	68
4.5	Intervalos de confiança de dois lados (esquerda), considerado para o parâmetro de massa; e intervalo de confiança de um lado (direita), considerado para o ângulo de mistura.	68
5.1	<i>Slice</i> nas vistas U (acima) e V (abaixo) contendo apenas um evento, produzido após a aplicação do <i>slicing</i> em um <i>strip object</i> do ND no experimento MINOS.	74
5.2	Ilustração de como a transformada de Hough funciona para a detecção de trajetórias. O ponto onde ocorre o acúmulo das linhas da transformada é característico de um segmento de reta [128].	76
5.3	Comparação entre a quantidade de eventos em um <i>snarl</i> (esquerda) e sua distribuição ao longo dos planos do ND (direita) para o MINOS e MINOS+. Os histogramas foram normalizados conforme suas áreas.	79
5.4	Comparação entre as energias dos chuveiros (esquerda) e das trajetórias dos múons (direita) no MINOS e MINOS+.	79
5.5	<i>Hits</i> de um <i>strip object</i> do MINOS+.	80
5.6	<i>Slice</i> de um <i>strip object</i> do MINOS+ contendo dois eventos, obtido com o antigo algoritmo <i>slicing</i> do experimento MINOS.	81
5.7	Ilustração da separação do <i>slice</i> da Figura 5.6 com o novo algoritmo do <i>slicing</i>	81
5.8	Exemplo de <i>slices</i> separados na segunda etapa. Visualmente, a correspondência entre U1 e V1 e também U2 e V2 é fácil, porém sua quantificação pelo algoritmo é complicada.	84

5.9	Exemplo de um <i>slice</i> com mais de um evento os quais não são separados na vista U (acima), mas são na vista V (abaixo).	84
5.10	Completeza (esquerda) e pureza (direita) do novo <i>slicing</i> , curva vermelha, comparadas com aquelas obtidas pelo <i>slicing</i> antigo usado em dados simulados do MINOS+, curva azul, e em dados de alta energia do MINOS, curva preta. A quantidade de eventos, eixo y , foi normalizada pela área de cada distribuição. . .	87
5.11	Comparações entre a <i>framework</i> antiga do MINOS, <i>Dogwood5</i> (curva vermelha), e a nova <i>framework</i> do MINOS+, <i>Elm0</i> (curva preta), para algumas variáveis determinadas pela reconstrução de eventos. A quantidade de eventos foi normalizada pela área das distribuições.	91
6.1	Ilustração do corte que rejeita eventos má reconstruídos devido à proximidade com a abertura da bobina magnética no ND [161].	96
6.2	Projeção bidimensional da distribuição dos vértices dos eventos de neutrinos ocorrendo fora do volume fiducial do FD.	97
6.3	Eficiências da seleção de eventos fiduciais ν_μ CC do feixe ν_μ (direita) e de $\bar{\nu}_\mu$ CC do feixe $\bar{\nu}_\mu$ (esquerda) com respeito aos principais ruídos de fundo de cada amostra, os quais são minimizados na região em torno de 3 GeV. “WS” significa <i>wrong-sign</i> e corresponde ao ruído de fundo devido à identificação incorreta da carga dos múons [75].	99
6.4	Distribuição do ângulo zenital para múons pré-selecionados. A seta indica a seleção feita para neutrinos atmosféricos <i>upward</i> . Para $\cos\theta_z > 0,10$, múons de raios cósmicos dominam a amostra [155].	100
6.5	Distribuição dos vértices no FD das amostras <i>downward</i> de chuviros (<i>contained-vertex showers</i>), <i>downward</i> de trajetórias (<i>contained-vertex tracks</i>) e o conjunto de eventos <i>upward</i> (<i>neutrino induced muons</i>). A linha sólida representa as bordas do detector e a tracejada o limite do volume fiducial do FD [155].	102

6.6	Ilustração das direções de chegada dos neutrinos atmosféricos no Far Detector do MINOS com respeito ao ângulo zenital θ	103
6.7	Ilustração de como a função de probabilidade de $\cos \theta_z$ é calculada. Seu desvio padrão é tomado como a resolução [157].	105
6.8	Regiões do FD usadas na separação dos eventos não fiduciais [75]	106
6.9	Definição das cinco áreas de resolução (linha preta) dos dados de neutrinos do <i>run</i> I do experimento MINOS. Cada área possui a mesma quantidade de eventos (escala de cores) para determinada energia [75].	107
6.10	Ilustração do efeito da geometria na diferença da energia dos neutrinos no ND e FD devido à proximidade de cada um com relação à produção do feixe NuMI [75].	108
6.11	Comparação entre as energias dos neutrinos no ND (esquerda) e FD (direita), produzidos por um mesmo conjunto de mésons. As diferenças se devem à aceitação geométrica dos dois detectores com respeito ao ângulo da partícula-mãe com o eixo do feixe NuMI [92].	109
6.12	Correlação entre a energia reconstruída e verdadeira no ND (esquerda) e FD (direita), onde a escala de cores representa a quantidade de eventos. Adaptado de [75].	109
6.13	Matriz de correlação calculada para o <i>run</i> I, a qual é essencialmente uma versão bidimensional da Figura 6.11. A binagem usada para a produção deste gráfico é a do modelo de três sabores. A escala de cores representa a quantidade de eventos normalizada.	110
6.14	Esquema do processo de extrapolação feito para converter o espectro de energia medido no ND no espectro de energia previsto no FD.	111
6.15	Distribuição da energia reconstruída pela verdadeira no FD para a amostra de mais alta (esquerda) e mais baixa (direita) resolução, onde a escala de cores representa a quantidade de eventos normalizada [75].	112

7.1	Efeito dos erros sistemáticos no melhor ajuste do modelo de três sabores para os parâmetros de oscilação dos neutrinos. O gráfico mostra os desvios do melhor ajuste com relação ao seu valor nominal (centro) quando a análise é realizada em dados simulados do MINOS e MINOS+ com erros sistemáticos deslocados $\pm 1\sigma$.	125
7.2	Espectro de energia dos neutrinos esperado para o FD produzidos por Monte Carlo para desvios de $\pm 1\sigma$ para os erros sistemático de estimativa da energia dos chuveiros (esquerda) e estimativa da energia das trajetórias dos múons (direita), comparados com o caso nominal, sem desvio (curva preta).	126
7.3	Efeitos dos erros sistemáticos no melhor ajuste do modelo de três sabores para os parâmetros de oscilação dos neutrinos sobrepostos com o contorno esperado de 90% de nível de confiança. Como os desvios se encontram dentro do contorno, os erros estatísticos são mais significantes nesta análise.	127
8.1	Distribuições dos erros sistemáticos relacionados aos dados de neutrinos atmosféricos retornados pelo melhor ajuste do modelo de três sabores. A média dessas distribuições é próxima de zero, indicando ausência de viés no <i>framework</i> . O desvio padrão difere da unidade devido aos termos de penalidade adicionados no ajuste.	131
8.2	Distribuições dos erros sistemáticos relacionados aos dados de neutrinos do feixe retornados pelo melhor ajuste do modelo de três sabores. A média dessas distribuições é próxima de zero, indicando ausência de viés no <i>framework</i> . O desvio padrão difere da unidade devido aos termos de penalidade adicionados no ajuste.	132
8.3	Distribuições dos erros sistemáticos dominantes retornados pelo melhor ajuste do modelo de três sabores na amostra B' simulada sem adição de termos de penalidade no ajuste. Com a retirada desses termos, o desvio padrão torna-se agora próximo da unidade, enquanto a média continua próxima de zero, indicando ausência de viés no <i>framework</i> .	135

8.4	Distribuições de dois erros sistemáticos de menor significância retornados pelo melhor ajuste da amostra simulada sem adição de termos de penalidade no ajuste. O picos são os limites impostos pelo ajuste do <i>framework</i> ($\pm 2.5\sigma$).	136
8.5	Melhores ajustes dos parâmetros de oscilação de neutrinos obtidos pelo ajuste do modelo de três sabores, considerando dados de neutrinos do feixe e atmosféricos, incluindo termos de penalidade no ajuste. Eles são sobrepostos com o contorno esperado de 90% de nível de confiança. 93,3% dos pontos de melhor ajuste se encontram no interior do contorno. O excesso de 3,3% deve-se ao limite físico $\sin^2 2\theta_{eff} \leq 1$ imposto no ajuste.	136
8.6	Distribuições dos parâmetros de oscilação obtidos pelo ajuste do modelo de três sabores. Compara a distribuição com os valores usados como <i>input</i> no ajuste no qual impomos o limite físico $\sin^2 2\theta \leq 1$	137
9.1	Quantidade de dados do feixe em POT acumulada ao longo do tempo do experimento MINOS. Distingue-se as diferentes configurações do feixe usadas no período da tomada de dados.	141
9.2	Quantidade de dados do feixe em POT acumulada ao longo do tempo do experimento MINOS+. Distingue-se as diferentes particularidades do feixe usadas no período da tomada de dados. Os dados usados na presente análise são aqueles tomados até o final de abril de 2014.	141
9.3	Espectro de energia das amostras de eventos fiduciais de neutrinos proveniente do feixe ν_μ de ambos MINOS e MINOS+. Os pontos representam os dados reais medidos no FD, a curva cinza é o esperado para o caso de não haver oscilação, a curva vermelha é o melhor ajuste obtido pela análise com o modelo de três sabores, e o histograma sombreado mostra o principal ruído de fundo que são as interações NC.	144

9.4	Razão entre os dados medidos no FD e o caso esperado de não haver oscilação, em função da energia dos neutrinos para dados do MINOS e MINOS+ tomados com o feixe na configuração ν_μ	145
9.5	Espectro de energia da amostra de eventos fiduciais de neutrinos proveniente do feixe ν_μ do MINOS (acima) e MINOS+ (abaixo). Os pontos representam os dados reais medidos no FD, a curva cinza é o esperado para o caso de não haver oscilação, a curva vermelha é o melhor ajuste obtido pela análise com o modelo de três sabores, e o histograma sombreados mostra o principal ruídos de fundo que são as interações NC.	146
9.6	Espectros de energia das diversas amostras de neutrinos e antineutrinos usadas na análise de dados combinado dos experimentos MINOS e MINOS+. Os pontos representam os dados reais medidos no FD, a curva cinza é o esperado para o caso de não haver oscilação, a curva vermelha é o melhor ajuste obtido pela análise de três sabores, e os histogramas sombreados mostram os principais ruídos de fundo.	147
9.7	Contorno de 90% (curva preta) e 68% (curva cinza) de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para os dados reais do MINOS e MINOS+ combinados, usando o modelo de três sabores, para hierarquia de massa normal (topo) e invertida (abaixo). O melhor ajuste global, representado pela estrela, é para hierarquia invertida e octante inferior.	149
9.8	Contorno de 90% (curva preta) e 68% (curva cinza) de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para apenas dados atmosféricos reais do MINOS e MINOS+ combinados, usando o modelo de três sabores, para hierarquia de massa normal (topo) e invertida (abaixo). O melhor ajuste global, representado pela estrela, favorece oscilação máxima e hierarquia normal.	151

9.9	Perfil da verossimilhança negativa resultante do ajuste dos dados combinados do MINOS e MINOS+, em função do ângulo de mistura. O melhor ajuste ocorre para hierarquia invertida e octante inferior.	152
9.10	Perfil da verossimilhança negativa resultante do ajuste dos dados combinados do MINOS e MINOS+, em função do parâmetro de massa. O melhor ajuste ocorre para hierarquia invertida.	152
9.11	Contorno de 90% de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para os dados reais combinados (curva preta) e para dados de simulação de Monte Carlo (curva vermelha), usando o modelo de três sabores para dados combinados do MINOS e MINOS+. O gráfico mostra que os dados de simulação representam bem os dados reais.	153
9.12	Contorno de 90% (curva contínua) e 68% (curva tracejada) de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para os dados combinados dos experimentos MINOS e MINOS+ (curvas azuis) são comparados com os aqueles dos experimentos T2K (curvas vermelhas) e Super-K (curvas verdes). MINOS e MINOS+ possuem limites mais restritos para o parâmetro de massa, e é portanto a medida mais precisa usando-se dados de desaparecimento de ν_μ	154
A.1	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuveiros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 1.	158
A.2	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuveiros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 2.	159

A.3	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 3.	160
A.4	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 4.	161
A.5	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 5.	162
A.6	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 6.	163
A.7	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 7.	164
A.8	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 8.	165

A.9	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuveiros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 9.	166
A.10	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuveiros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 10.	167
A.11	Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuveiros, trajetórias dos múons e <i>slices</i> entre a reconstrução realizada com o novo <i>slicing</i> com valores <i>default</i> para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 11.	168
A.12	“ <i>Display</i> ” de um <i>slice</i> contendo dois eventos obtido com o antigo <i>slicing</i> , o qual não é capaz de separar eventos ocorrendo ao mesmo tempo no ND.	169
A.13	“ <i>Display</i> ” do primeiro evento do <i>slice</i> da Figura A.12, o qual é separado do outro evento com o uso do novo <i>slicing</i> desenvolvido para o MINOS+.	170
A.14	“ <i>Display</i> ” do segundo evento do <i>slice</i> da Figura A.12, o qual é separado do outro evento com o uso do novo <i>slicing</i> desenvolvido para o MINOS+.	171
B.1	Contorno de 90% e 68% de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para os dados de Monte Carlo representativos das amostras do MINOS e MINOS+ usadas na análise desta tese, combinados com dados de Monte Carlo do MINOS+ referentes a 3 anos de operações do feixe de neutrinos, usando o modelo de três sabores, para hierarquia de massa normal (topo) e invertida (abaixo). O melhor ajuste global, representado pela estrela, é para hierarquia invertida e octante inferior.	173

Lista de Tabelas

2.1	Sumário da história dos neutrinos.	5
2.2	Medidas atuais mais precisas dos parâmetros de oscilação dos neutrinos.	32
3.1	Possíveis decaimentos dos mésons no feixe NuMI [88].	40
5.1	Comparação da completeza e pureza entre o novo e o antigo <i>slicing</i>	88
5.2	Valores otimizados dos parâmetros do <i>slicing</i>	89
7.1	Erros sistemáticos de dados de neutrinos atmosféricos e seus valores de incerteza.	122
8.1	Valores médios retornados pelo ajuste de três sabores feito em 1000 experimentos simulados para dados combinados do experimento MINOS e MINOS+.	133
9.1	<i>Runs</i> do experimentos MINOS e quantidade de POT acumulada no FD.	142
9.2	Quantidade de eventos em cada amostra de dados do FD no experimento MINOS. A quantidade de eventos com oscilação de 3 sabores na matéria é o melhor ajuste dos dados.	143
9.3	Quantidade de eventos em cada amostra de dados do FD no experimento MINOS+. A quantidade de eventos com oscilação de 3 sabores na matéria é o melhor ajuste dos dados.	143
9.4	Melhor ajuste dos parâmetros de oscilação de neutrinos para dados combinados do experimento MINOS e MINOS+, favorecendo a hierarquia invertida. Note que o ajuste inclui o limite externo de $\sin^2 \theta_{13} = 0,0242 \pm 0,0025$, baseado nos resultados de experimentos de reatores.	148

A.1 Valores inicialmente definidos como *default* para os parâmetros do *slicing*. . . . 157

Capítulo 1

Introdução

Em uma visão geral, neutrinos são partículas elementares descritas pelo Modelo Padrão da Física de Partículas. No Modelo Padrão tem-se as partículas que compõem a matéria, chamadas de férmions; as partículas que carregam as forças fundamentais da natureza, chamadas de bósons de gauge; e o bóson de Higgs, o qual atribui massa às outras partículas.

Os neutrinos são importantes nesse escopo porque são as partículas de matéria mais abundantes do universo, apesar de serem uma das partículas menos compreendidas pelo conhecimento humano. Os neutrinos possuem um papel essencial, não completamente elucidado, na formação do universo e podem ser a chave para responder questões fundamentais da ciência atual. Eles são partículas estudadas em vários campos, tais como Física de Partículas, Astrofísica e Astronomia.

No Modelo Padrão da Física de Partículas, os neutrinos deveriam ser partículas sem massa. Entretanto, observações de oscilações de neutrinos indicam que eles possuem massa, mesmo que bastante pequena. A oscilação de neutrinos foi a primeira comprovação experimental de física além do Modelo Padrão [1]. É bastante provável que a massa dos neutrinos esteja relacionada à existência de uma nova escala de massa ainda inexplorada.

Além disso, o estudo dos neutrinos possibilitou a descoberta de três diferentes tipos de neutrinos, e evidenciou que eles oscilam entre si. A medida precisa da taxa de oscilação dos neutrinos, também chamada de padrão de mistura, é imprescindível para a compreensão plena

desta misteriosa partícula.

Algumas das perguntas relacionadas aos neutrinos que a ciência tenta responder são:

1. Quais são as massas dos neutrinos?
2. Qual é o padrão de mistura entre os diferentes tipos de neutrinos?
3. Neutrinos e antineutrinos são a mesma partícula?
4. Neutrinos violam a simetria carga-paridade-tempo (CPT)?
5. Neutrinos e antineutrinos podem oscilar entre si?
6. Existem neutrinos estéril?
7. Neutrinos possuem propriedades exóticas?
8. O que os neutrinos tem a nos ensinar com respeito às intrigantes novas propostas de modelos fundamentais da física?
9. Qual é o papel dos neutrinos na formação do universo?
10. Neutrinos são a chave para entender a assimetria entre matéria e antimatéria no universo?

Esta tese de doutorado tem como motivação responder a questão número 2, a partir da medida de oscilação de neutrinos em experimentos instituídos para tal estudo, MINOS (*Main Injector Neutrino Oscillation Search*) e MINOS+. O objetivo central é a análise de dados de neutrinos muônicos dos experimentos MINOS e MINOS+, visando a observação do desaparecimento destes neutrinos e a obtenção de uma medida mais precisa dos parâmetros de oscilação atmosféricos. Como esta medida não é exata, objetiva-se estimar os menores limites possíveis para os parâmetros de oscilação. Para isso, foram usados dados de neutrinos provenientes de um feixe de acelerador e dados de neutrinos atmosféricos, de forma a aumentar a estatística e aprimorar a medida.

A autora desta tese desenvolveu e implementou o *slicing* descrito no Capítulo 5, o qual é grande parte da nova *framework* criada para o experimento MINOS+ e é atualmente usado na reconstrução de eventos de Monte Carlo e de dados reais. Dos passos apresentados no procedimento da análise combinada, a extrapolação e criação de *templates* são trabalhos de outros e já existiam na *framework* do MINOS. A parte do ajuste com uso do Minuit possui contribuição da autora e de Luke Corwin, e foi implementada na *framework* pelo Andy Blake. Uma análise de dados do MINOS preliminar a esta tese foi realizada pela autora, Luke Corwin e Andy Blake, a qual foi publicada em [136]. A introdução do modelo de três sabores no MINOS foi feita pelo Andy Blake, mas aprimoramentos e adequações para dados do MINOS+ foram efetuados pela autora desta tese e Joseph O'Connor. A análise apresentada no capítulo 9 e também os estudos de erros sistemáticos (Capítulo 7) e validação da análise de dados (Capítulo 8) foram inteiramente realizados pela autora.

Capítulo 2

Teoria de Neutrinos

2.1 Uma breve história dos neutrinos

Neutrinos foram primeiramente propostos em 1930 por Pauli como uma nova partícula capaz de explicar a energia perdida em decaimentos beta [2–4]. Foi em 1933 que Fermi formulou um modelo quantitativo para tal decaimento e nomeou a nova partícula de “neutrino”, pois ela deveria ser neutra e muito pouco interagente com a matéria [5, 6]. Em 1956, Reines e Cowan detectaram o neutrino (ver seção 2.5.2) pela primeira vez usando reatores nucleares [2]. No mesmo ano, Pontecorvo [5] desenvolveu a idéia inicial de oscilação de neutrinos ($\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$). Entretanto foi apenas em 1962, que um segundo tipo (sabor) de neutrino foi descoberto por Lederman, Schwartz e Steinberg no Laboratório Nacional de Brookhaven [5]. Com essa descoberta propôs-se e um terceiro tipo de neutrino, o qual foi somente detectado anos depois, em 2000 pelo experimento DONUT no Fermilab [8]. Maki, Nakagawa e Sakata introduziram esse terceiro sabor e formularam a teoria do modelo de oscilação atual [4], na qual a oscilação ocorre entre os sabores de neutrinos, no lugar da oscilação originalmente proposta por Pontecorvo que era entre neutrinos e antineutrinos.

Evidências experimentais significantes da oscilação de neutrinos foram alcançadas em 2001 pelos experimentos SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*) e KamLAND (*Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector*) [8, 9]. Além disso, o déficit de neutrinos atmosféricos devido à oscilação foi observado e confirmado pelos experimentos Super-Kamiokande [10], MACRO [11]

e Soudan-2 [12]. Desde então, a medida precisa dos parâmetros de oscilação dos neutrinos tem sido um dos propósitos principais da ciência que envolve a física de neutrinos. A tabela 2.1 apresenta um sumário da história dos neutrinos.

Tabela 2.1: Sumário da história dos neutrinos.

Quando	Quem	O que
1902	Marie & Pierre Curie	radioatividade = elétrons em movimento
1914	Chadwick	conservação de momento violada em decaimentos beta (radioatividade)
1920	Ellis & Wooster	hipóteses para explicar energia perdida em decaimentos beta são derrubadas
1930	Pauli	proposta nova partícula como explicação
1933	Fermi	desenvolvimento da teoria para a interação da nova partícula e seu nome: neutrino
1934	Bethe & Peierls	cálculo da probabilidade de interação dos neutrinos
1956	Reines & Cowan	primeira evidência experimental de neutrinos
1956	Pontecorvo	oscilação entre neutrinos e antineutrinos é proposta
1962	Lederman & Schwartz & Steinberg	descoberta da existência de 2 tipos de neutrinos: muônico e eletrônico
1962	Maki & Nakagawa & Sakata	formulação da oscilação de neutrinos e introdução de 3 tipos de neutrinos
1968	Ray Davis	primeira observação de neutrinos solares; início do problema dos neutrinos solares
1975	Perl	descoberta da partícula tau
2000	Experimento DONUT	primeira detecção do neutrino tauônico
2001	Experimentos SNO & KAMLAND	solução do problema dos neutrinos solares: oscilação de neutrinos

2.2 Neutrinos e o Modelo Padrão

O Modelo Padrão (MP) é uma teoria que descreve todas as partículas existentes na natureza e suas interações entre si. De acordo com o MP existem dois tipos de partículas

fundamentais: bósons e férmions. Os férmions são os constituintes da matéria e os bósons são as partículas que transmitem força. As três forças pelas quais essas partículas interagem são a força forte, a força fraca e a força eletromagnética. A força da gravidade, também uma força fundamental da natureza, não está incluída no MP e sua inclusão seria um marco histórico na física, dando origem à teoria de tudo, *Grand Unified Theory* (GUT).

Os férmions possuem número quântico de spin múltiplo de $1/2$ e podem ser subdivididos em quarks e léptons. Há três gerações de quarks: *up* (u) e *down* (d), *strange* (s) e *charm* (c), *top* (t) e *bottom/beauty* (b). Eles nunca são observados individualmente devido à formação de par quark-antiquark ou ao rápido decaimento do quark *top*. Os quarks são geralmente observados em grupos de dois (mésons) ou três (bárions), chamados de hádrons, como por exemplo os prótons (uud) e os nêutrons (udd). Os léptons também possuem três gerações, nas quais se tem os léptons carregados: elétron, múon e tau; e os neutros: neutrino eletrônico, muônico e tauônico.

Já os bósons possuem número de spin inteiro ou nulo e agem como portadores da força entre as partículas, sendo que cada força pode ter um ou mais bósons carregadores e seu limite de alcance é inversamente proporcional à massa do bóson relacionado à ela. A força fraca é carregada por três bósons massivos: W^- , W^+ e Z^0 . Os bósons W^\pm possuem carga e sua massa é de 80,45 GeV, enquanto que Z^0 possui massa de 91,2 GeV e é neutro [13]. Essas massas são relativamente grandes e faz com que a força fraca seja de curto alcance. Este é o verdadeiro motivo pelo qual esta força é chamada de fraca. A Figura 2.1 mostra a organização das partículas do MP, lembrando que para cada uma das partículas de matéria e bósons existe uma antipartícula correspondente.

Neutrinos são léptons que possuem uma massa pequena e quase não interagem com a matéria. Eles não possuem carga e, portanto, não experimentam força eletromagnética. Eles interagem apenas pela força fraca ao se acoplarem com os bósons Z e W, e pela força gravitacional, a mais fraca de todas as forças fundamentais.

Existem três tipos de neutrinos conhecidos atualmente: neutrino eletrônico, muônico e

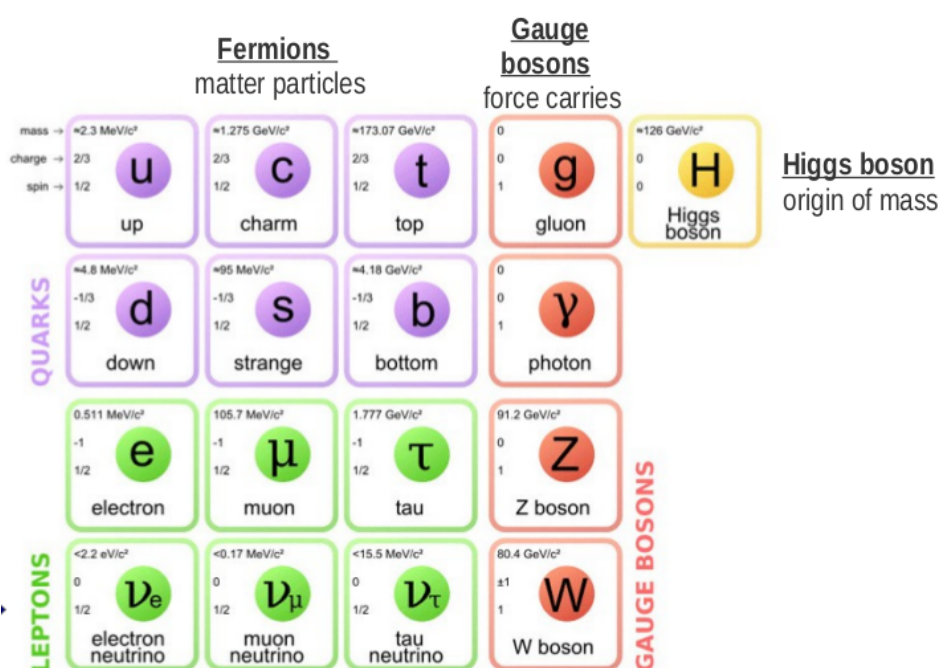


Figura 2.1: Estrutura do Modelo Padrão da Física de Partículas, indicando as partículas que compõem matéria (férmions), das quais os neutrinos fazem parte; as partículas carregadoras das forças fundamentais da natureza (bósons de gauge); e o bóson de Higgs, partícula originadora da massa [14].

tauônico. Essa denominação é definida por meio do decaimento dos bósons W (ver Figura 2.2), na qual os nomes estão correlacionados à partícula irmã que também é produzida no decaimento. Estes são os “sabores” dos neutrinos. Como será detalhado nas seções seguintes, os neutrinos são capazes de oscilarem entre seus sabores, fenômeno conhecido como oscilação de neutrinos. Pode-se ainda considerar a existência de sabores adicionais (neutrino estéril) como explicação para anomalias experimentais observadas, como as anomalias dos experimentos LSND (*Liquid Scintillator Neutrino Detector*) [15] e MiniBooNE (*Mini Booster Neutrino Experiment*) [16]. Entretanto, esses novos sabores não se acoplariam aos bósons W ou Z.

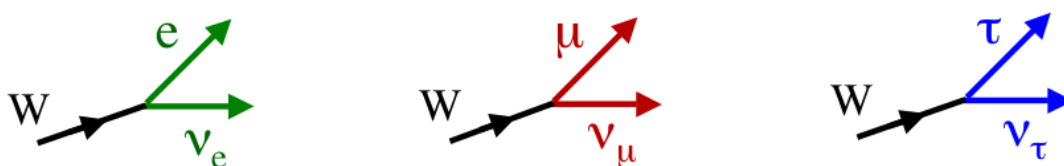


Figura 2.2: Os três sabores dos neutrinos como definidos pelo decaimento do bóson W, onde seus nomes estão correlacionados às partículas irmãs. Da esquerda para a direita: neutrino eletrônico, neutrino muônico e neutrino tauônico [17].

A partir da oscilação de neutrinos é possível se investigar se as simetrias CP (carga-paridade) ou CPT (simetria de conjugação de carga, paridade e reversão temporal) são violadas no setor leptônico. A observação da violação da simetria CPT acarretaria uma revolução na física de partículas, pois o modelo da teoria quântica de campos presume que os processos físicos devem ser invariantes sob a transformação CPT [18]. Entretanto, a violação da simetria CP já foi observada, tendo sido detectada pela primeira vez em processos envolvendo káons neutros [19]. A conservação de uma simetria significa que um sistema é invariante após sua aplicação, caso contrário tem-se a violação da simetria. O significado de cada uma dessas simetrias é:

- Conjugação de carga (C): reversão da carga elétrica e números quânticos. Por exemplo, partículas negativas se tornam positivas.
- Paridade (P): reversão das coordenadas espaciais. Por exemplo, partículas se propagando na direção x após aplicação de P se propagam na direção $-x$.
- Reversão no tempo (T): partículas se propagando no tempo t após aplicação de T se propagam a $-t$.

2.3 Interações de neutrinos

2.3.1 Interações fracas de corrente carregada

Os primeiros experimentos a confirmarem a oscilação de neutrinos os observaram por meio de interações fracas de corrente carregada (CC - *charged current*). Nestas interações, um neutrino permuta um bóson W^+ com um alvo. O bóson W^+ possui carga $q=+1$ e o neutrino $q=0$, sendo assim, a interação deve conter um lépton de carga $q=-1$ para que sejam conservados tanto a carga quanto o número leptônico (ver Figura 2.3). Ao se identificar o lépton carregado produzido pode-se determinar o sabor do neutrino que interagiu no princípio.

Portanto, interações CC são essenciais no estudo de oscilação de neutrinos onde é preciso se ter conhecimento dos sabores dos neutrinos interagentes.

O bóson W^+ transfere parte de seu momento e carga para o alvo. Quando a transferência de momento é pequena, a interação é quasi-elástica (QE) e um nêutron no núcleo do alvo é convertido a um próton com pouco momento de recuo. Por outro lado, quando há maior quantidade de momento sendo transferida, um nucleon (próton ou nêutron) do alvo é convertido em uma ressonância Δ (estado excitado), a qual decai em um nucleon e um pión (π). O π pode induzir um chuvaço hadrônico (cascata de hádrons induzidos por interações fortes com núcleos). Para energias transferidas ainda maiores, o bóson W^+ interage diretamente com um quark de cor d dentro do núcleo do alvo provocando a fragmentação do núcleo em várias partículas constituintes do estado final, em uma interação de espalhamento profundamente inelástico (EPI ou DIS - *deep inelastic scattering*) [5, 20]. As proporções que cada espalhamento ocorre é de 5% para interação QE, 13% para produção de ressonância e 82% para EPI [21]. A Figura 2.4 mostra os três tipos de espalhamento.

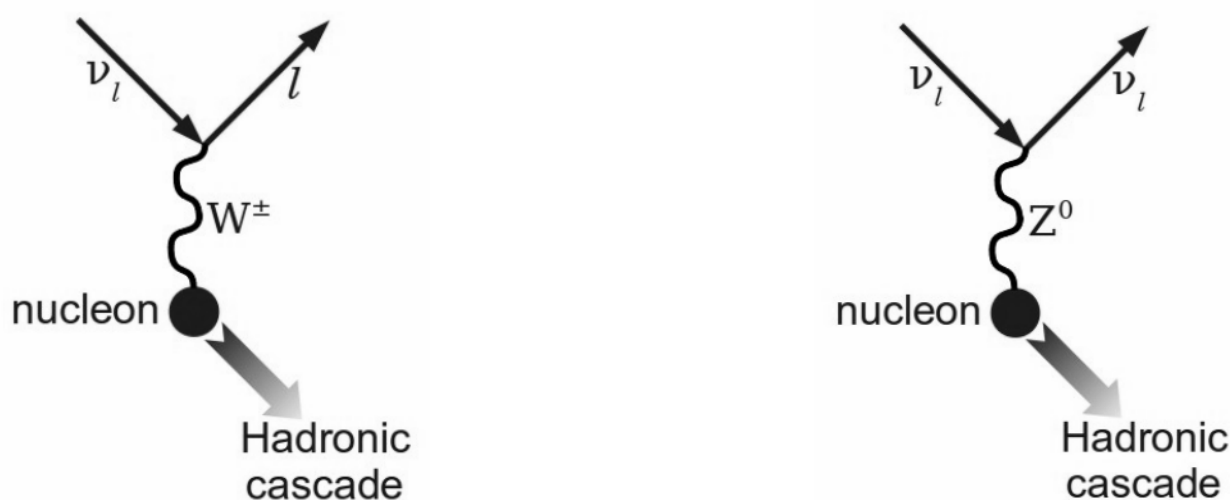


Figura 2.3: Interações fracas de corrente carregada (esquerda) e corrente neutra (direita) experimentadas pelos neutrinos, onde l representa o sabor do neutrino. Adaptado de [17].

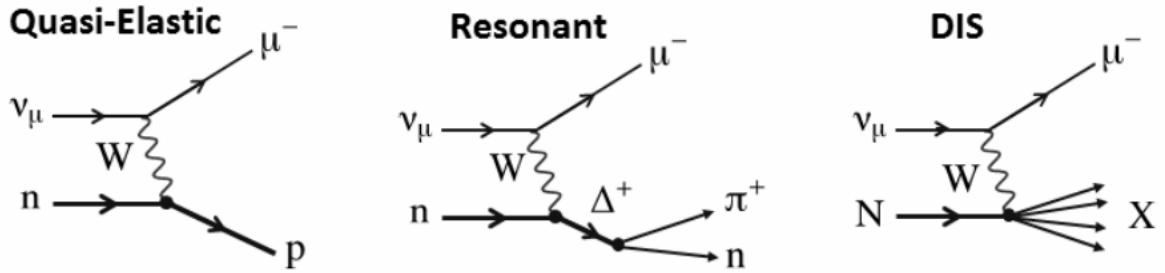


Figura 2.4: Diagramas representativos dos três tipos de espalhamento em interação de corrente carregada: espalhamento quasi-elástico, produção de ressonância e espalhamento profundamente inelástico, respectivamente. Adaptado de [22].

2.3.2 Interações fracas de corrente neutra

Neutrinos também são capazes de trocar um bóson Z^0 com a matéria em seu caminho, criando uma interação similar à de corrente carregada, porém sem o lépton carregado (Figura 2.3). Neste caso, o bóson Z^0 possui carga nula como o neutrino, portanto o terceiro participante da interação deve ser neutro e é na verdade outro neutrino. Essas interações são chamadas de corrente neutra (NC - *neutral current*) e foram primeiramente identificadas pelo experimento Gargamelle (detecção por câmara de bolhas) no CERN em 1973 [23]. Neste caso, apenas o chuveiro hadrônico é identificável. Como todos os sabores de neutrinos geram esse mesmo produto, não é possível fazer a distinção entre os sabores através de interações NC.

2.4 Oscilação de neutrinos

Desde sua primeira detecção, medidas experimentais de neutrinos mostraram um déficit com relação ao fluxo que era esperado. Diversas hipóteses foram apresentadas para explicar tal fato. Após várias medidas, a hipótese mais bem sucedida que explica o desaparecimento de neutrinos é o mecanismo proposto por Pontecorvo [24] e Maki, Nakagawa e Sakata [25] chamado de oscilação de neutrinos. De forma qualitativa, a oscilação de neutrinos é um fenômeno pelo qual pode-se detectar um neutrino produzido em um específico sabor interagindo como um neutrino de outro sabor, devido à oscilação entre os sabores dos neutrinos.

Quantitativamente, a oscilação deve-se na verdade à mistura entre os auto-estados de

massa e sabor dos neutrinos. Neste modelo, o neutrino é um pacote de onda quântico com uma massa bem definida. Estes são os auto-estados de massa do neutrino: $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$ e $|\nu_3\rangle$. Os estados que se acoplam aos bósons W e Z são os auto-estados de sabor: $|\nu_\mu\rangle$, $|\nu_e\rangle$ e $|\nu_\tau\rangle$. Dessa forma, o neutrino propaga sob seus auto-estados de massa e interage sob seus auto-estados de sabor. Portanto um neutrino é na verdade uma sobreposição de auto-estados de sabor e massa [26]. A derivação a seguir segue a formulação matemática encontrado em [26].

Os auto-estados de sabor α e massa i estão interligados por uma matriz de rotação unitária U :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (2.1)$$

Esta matriz é considerada unitária para que as somatórias das linhas ou colunas seja igual a 1, ou seja, a somatória de todas as probabilidades possíveis é de 100%.

Ao longo da trajetória de um neutrino, sua função de onda se propaga no espaço e tempo:

$$|\nu_\alpha(x,t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(x,t)\rangle, \quad (2.2)$$

de acordo com a equação de Schrödinger:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\nu_i(x,t)\rangle = \mathcal{H} |\nu_i(x,t)\rangle, \quad (2.3)$$

onde \mathcal{H} é o Hamiltoniano no vácuo de auto-estado $|\nu_i\rangle$ e auto-valor E_i .

Levando o auto-estado de massa da posição x_0 para a posição x , tem-se:

$$|\nu_i(x,t)\rangle = e^{ip_i(x-x_0)} |\nu_i(t)\rangle, \quad (2.4)$$

e aplicando o operador de evolução no tempo:

$$\begin{aligned} |\nu_i(x,t)\rangle &= e^{ip_i(x-x_0)} e^{-i\mathcal{H}(t-t_0)} |\nu_i\rangle \\ &= e^{ip_i(x-x_0)} e^{-iE_i(t-t_0)} |\nu_i\rangle, \end{aligned} \quad (2.5)$$

onde foram usadas unidades naturais ($\hbar = c = 1$).

Experimentos tem mostrado que a escala de massa dos neutrinos é bem pequena, fazendo deles partículas altamente relativísticas. Pode-se então aplicar a aproximação $(x - x_0) = c(t - t_0) = L$, onde L é a distância total percorrida pelos neutrinos entre sua produção e detecção.

Como a massa dos neutrinos é pequena, podemos também fazer a aproximação $m_i \ll p_i$ e usando a relação relativística entre energia e momento, em unidades naturais, tem-se:

$$\begin{aligned}
 E_i^2 &= p_i^2 c^2 + m_i^2 c^4, \\
 E_i^2 &= p_i^2 + m_i^2, \\
 E_i &= \sqrt{p_i^2 + m_i^2}, \\
 E_i &\approx p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \\
 &\approx p_i + \frac{m_i^2}{2E},
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

onde E é a energia do neutrino logo após sua produção, a qual é comum a todos os auto-estados de massa iniciais. Substituindo em 2.5:

$$\begin{aligned}
 |\nu_i(x, t)\rangle &= e^{iL(p_i - (p_i + \frac{m_i^2}{2E}))} |\nu_i\rangle \\
 &= e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} |\nu_i\rangle.
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Partindo-se de um neutrino α , a probabilidade de se detectar tal neutrino interagindo como um sabor β é:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x, t) \rangle|^2 \\
 &= \left| \left(\sum_j \langle \nu_j | U_{\beta j} \right) \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(x, t)\rangle \right|^2 \\
 &= \left| \sum_j \sum_i U_{\beta j} U_{\alpha i}^* \langle \nu_j | \nu_i(x, t) \rangle \right|^2.
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Aplicando a equação 2.7, a probabilidade de transição completa é então:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_i \sum_j U_{\beta j} e^{i\frac{m_j^2 L}{2E}} U_{\alpha i}^* e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} \langle \nu_i | \nu_j \rangle \right|^2, \tag{2.9}$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j}^n \Re [U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin^2 \left(\frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{4E} \right) \\
& + 2 \sum_{i < j}^n \Im [U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin \left(\frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{2E} \right),
\end{aligned} \tag{2.10}$$

onde foram usadas a fórmula de Euler: $e^{ix} = \cos x + i \sin x$, e a relação trigonométrica: $\sin^2 x = (1 - \cos 2x)/2$. A matriz U é a matriz PMNS, nomeada em homenagem a Pontecorvo, Maki, Nakagawa e Sakata. No caso de três sabores de neutrinos:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \tag{2.11}$$

Como a matriz U é unitária, os valores dos elementos da matriz, U_{ij} , são determinados por meio da parametrização [27] com quatro parâmetros independentes, sendo três ângulos de mistura e uma fase:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{2.12}$$

onde $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ e $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$. Outras fases de Majorana que não foram levadas em conta podem também existir, mas não possuem efeito na oscilação de neutrinos. A fase $\delta_{CP} [0, 2\pi]$ é conhecida como fase de Dirac e representa o quanto a simetria carga-paridade (CP) é violada pelos neutrinos. No caso onde a simetria CP é conservada, tem-se $\delta_{CP} = 0$ e U é real além de unitária ($U^* = U$). Podemos escrever a matriz PMNS completamente como:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Pela equação 2.10 nota-se que a oscilação de neutrinos depende dos parâmetros provenientes da matriz U : ângulos de mistura θ_{12} , θ_{13} e θ_{23} , e fase δ_{CP} ; além dos chamados parâmetros de massa $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$: Δm_{21}^2 , Δm_{31}^2 e Δm_{32}^2 . Estes estão correlacionados entre si de forma que $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{32}^2$. Sendo assim, há um total de seis parâmetros livres que descrevem a oscilação de três sabores de neutrinos no vácuo.

O termo imaginário em 2.10 contém contribuição da fase de violação CP, a qual é proporcional a $\sin \delta$ e muda de sinal para antineutrinos. Ele se cancela quando a probabilidade é expressa em termos de desaparecimento de um específico sabor de neutrino, porque nesse caso $\alpha = \beta$ e os termos envolvendo $e^{i\delta}$ são conjugados de forma que $e^{i\delta} \times e^{-i\delta} = 1$. Tal termo não é nulo quando a probabilidade é representada em função do aparecimento de certo neutrino, pois nessa situação tem-se $\alpha \neq \beta$.

A oscilação de neutrinos se manifesta como um déficit no fluxo esperado (caso onde não há oscilação) e é geralmente expressa em termos da probabilidade de sobrevivência dos neutrinos presentes nesse fluxo. Os ângulos de mistura evidenciam o quão diferente os auto-estados de massa são dos auto-estados de sabor, de forma que se $\theta_{ij} = \pi/4$ a oscilação é dita ser máxima ($\sin^2 2\theta = 1$), significando que todos os neutrinos ν_α oscilaram para ν_β . Já os parâmetros de massa mensuram a diferença no quadrado das massas individuais dos auto-estados de massa. Pelo menos um desses parâmetros deve ser não nulo para que a oscilação de neutrinos exista. De fato, caso as massas dos auto-estados fossem iguais, suas funções de onda se propagariam com a mesma velocidade, e portanto eles sempre estariam em fase entre si e a superposição de estados medida seria sempre a mesma.

A probabilidade de sobrevivência de três sabores relevante para o experimento MINOS

/ MINOS+ é $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4 \sum_{i < j}^3 \Re [|U_{\mu i}|^2 |U_{\mu j}|^2] \sin^2 \left(\frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{4E} \right) + 2 \sum_{i < j}^3 \Im [|U_{\mu i}|^2 |U_{\mu j}|^2] \sin^0 \left(\frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{2E} \right), \quad (2.14)$$

onde o termo imaginário se cancela como discutido anteriormente. Denotando os parâmetros de massa como $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$, a probabilidade de sobrevivência torna-se:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4 \sum_{i < j}^3 |U_{\mu i}|^2 |U_{\mu j}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right). \quad (2.15)$$

É usual classificar os parâmetros de massa e, conseqüentemente, também os ângulos de mistura em três tipos: solares, atmosféricos ou de reatores. Os parâmetros de oscilação solares referem-se à diferença de massa entre os auto-estados ν_2 e ν_1 e são indicados pelo termo $_{12}$ ou $_{21}$ acompanhante de tais parâmetros. Já os atmosféricos estão relacionados à diferença de massa entre os auto-estados ν_3 e ν_2 e são indicados pelo termo $_{23}$ ou $_{32}$. Os parâmetros de reatores são aqueles denotados por $_{13}$ ou $_{31}$, pertinente à diferença de massa entre os auto-estados ν_3 e ν_1 . Tais denominações refletem o fato de que experimentos que detectam neutrinos solares são predominantemente sensíveis aos parâmetros θ_{12} e Δm_{21}^2 , experimentos que detectam neutrinos atmosféricos são predominantemente sensíveis aos parâmetros θ_{23} e Δm_{32}^2 , enquanto que experimentos de reatores nucleares medem principalmente θ_{13} e Δm_{31}^2 .

Conforme o sinal dos parâmetros de massa (dependente de qual auto-estado de massa é o mais pesado), pode-se ter dois possíveis espectros de massa para os neutrinos, como mostra a Figura 2.5. Já se sabe, por medidas experimentais, que ν_2 é mais pesado que ν_1 ($\Delta m_{21}^2 > 0$), porém a hierarquia de massa relativa entre ν_2 e ν_3 ainda não é conhecida. No caso em que $m_{\nu_3} > m_{\nu_2}$, tem-se a hierarquia “normal”, caso contrário chama-se de hierarquia “invertida”. No caso da hierarquia normal, $\Delta m_{32}^2 > 0$ e $|\Delta m_{31}^2| > |\Delta m_{32}^2|$, já na hierarquia invertida, $\Delta m_{32}^2 < 0$ e $|\Delta m_{31}^2| < |\Delta m_{32}^2|$. Dessa forma, a relação entre os parâmetros de massa é:

- Hierarquia normal: $|\Delta m_{31}^2| = |\Delta m_{32}^2| + |\Delta m_{21}^2|$.
- Hierarquia invertida: $|\Delta m_{31}^2| = |\Delta m_{32}^2| - |\Delta m_{21}^2|$.

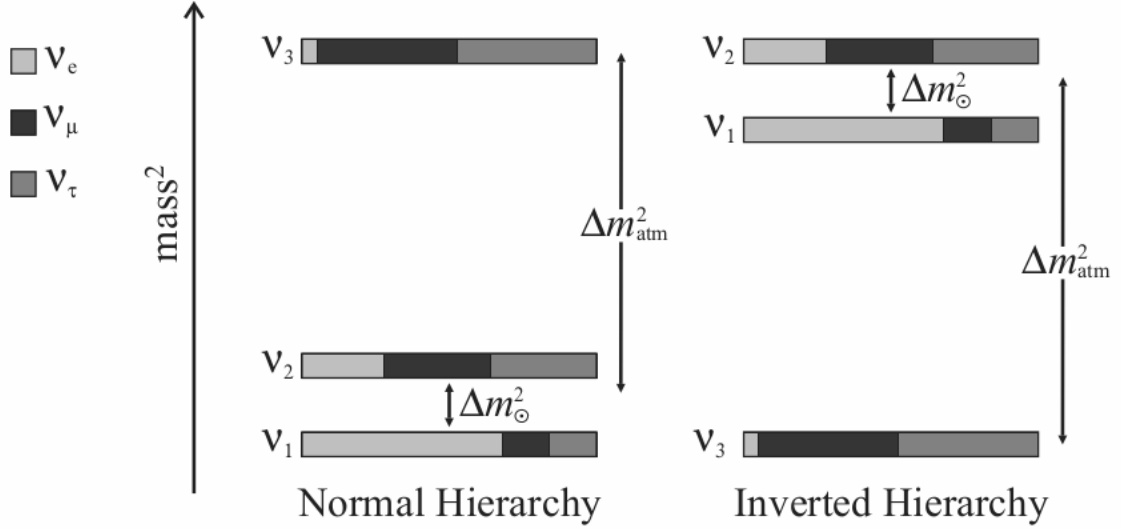


Figura 2.5: Possíveis espectros de massa dos neutrinos e as componentes do auto-estado de sabor em cada auto-estado de massa. À esquerda tem-se a configuração de hierarquia “normal”, onde $m_{\nu_3} > m_{\nu_2}$ e à direita tem-se a hierarquia “invertida”, onde $m_{\nu_3} < m_{\nu_2}$. A massa aumenta de baixo para cima [28].

Através da oscilação de neutrinos é possível avaliar se eles violam as simetrias CP ou CPT. Da parametrização da matriz PMNS infere-se que uma medida da fase $\delta_{CP} = 0$ ou π indica a conservação da simetria CP, e para qualquer outro valor a simetria CP é violada. Fisicamente, a conservação de CP significa que a probabilidade de oscilação de neutrinos e antineutrinos é a mesma: $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = P(\bar{\nu}_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'})$, onde l é o sabor do neutrino. Em experimentos como o MINOS, tal simetria é investigada ao se medir e avaliar diferenças entre $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ e $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ [29].

Adicionando-se T à simetria CP, tem-se CPT e sua conservação exige que os parâmetros de oscilação de neutrinos e antineutrinos sejam diferentes [29]. No experimento MINOS/MINOS+ essa simetria pode ser pesquisada ao se medir os parâmetros $\sin^2 \theta_{23}$ e Δm_{32}^2 dos neutrinos e $\sin^2 \bar{\theta}_{23}$ e $\Delta \bar{m}_{32}^2$ dos antineutrinos. De fato, ao se observar $\sin^2 \theta_{23} \neq \sin^2 \bar{\theta}_{23}$ ou $\Delta m_{32}^2 \neq \Delta \bar{m}_{32}^2$, tem-se então a indicação da violação de simetria CPT.

2.4.1 Modelo de dois sabores

Em algumas situações apenas dois neutrinos participam significativamente. Nessas circunstâncias, o processo dominante no experimento MINOS/MINOS+ é $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e o modelo matemático de oscilação é chamado de modelo de dois sabores. Neste caso, para suprimir a oscilação incluindo ν_e , deve-se fazer a aproximação $\theta_{13} \simeq 0$. Portanto, a matriz PMNS se reduz a:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

No modelo de dois sabores considera-se: $|\Delta m_{21}^2| = |\Delta m_{solar}^2| \ll |\Delta m_{atm}^2| = |\Delta m_{32}^2| \approx |\Delta m_{31}^2|$. A partir da equação 2.15, a probabilidade de sobrevivência é então calculada:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{atm} \sin^2 \left(1,27 \Delta m_{atm}^2 (\text{eV}^2) \frac{L(\text{km})}{E(\text{GeV})} \right). \quad (2.17)$$

onde $L/4E$ se transforma em $1,27L/E$ devido à conversão de unidades.

A aproximação de dois sabores é conveniente do ponto de vista experimental porque explora duas constantes fundamentais ($\sin^2 2\theta$ e Δm^2) com dois parâmetros passíveis de serem controlados (L e E). A habilidade dos neutrinos muônicos de atravessarem grandes quantidades de matéria sem interagirem permite que experimentos de longa distância L sejam realizados para a medida dos parâmetros de oscilação atmosféricos dos neutrinos. Experimentos que produzem um feixe de neutrinos capaz de ser adaptado para diferentes energias permitem que uma grande faixa dos valores dos parâmetros de oscilação seja investigada. Discutir-se-á mais adiante experimentos que medem os parâmetros de oscilação solares usando fluxos de neutrinos vindos de reatores nucleares. Tais experimentos não possuem L fixo e, portanto, usam L/E como variável independente no lugar de E .

A Figura 2.6 mostra a probabilidade de sobrevivência de dois sabores de neutrinos muônicos em função da energia para $L = 735$ km (experimento MINOS/MINOS+). Cada curva

apresenta um diferente conjunto de parâmetros de oscilação e seu efeito pode ser observado. A profundidade (eixo y) do ponto mais baixo do espectro ocorre em $1 - \sin^2 2\theta$, e a sua localização em termos da energia (eixo x) em $1,27\Delta m^2 L/E = \pi/2$. Observa-se que para energias menores que 1 GeV, a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos está na chamada “oscilação rápida”. Devido ao limite físico da função seno, diz-se que $\sin^2 2\theta = 1$ é a oscilação “máxima”.

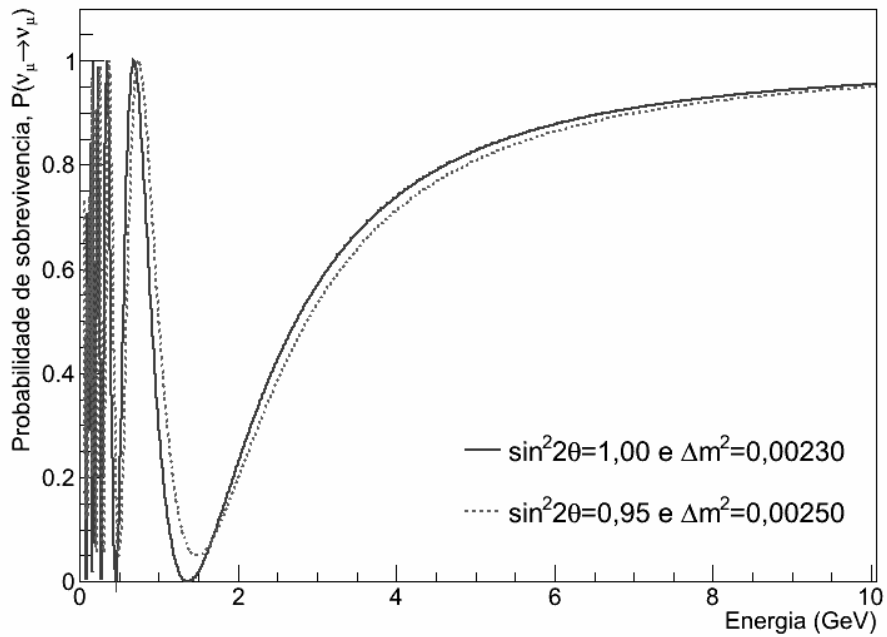


Figura 2.6: Exemplo da probabilidade de sobrevivência de neutrinos muônicos em função da energia para oscilação de dois sabores com $L = 735\text{km}$. A curva contínua possui parâmetros de oscilação $\Delta m^2 = 2,30 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 1,0$, enquanto que a curva tracejada possui $\Delta m^2 = 2,50 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,95$. A localização do ponto mínimo depende de $(1,27\Delta m^2 L/E = \pi/2, 1 - \sin^2 2\theta)$.

Historicamente, experimentos de longa distância, como o experimento MINOS/MINOS+, foram projetados para medir os parâmetros de oscilação atmosféricos baseados no modelo de dois sabores. Isso porque na época em que foram projetados não se tinha medidas de θ_{13} e acreditava-se que este era extremamente pequeno, com um valor bem próximo de zero. No entanto, em 2012, três experimentos de reatores nucleares, Daya Bay, RENO e Double-Chooz, mediram com alta precisão valores diferentes de zero para tal parâmetro [34–36]. Essas medidas motivaram todos os outros experimentos de oscilação de neutrinos a mudarem sua estratégia de análise de dados para o uso do modelo de três sabores, pois após essas medidas, o modelo de dois sabores não se apresenta mais como uma boa aproximação.

2.4.2 Modelo de três sabores

Enquanto o modelo de dois sabores é simplificado e dependente apenas de dois parâmetros de oscilação, o modelo de três sabores é mais complexo devido à sua dependência com relação a todos os seis parâmetros de oscilação. Vários autores tem formulado soluções para este modelo [30–33]. Será apresentado nesta seção o modelo de três sabores simples que é usado na análise de dados, não considerando ordens de perturbação que possuem ínfimo efeito na medida dos parâmetros de oscilação atmosféricos.

Voltando à equação 2.15, pode-se expressar a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos muônicos no vácuo da seguinte forma [37]:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = & 1 - 4|U_{\mu 3}|^2|U_{\mu 1}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \\
 & - 4|U_{\mu 3}|^2|U_{\mu 2}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E} \right) \\
 & - 4|U_{\mu 2}|^2|U_{\mu 1}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right).
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

Com o objetivo de representá-la de modo semelhante àquela do modelo de dois sabores em 2.17, ela pode ser escrita como [38]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{eff} \sin^2 \left(1,27 \Delta m_{eff}^2 \frac{L(\text{km})}{E(\text{GeV})} \right), \tag{2.19}$$

onde $\sin^2 2\theta_{eff}$ e Δm_{eff}^2 são os parâmetros efetivos, dependentes dos parâmetros de oscilação usuais [30, 38]:

$$\sin^2 2\theta_{eff} = 4 \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13} (1 - \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13}), \tag{2.20}$$

$$\Delta m_{eff}^2 = \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2 \sin^2 \theta_{12} + \Delta m_{21}^2 \cos \delta_{CP} \sin \theta_{13} \tan \theta_{23} \sin 2\theta_{12}. \tag{2.21}$$

A expressão de $\sin^2 2\theta_{eff}$ é obtida diretamente do cálculo da equação 2.18 [38]. Já Δm_{eff}^2 é proveniente da correção de Δm_{32}^2 até a ordem de $\mathcal{O}(\Delta m_{21}^2 / \Delta m_{32}^2)^2$ [30]. Isso se deve ao fato de que experimentos que medem o desaparecimento de ν_μ , medem na verdade Δm_{eff}^2 , e não Δm_{32}^2 .

puro.

Observa-se em 2.21 que há uma dependência com a fase de violação de simetria CP, δ_{CP} , de modo que esta é passível de ser medida mesmo sem o termo imaginário da equação 2.14. Entretanto ela está correlacionada ao valor de $\sin \theta_{13}$, o qual é pequeno, fazendo com que a sensibilidade quanto à δ_{CP} seja também bem pequena ao se realizar a medida da oscilação de neutrinos pelo canal de desaparecimento de ν_μ .

No caso em que θ_{13} é próximo de zero, $\cos^2 \theta_{13} = 1$ e $\sin^2 \theta_{13} = 0$, e portanto $\sin^2 2\theta_{eff} \simeq \sin^2 2\theta_{23}$ e $\Delta m_{eff}^2 \simeq \Delta m_{32}^2$ ($\Delta m_{21}^2 \sin^2 \theta_{12} \simeq 0$), reproduzindo o modelo de dois sabores. Todavia, no modelo de dois sabores não é possível investigar a hierarquia de massa dos neutrinos, pois a probabilidade somente é sensível a $|\Delta m_{atm}^2|$, pois $\sin^2(\theta) = \sin^2(-\theta)$, enquanto que isso se torna praticável no modelo de três sabores. Devido ao sinal de Δm_{32}^2 , positivo para hierarquia normal e negativo para a invertida, o parâmetro Δm_{eff}^2 possui valores próximos, mas diferentes para cada uma das hierarquias.

As probabilidades de sobrevivência dos modelos de dois e três sabores são simétricas em $\theta_{23} = 45^\circ$ e portanto invariantes sob a transformação $\theta_{23} \rightarrow \frac{\pi}{2} - \theta_{23}$ ($\sin^2 2\theta = \sin^2 2(\frac{\pi}{2} - \theta)$). Isso dá origem à degeneração dos octantes do ângulo de mistura, na qual existem dois valores de $\sin^2 \theta_{23}$ que são soluções de $\sin^2 2\theta_{eff}$ ou $\sin^2 2\theta_{23}$ nas probabilidades. Denomina-se esses valores como estando no octante inferior, quando $\sin^2 \theta_{23} < 0,5$, ou octante superior no caso contrário. A degeneração apenas acontece quando $\sin^2 2\theta_{23}$ é diferente de 1 (oscilação máxima). No modelo de dois sabores não é possível fazer a distinção entre os octantes, pois a probabilidade é dependente apenas de $\sin^2 2\theta_{23}$ e portanto, ela não é modificada caso $\sin^2 \theta_{23}$ esteja no octante inferior ou superior. Todavia, no modelo de três sabores, há uma dependência da probabilidade com relação a $\sin^2 \theta_{23}$, resultante da equação 2.20, de forma que [38]:

$$\sin \theta_{23} = \frac{\sin \theta_{eff}}{\cos \theta_{13}}, \quad (2.22)$$

ou

$$\sin \theta_{23} = \frac{\sin(90^\circ - \theta_{eff})}{\cos \theta_{13}}. \quad (2.23)$$

Neste caso, a degeneração dos octantes de θ_{23} está vinculada ao ângulo de mistura θ_{13} , como pode ser visto na Figura 2.7. Observa-se que a simetria de θ_{23} ocorre em 45° ($\sin^2 \theta_{23} = 0,5$) apenas quando $\theta_{13} = 0$. Para outros valores de θ_{13} , a simetria de $\sin^2 \theta_{23}$ localiza-se em valores maiores que 0,5. A possibilidade de $\sin^2 2\theta_{23}$ ser diferente da oscilação máxima é geralmente associada ao fato de que θ_{13} é diferente de zero e a determinação do octante possui consequências na elaboração de novos modelos físicos [40].

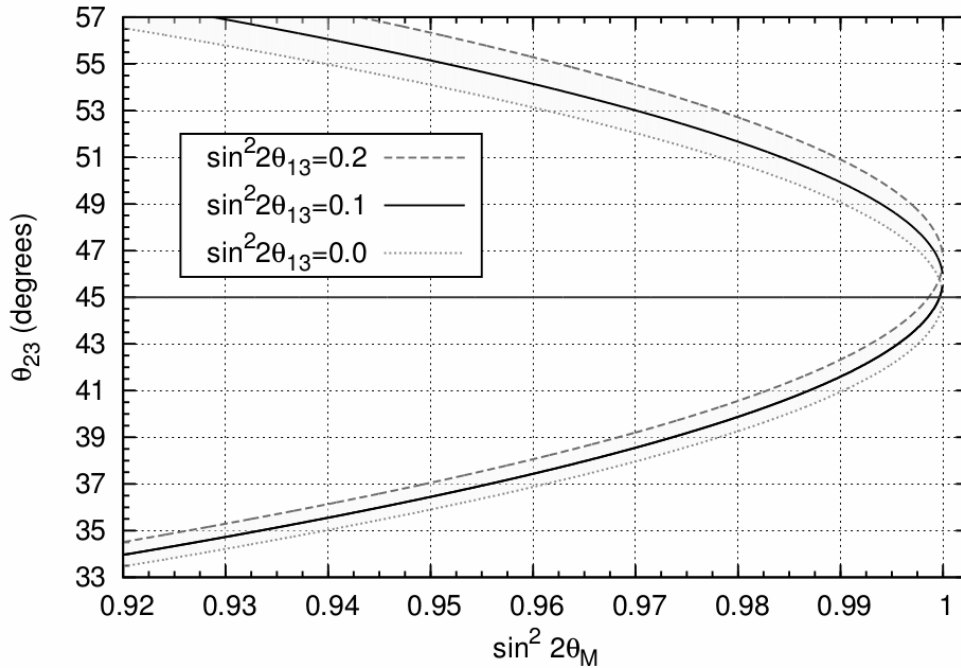


Figura 2.7: Possíveis valores de θ_{23} para uma dada medida de $\sin^2 2\theta_{eff/M}$. As curvas tracejada, contínua e pontilhada representam os casos em que $\sin^2 2\theta_{13}=0,2$, $0,1$ e $0,0$, respectivamente [38].

2.4.3 Efeitos de matéria

O processo de oscilação de sabores dos neutrinos descrito acima considera a propagação apenas no vácuo. Ao se propagarem pela matéria, mesmo que sua seção de choque seja pequena ($10^{-42} - 10^{-43} \text{ m}^2$ para 1 GeV) [41], os neutrinos podem interagir de forma coerente ao encontrar elétrons (e), prótons (p) ou nêutrons (n) em seu caminho. Este efeito foi primeiramente proposto

por Mikheyev, Smirnov e Wolfenstein [41, 42] e é conhecido como o efeito MSW ou efeito de matéria.

Todos os sabores de neutrinos interagem de forma análoga com e , p e n ao trocarem um bóson Z (interação NC). Pelo Modelo Padrão, as constantes de acoplamento do bóson Z com e e com p são iguais e de sinais opostos. Assumindo que a matéria atravessada pelos neutrinos é neutra ($e = p$), as contribuições das interações NC de e e p se cancelam.

As interações de todos os sabores de neutrinos com n são equivalentes, de modo que as novas fases que cada sabor adquire após uma interação NC são as mesmas e portanto a superposição dos auto-estados não muda e seu efeito na oscilação de neutrinos é irrelevante [43].

Entretanto, interações de corrente carregada também podem acontecer quando neutrinos eletrônicos trocam um bóson W com os elétrons presentes na matéria. Tal efeito ocorre somente com neutrinos eletrônicos porque os outros sabores não interagem com os elétrons e a matéria na Terra possui quantidades desprezíveis de múons e taus [26].

As interações coerentes entre neutrinos eletrônicos e elétrons presentes na matéria introduz um potencial extra [44]:

$$V = \pm\sqrt{2}G_F N_e, \quad (2.24)$$

onde V é o potencial e é positivo para neutrinos e negativo para antineutrinos, G_F é a constante de Fermi e N_e é a densidade de elétrons na matéria sendo atravessada pelos neutrinos. Escrevendo na forma de matriz:

$$V = \sqrt{2}G_F N_e \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.25)$$

onde apenas o termo referente aos neutrinos eletrônicos é não nulo.

A propagação na matéria pode ser tratada pela equação de Schrödinger assim como é

feito com a propagação no vácuo:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\nu(x,t)\rangle = \mathcal{H} |\nu(x,t)\rangle \quad (2.26)$$

Contudo, o Hamiltoniano é alterada para acomodar o novo potencial. Na base de auto-estados de sabor, o Hamiltoniano efetiva completa é [45]:

$$\mathcal{H} = U\mathcal{H}_{vac}U^\dagger + V, \quad (2.27)$$

Para antineutrinos, o potencial troca de sinal e $U \leftrightarrow U^\dagger$. Escrevendo em função de matrizes, pode-se transformar

$$\mathcal{H} = U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta m_{31}^2}{2E} \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} \sqrt{2}G_F N_e & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

em:

$$\mathcal{H} = U_M \begin{pmatrix} M_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & M_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & M_3^2 \end{pmatrix} U_M^\dagger. \quad (2.29)$$

O problema da propagação em matéria reduz-se então a diagonalizar a matriz do Hamiltoniano em 2.29. Isso pode ser feito de forma analítica [45] ou usando-se de algoritmos [46]. Este último é o método usado na análise de dados apresentada nesta tese.

Ao se considerar três sabores de neutrinos propagando-se através da matéria, pode-se ainda escrever a probabilidade de sobrevivência e os parâmetros efetivos como nas equações 2.19, 2.20 e 2.21. Porém, os termos dependentes de θ_{13} são substituídos conforme um novo parâmetro efetivo introduzido devido aos efeitos de matéria [47]:

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\theta_{13}}{\sin^2 2\theta_{13} + (A - \cos 2\theta_{13})^2}, \quad (2.30)$$

$$A = \pm \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E}{\Delta m_{31}^2}. \quad (2.31)$$

O sinal de A é positivo para neutrinos e negativo para antineutrinos. No caso onde não há efeitos de matéria $A = 0$ e portanto $\sin^2 2\theta_M = \sin^2 2\theta_{13}$. Substituindo-se nas equações dos parâmetros efetivos (equações 2.20 e 2.21), tem-se dessa forma a probabilidade completa de sobrevivência de três sabores no vácuo.

Como a quantidade de partículas e antipartículas no meio material pelo qual os neutrinos se propagam não é a mesma (elétrons e pósitrons neste caso), neutrinos e antineutrinos são afetados diferentemente. Quando o efeito de matéria é suficiente para alterar a probabilidade de oscilação de forma significativa, pode-se medir diferentes parâmetros de oscilação para neutrinos e antineutrinos indicando violação de simetria CPT. Contudo, tal violação é “falsa” e chamada de extrínseca, pois não necessariamente significa que os parâmetros são diferentes na ausência de matéria (violação de simetria CPT intrínseca).

2.5 Evidências experimentais de oscilação de neutrinos

2.5.1 Neutrinos solares

O processo de fusão nuclear que acontece no Sol produz um intenso fluxo de neutrinos eletrônicos de baixa energia (ver Figura 2.8). Os ν_e produzidos no núcleo do Sol devem atravessar seu raio antes de serem emitidos e como o Sol é denso em elétrons, o efeito MSW descrito anteriormente pode alterar significativamente o sinal de ν_e .

Neutrinos vindos do Sol foram primeiramente detectados pelo experimento Homestake (*Homestake Chlorine Experiment*), localizado na mina de ouro Homestake em *South Dakota*. Tal experimento realizou medidas do fluxo de neutrinos provenientes de decaimentos do boro oito, ^8B , dentro do Sol, e publicou seus primeiros resultados em 1964 [49], cessando operações em 1994 [50].

A quantidade de neutrinos medida no experimento Homestake era cerca de 1/3 da

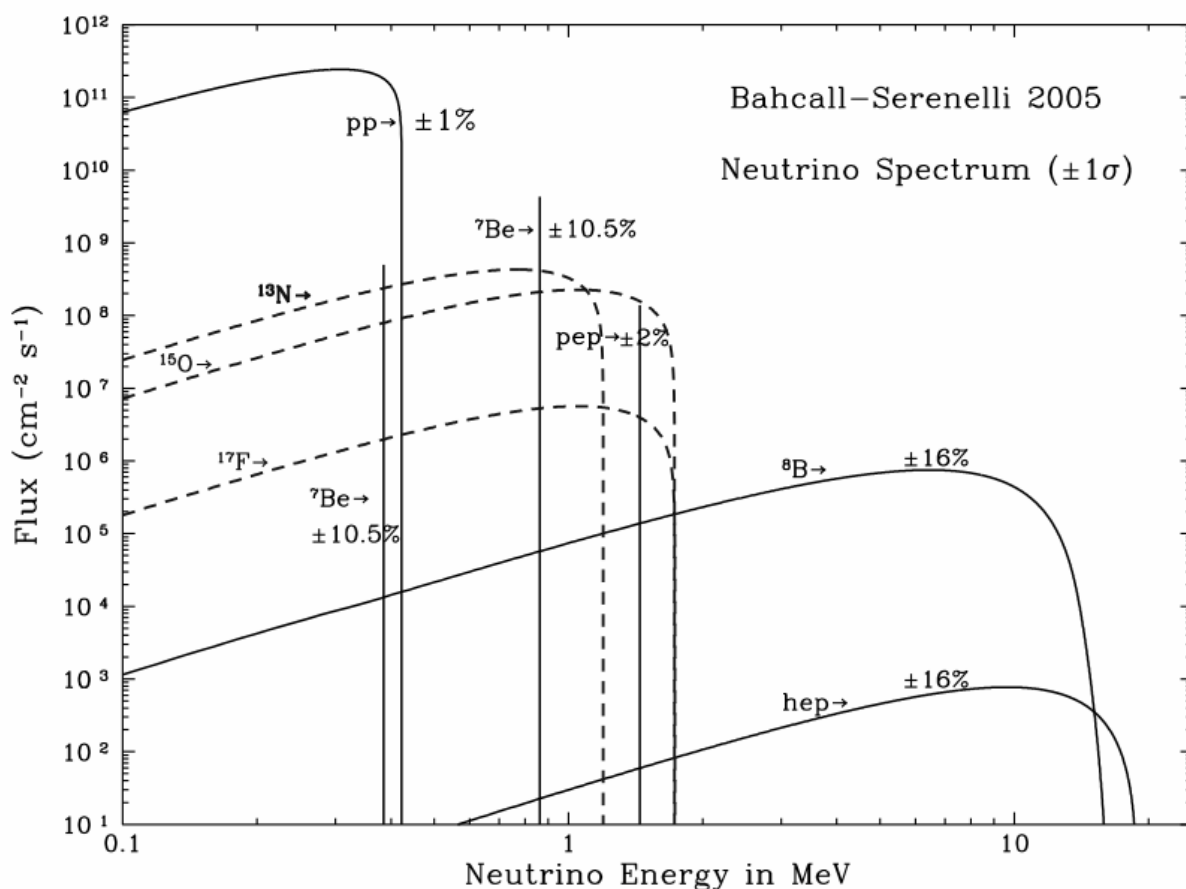


Figura 2.8: Espectro dos neutrinos solares (neutrinos eletrônicos) e suas componentes, como previsto por Bahcall et al [48]. Adaptado de [28].

quantidade prevista pelo modelo solar e pela seção de choque conhecida na época, calculada por John Bahcall et al [50]. Esse déficit de neutrinos eletrônicos vindos do Sol foi confirmado por vários outros experimentos, como o BOREXINO [51], o GALLEX (*GALLium EXperiment*) [52] e o SAGE (*Soviet-American Gallium Experiment*) [53], e se tornou conhecido como o problema dos neutrinos solares.

Entretanto, em 2002, o experimento SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*) [54], em conjunto com o experimento Super-K [55], fez uma importante medida do fluxo total, de todos os sabores dos neutrinos, resolvendo o problema dos neutrinos solares. Os resultados do SNO, mostrados na Figura 2.9, corroboram a predição feita pelo modelo de oscilação de neutrinos e confirmam que oscilações dos neutrinos eletrônicos vindos do Sol para outro sabor é a explicação mais razoável do desaparecimento de neutrinos solares.

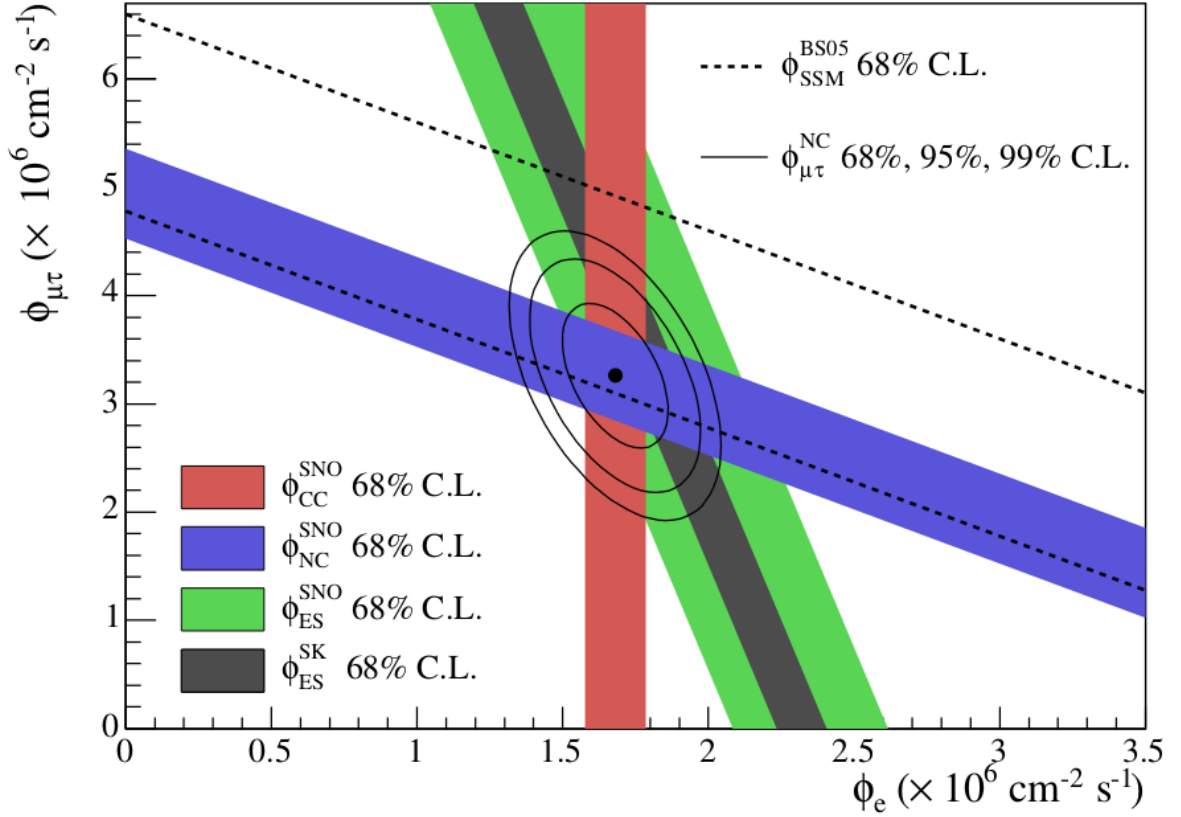


Figura 2.9: Fluxos de neutrinos solares vindos do decaimento do ${}^8\text{B}$, $\phi(\nu_e)$ e $\phi(\nu_\mu$ e $\nu_\tau)$, deduzidos dos dados de interação CC, NC e espalhamento elástico (ES) do experimento SNO. O modelo solar padrão (standard solar model - SSM) BS05(OP) é mostrado, onde as linhas tracejadas são os erros de 1σ . Os contornos representam as probabilidades de 68%, 95% e 99% para $\phi(\nu_e)$ e $\phi(\nu_\mu$ e $\nu_\tau)$ de forma conjunta [54].

2.5.2 Neutrinos de reatores nucleares

Os parâmetros de oscilação “reatores” podem ser medidos detectando-se neutrinos que emanam de reatores nucleares. O primeiro experimento de todos os tempos a detectar neutrinos foi um experimento de medição de neutrinos de reatores nucleares. Antineutrinos eletrônicos são gerados pelos decaimentos beta que ocorrem nos processos de fissão nuclear:

$$n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.32)$$

Os neutrinos são então detectados através do pósitron produzido no decaimento beta inverso, seguido pela captura de um nêutron:

$$\bar{\nu}_e + p^+ \rightarrow e^+ + n^0. \quad (2.33)$$

Um dos experimentos mais importantes de detecção de neutrinos de reatores nucleares foi o experimento KamLAND, no Japão. Ele constituía de um detector contendo uma quilotonelada de cintilador líquido e localizava-se próximo a vários reatores nucleares do Japão, da Coreia e Rússia. O fluxo de neutrinos nucleares era tomado como sendo a soma dos fluxos de todos os reatores próximos, porém ponderado por L/E de acordo com a potência de cada reator e sua distância em relação ao detector. A colaboração KamLAND observou o desaparecimento de ν_e em uma faixa de L/E onde dois máximos de oscilação ocorrem. Isso confirmou em definitivo a oscilação de neutrinos ν_e vindos de fontes artificiais (feitas pelo homem), além dos neutrinos solares. O sinal identificado por eles é mostrado na Figura 2.10 e o melhor ajuste dos parâmetros de oscilação para esses dados é $\Delta m_{12}^2 = 7,58_{-0,20}^{+0,21} \times 10^{-5} \text{ eV}^2/\text{c}^4$ e $\tan \theta_{12} = 0,56_{-0,09}^{+0,14}$ [9].

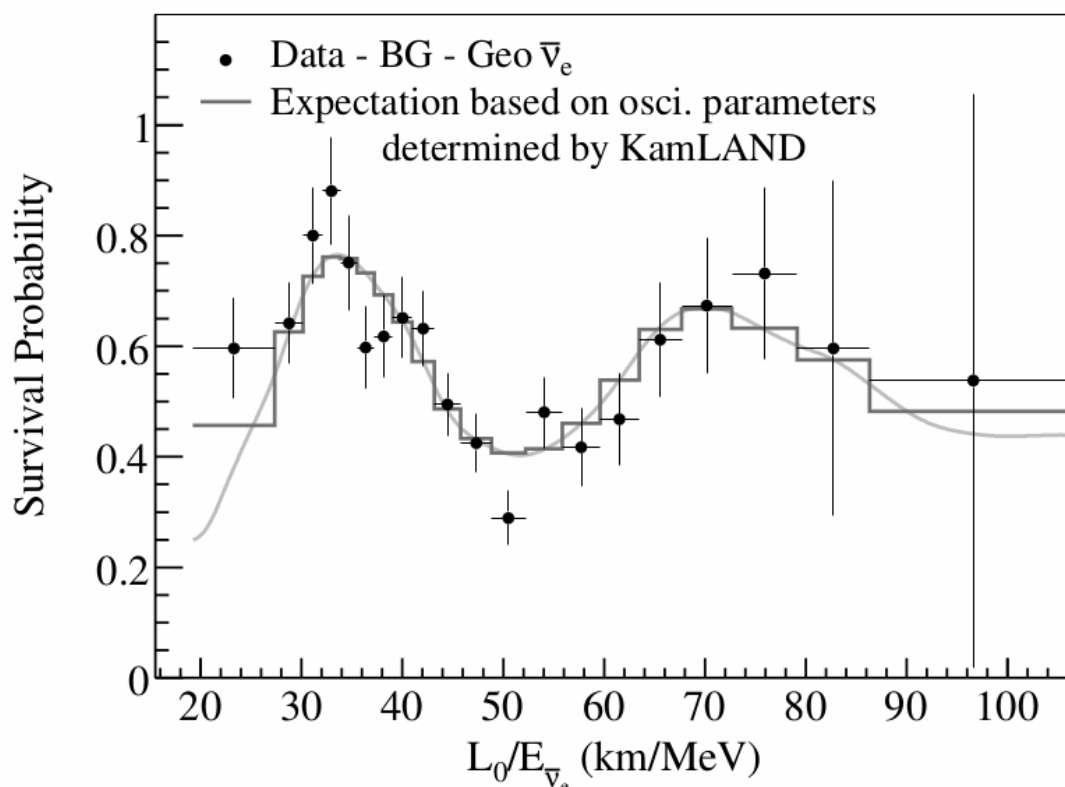


Figura 2.10: Probabilidade de sobrevivência dos $\bar{\nu}_e$ subtraídos dos ruídos de fundo, em função da razão L/E dos diferentes reatores nucleares próximos ao detector do experimento KamLAND. As curvas mostram o melhor ajuste esperado para oscilações de $\bar{\nu}_e$ [9].

A combinação dos dados de ambos experimentos, KamLAND e SNO, permitiu uma

medida da hierarquia de massa dos neutrinos. KamLAND observou $\bar{\nu}_e$ passando através da crosta da Terra enquanto que SNO observou ν_e passando através de todo o núcleo da Terra à noite (tais neutrinos tiveram que se propagar desde o centro do Sol, atravessar a Terra e serem detectados do outro lado). Sendo assim, comparando os resultados dos dois experimentos em função dos parâmetros de oscilação, foi possível comparar o efeito MSW entre ν_e e $\bar{\nu}_e$. Os resultados combinados mostraram que $m_{\nu_1} < m_{\nu_2}$, resolvendo uma das duas ambiguidades relacionadas à hierarquia da massa dos neutrinos: $\Delta m_{21}^2 > 0$ [54].

2.5.3 Neutrinos atmosféricos

Raios cósmicos são partículas de alta energia vindas do espaço sideral. Quando eles entram na atmosfera terrestre, eles interagem e produzem uma cascata de novas partículas que eventualmente decaem em neutrinos. Os principais processos que resultam em neutrinos são os decaimentos do méson pi e do múon¹:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu,\end{aligned}\tag{2.34}$$

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e.\end{aligned}\tag{2.35}$$

Os neutrinos produzidos, chamados de neutrinos atmosféricos, podem atravessar a Terra antes de chegarem no detector (ver Figura 2.11). Para um detector com posição fixa na Terra, os neutrinos atmosféricos que o interceptam possuem uma energia média de 1 GeV e podem vir de várias diferentes direções. Para se determinar a distância percorrida pelos neutrinos é preciso reconstruir a posição na atmosfera em que eles foram produzidos. Isso é feito usando-se dos ângulos zenitais de tais neutrinos: neutrinos produzidos acima do detector (*downward*) atravessam $L \sim 15$ km, enquanto aqueles produzidos do outro lado da Terra (*upward*) precisam passar pelo seu interior podem atravessar mais de $L \sim 10^4$ km [29]. Os

¹O decaimento do méson káon e do neutrino tauônico também produzem neutrinos muônico e eletrônicos, mas em menor quantidade.

neutrinos atmosféricos fornecem um teste do modelo de desaparecimento de neutrinos melhor que os neutrinos solares, pois não dependem dos complicados modelos solares.

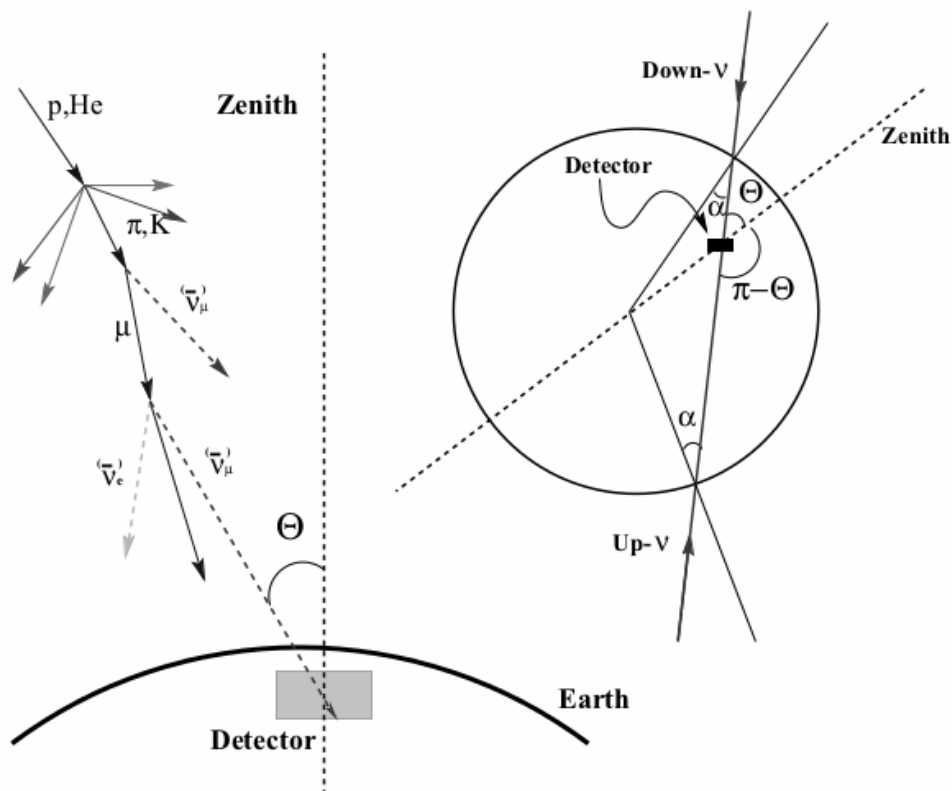


Figura 2.11: Ilustração da interação de raios cósmicos na atmosfera terrestre criando uma cascata de partículas, as quais produzem neutrinos e antineutrinos capazes de atingir um detector no subsolo [56].

O fluxo de neutrinos atmosféricos teve um importante papel em experimentos de decaimento de prótons, pois este era o ruído de fundo predominante e o sinal de tais experimentos era muito pequeno com relação ao ruído de fundo. O experimento Kamiokande, que realizava medidas pela detecção de luz Cherenkov em água e era localizado em Kamioka, Japão, observou um déficit de $56\% \pm 7\%$ de ν_μ atmosférico em relação a ν_e atmosférico. Considerando os processos de decaimento, a razão esperada entre os fluxos dos dois tipos de neutrinos é $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) / (\nu_e + \bar{\nu}_e) \approx 2$, independente do fluxo dos mésons [57]. O erro dessa razão é de apenas 2% para energias menores que 10 GeV, considerando-se dados de vários experimentos [58].

No início dos anos 90 vários resultados conflitantes foram produzidos. O déficit observado pelo experimento Kamiokande não foi corroborado por experimentos usando calorímetros feito de ferro, como os experimentos Frejus [59] e NUSEX [60], caracterizando a chamada ano-

malia dos neutrinos atmosféricos. Porém, outro experimento de detecção de luz Cherenkov em água, o IBM, observou um déficit de ν_μ com significância de $2,6\sigma$ [61]. Foi com medidas feitas pelos experimentos MACRO [62] e Soudan 2 [63] que a anomalia dos neutrinos atmosféricos foi aceita como consequência da oscilação de neutrinos, principalmente pelo canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Em 2002, Masatoshi Koshiba do experimento Kamiokande dividiu o prêmio Nobel com Ray Davis pela detecção de neutrinos atmosféricos.

O experimento Super-K no Japão fez medidas da taxa de neutrinos atmosféricos em função de seus ângulos zenitais (reconstruindo L/E), a quais são mostradas na Figura 2.12. Observou-se que oscilações ocorrem predominantemente para neutrinos que atravessam a Terra, *upward*, indicando que neutrinos *downward* não tiveram tempo suficiente para oscilarem.

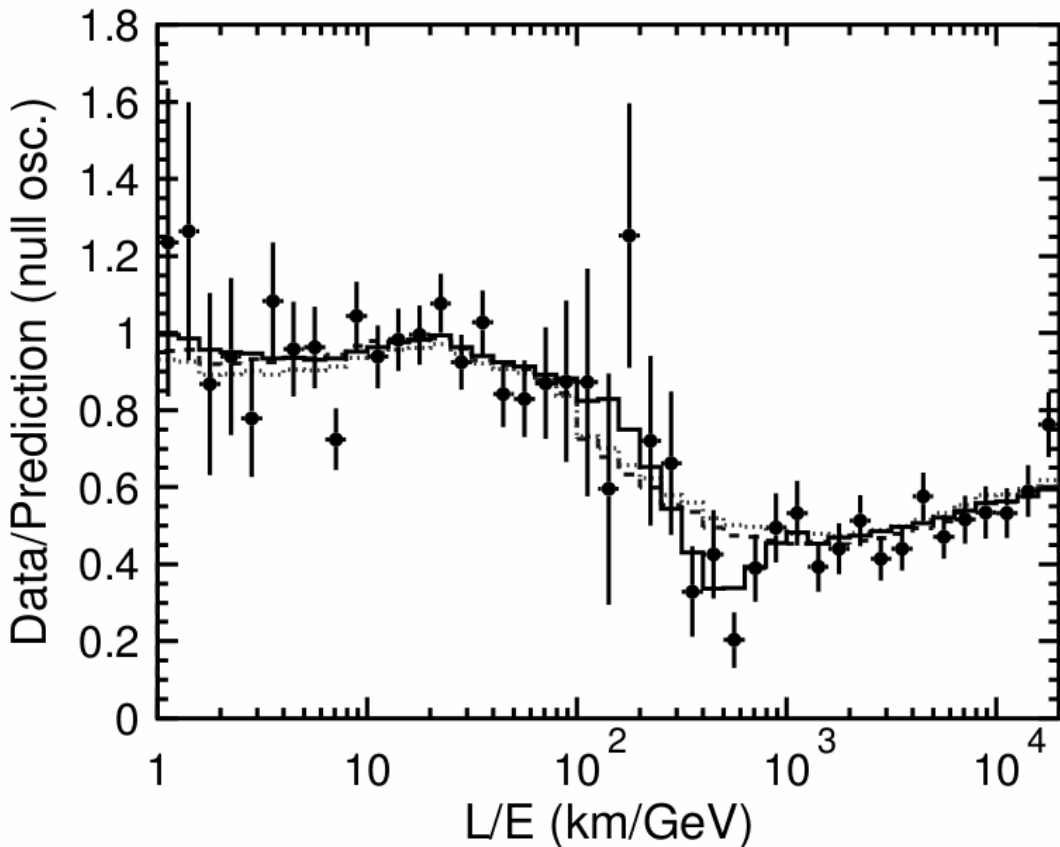


Figura 2.12: Razão entre o fluxo de neutrinos atmosféricos medido e o esperado na ausência de oscilações no experimento Super-K, em função da distância percorrida pelos neutrinos dividida pela energia dos mesmos. Os pontos são os dados medidos e a linha contínua representa o melhor ajuste dos parâmetros de oscilação. Também são mostrados os melhores ajustes para outros modelos de desaparecimento de neutrinos: modelo de decaimento (linha tracejada) e modelo de decoerência (linha pontilhada) [64]. Esses dois modelos são desfavorecidos pelos dados.

2.5.4 Neutrinos de aceleradores

Os acelerados que produzem feixe de neutrinos modernos usam essencialmente a mesma técnica empregada por Lederman et al. ao identificar pela primeira vez o ν_μ [65]. Um feixe de prótons é usado para bombardear um alvo, criando mésons carregados, principalmente π^\pm , os quais decaem em múons μ^+ (μ^-) e neutrinos ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$). O feixe de neutrinos é terciário, visto que o neutrino é a “partícula-filha” do secundário.

O primeiro experimento a detectar oscilação de neutrinos provenientes de um feixe produzido pelo homem foi o K2K (Kamioka-to-Kamiokande). Este experimento usou de um síncrotron de prótons de 12 GeV, em Tsukuba, Japão, para gerar neutrinos de baixa energia que eram detectados em Kamioka, Japão, pelo detector do experimento Super-K, a 250 km de distância. Um detector menor, de uma quilotonelada, foi colocado a 300 m da produção do feixe para a caracterização do fluxo de neutrinos. Este experimento realizou uma análise de contagem, na qual ele calcula a quantidade prevista de neutrinos que deveriam interagir no detector Super-K e compara com a quantidade realmente detectada². A quantidade de neutrinos medida pelo detector foi $4,3\sigma$ menor que a predição, sendo consistente com a oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$.

Outro experimento, o OPERA (*Oscillation Project with Emulsion-Tracking Apparatus*), também realizou medidas da oscilação de neutrinos de aceleradores. O experimento OPERA usa uma espécie de emulsão para detectar partículas τ provenientes de interações CC de ν_τ . O feixe de prótons de 400 GeV é produzido no síncrotron localizado no CERN e o detector está a 730 km de distância, em Gran Sasso, na Itália. Este é o único experimento atualmente capaz de confirmar que ν_μ pode oscilar para ν_τ , fortalecendo a hipótese de oscilação como explicação do desaparecimento de neutrinos. Em 2010, eles publicaram resultados apontando o primeiro evento de aparecimento de ν_τ jamais observado, com $2,4\sigma$ de significância, com dados totalizando $5,5 \times 10^{19}$ prótons ao alvo [66]. Em 2012 eles observaram o segundo evento de ν_τ , e em 2013 o terceiro [67, 68].

Os experimentos MINOS e MINOS+, também experimentos de neutrinos de acelera-

²Como é feito nos experimentos MINOS e MINOS+.

dores e objetos de estudo desta tese, serão descritos no próximo capítulo.

2.6 Situação atual dos parâmetros de oscilação

A área da física relacionada à oscilação de neutrinos tem alcançado grandes progressos desde o primeiro experimento. Os valores dos parâmetros Δm_{12}^2 e θ_{12} , assim como o sinal de Δm_{21}^2 , já foram medidos com grande precisão pelos experimentos de neutrinos solares e também pelo experimento KamLAND. Os experimentos Super-K, T2K e MINOS tem realizado medidas bastantes precisas dos parâmetros Δm_{32}^2 e θ_{23} . Daya Bay, RENO e Double Chooz determinaram o valor do parâmetro θ_{13} com precisão. A Tabela 2.2 mostra os valores mais precisos de cada um dos parâmetros de oscilação com o respectivo experimento que realizou sua medição. O valor para $\sin^2 \theta_{13}$ foi obtido por meio de uma média ponderada dos melhores ajustes encontrados pelos experimentos Double Chooz, RENO e Daya Bay [139].

Tabela 2.2: Medidas atuais mais precisas dos parâmetros de oscilação dos neutrinos.

Parâmetros de oscilação		Valor mais preciso	Experimento
Ângulos de mistura	$\sin^2 \theta_{23}$	$0,514_{-0,056}^{+0,055}$ (normal) $0,511 \pm 0,055$ (invertida)	T2K [70]
	$\sin^2 \theta_{12}$	$0,304_{-0,012}^{+0,014}$	Solar + KamLAND [71]
	$\sin^2 \theta_{13}$	$0,0242 \pm 0,0025$	Daya Bay [35] + RENO [36] + Double Chooz [34]
Parâmetros de massa	Δm_{21}^2	$(7,53 \pm 0,18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$	Solar + KamLAND [71]
	$ \Delta m_{32}^2 $	$2,41_{-0,10}^{+0,09} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	MINOS [136]

Mesmo com vários dados de neutrinos acumulados durante anos, ainda é necessário o aprimoramento das medidas para que essas sejam mais precisas Além disso, alguns parâmetros relacionados ao modelo de oscilação permanecem desconhecidos:

- Hierarquia de massa: normal ou invertida?

- Octante de θ_{23} : inferior ou superior?
- Violação da simetria CP: δ_{CP} ?
- Violação da simetria CPT: parâmetros de oscilação de neutrinos = antineutrinos?

Capítulo 3

Os Experimentos MINOS e MINOS+

Os experimentos MINOS (*Main Injector Neutrino Oscillation Search*) e MINOS+ tem como objetivo estudar o fenômeno de oscilação de neutrinos. Para isso, são usados três principais componentes: um feixe composto de neutrinos ou antineutrinos (NuMI - *Neutrinos at the Main Injector*) e dois detectores (Figura 3.1). As similaridades funcional e de design de ambos detectores permitem que várias incertezas sistemáticas sejam canceladas [73].

O feixe NuMI é produzido no Fermilab (*Fermi National Accelerator Laboratory*) em Illinois, Estados Unidos, a partir da interação entre um feixe de prótons de 120 GeV com um alvo fixo de grafite (Figura 3.2). Essa interação resulta em mésons que decaem, produzindo neutrinos ou antineutrinos (muônicos). A composição e o espectro de energia do feixe de neutrinos são medidos em dois locais: próximo de sua origem, antes que a oscilação possa ocorrer, no *Near Detector* (ND); e a uma distância onde a probabilidade de se detectar a oscilação seria máxima, no *Far Detector* (FD).

O ND está a 1 km do alvo de grafite, no Fermilab, e o FD localiza-se a 735 km de distância do alvo, em linha reta, na mina de Soudan (*Soudan Underground Laboratory*), no norte de Minnesota. A medida feita no ND é usada como predição para o que deveria ser encontrado no FD no caso de não haver oscilação. Assim, a medida feita no FD é comparada com essa predição. Quando oscilações estão presentes, observa-se um déficit no feixe de neutrinos que

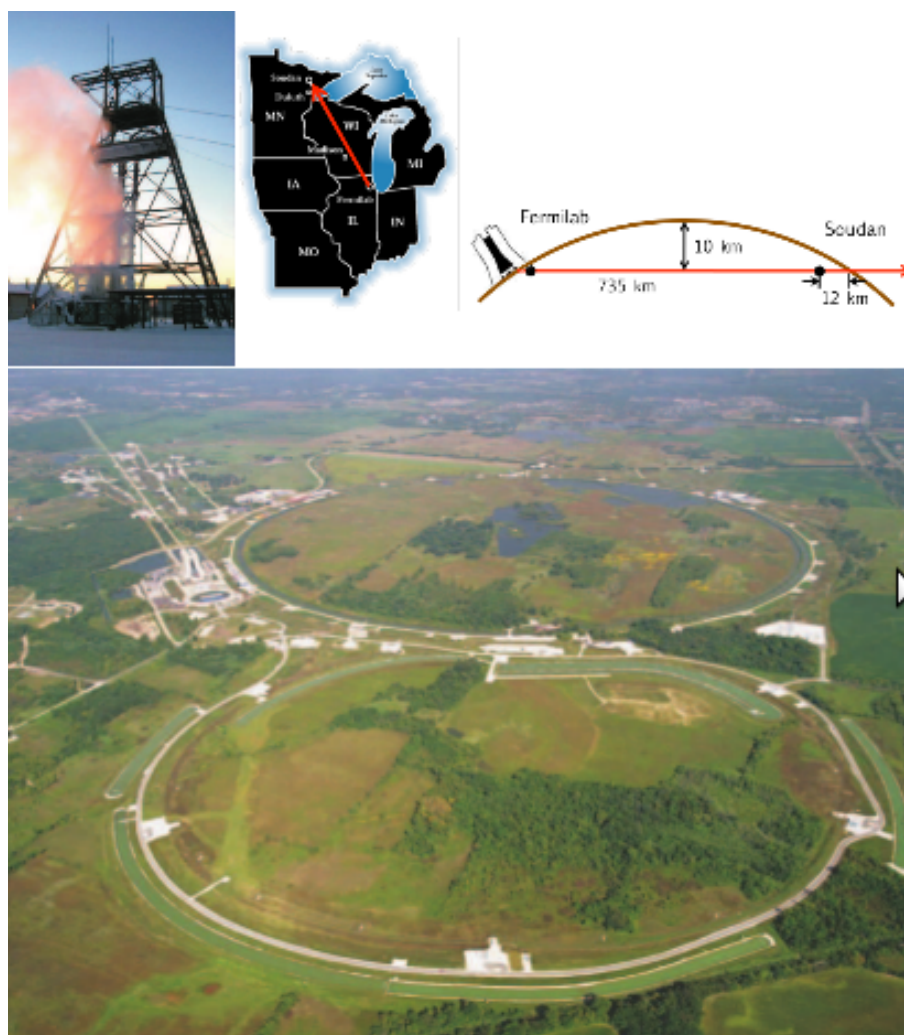


Figura 3.1: Linha do feixe de neutrinos NuMI. Os neutrinos são criados no Fermilab em Illinois (abaixo) e percorrem 735 km até a mina de Soudan em Minnesota (topo à esquerda). Adaptado de [74] e [75].

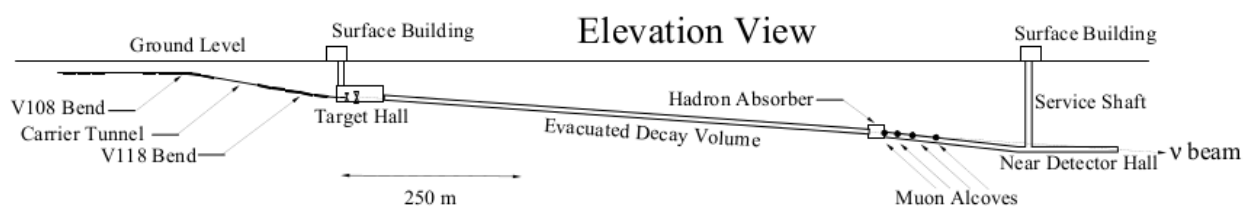


Figura 3.2: Vista do plano de elevação desde a produção do feixe NuMI até o Near Detector no Fermilab [76].

depende periodicamente da energia dos mesmos.

O FD também é usado no estudo de neutrinos atmosféricos. Por ser localizado em uma considerável profundidade no subterrâneo, ele permite que grande parte do ruído de fundo de múons de raios cósmicos seja bloqueada e também possui um tamanho grande o suficiente para obter uma razoável taxa de eventos.

A distinção entre os experimentos MINOS e MINOS+ está baseada em diferenças no feixe NuMI. O experimento MINOS iniciou sua tomada de dados em 2005 usando um feixe de neutrinos com energia média em torno de 3 GeV. Tal feixe cessou operações em 2012. Durante o período entre maio de 2012 e setembro de 2013, o feixe NuMI passou por uma série de aprimoramentos para produzir um feixe de neutrinos de maior intensidade e energia. O processo de melhoria do feixe foi na verdade feito para um outro experimento chamado NOvA [77]. Entretanto, a colaboração do experimento MINOS propôs sua continuação usando o novo feixe [78], visto que os detectores ainda estariam na linha do feixe e em boas condições de uso para pesquisa de neutrinos. Mais adiante será discutido de forma geral como é possível mudar o espectro de energia do feixe de neutrinos. A Figura 3.3 mostra o espectro de energia do feixe de neutrinos nos experimentos MINOS, MINOS+ e NOvA, produzido por simulação.

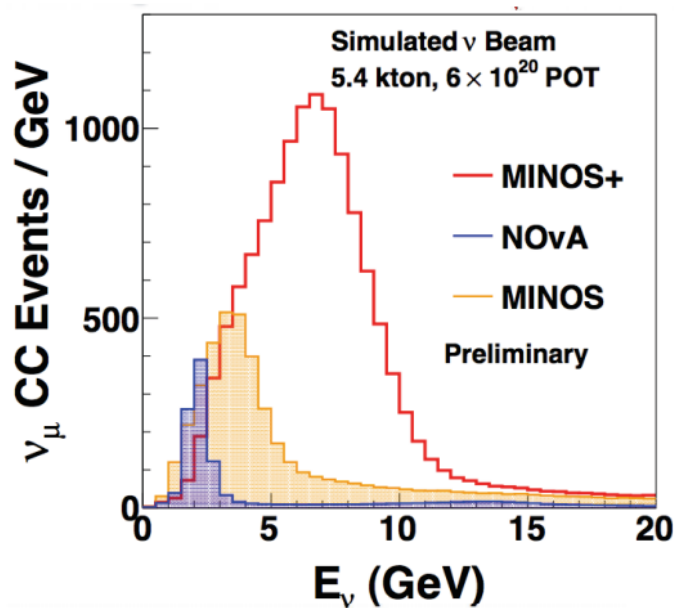


Figura 3.3: Espectro de energia do feixe de neutrinos nos experimentos MINOS, MINOS+ e NOvA produzido por simulação de 6×10^{20} POT (protons on target). Adaptado de [79].

Os experimentos MINOS e MINOS+ são frutos de uma colaboração internacional que envolve várias instituições em diferentes países. A tomada de dados de neutrinos atmosféricos e raios cósmicos iniciou em agosto de 2003; enquanto que dados de neutrinos do feixe de baixa energia foram coletados entre 2005 e 2012 (MINOS), e o feixe de alta energia entre setembro

de 2013 e setembro de 2014 (MINOS+). Esta tese apresenta resultados da medida de oscilação de neutrinos e antineutrinos usando todos os dados coletados pelo experimento MINOS, ambos neutrinos e antineutrinos do feixe e atmosféricos, e dados de neutrinos e antineutrinos atmosféricos do experimento MINOS+ tomados até abril de 2014. Este capítulo descreverá os principais componentes dos experimentos e também como os dados brutos medidos nos detectores são calibrados, enquanto que o capítulo 5 tratará da reconstrução de tais dados.

3.1 Feixe de neutrinos NuMI

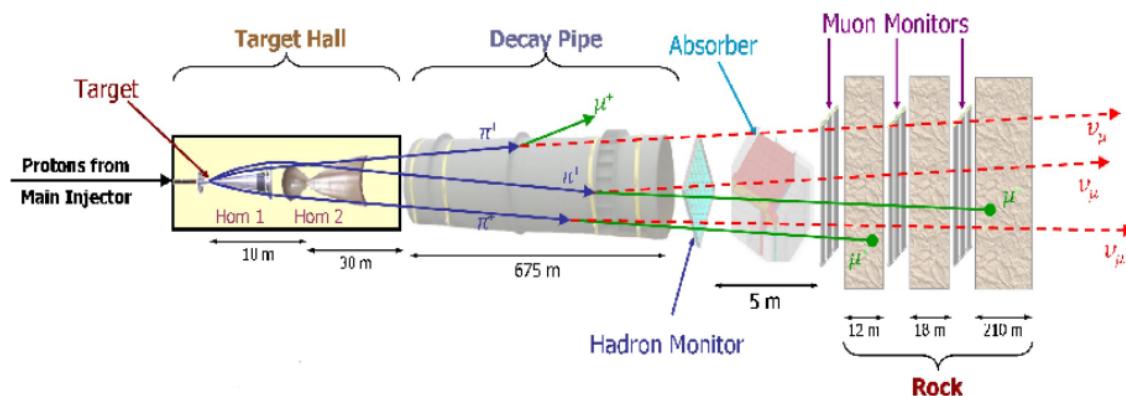


Figura 3.4: Esquema do feixe NuMI, mostrando como ele é produzido e monitorado antes de entrar no Near Detector [80].

O *Main Injector* no Fermilab produz um feixe de prótons de 120 GeV a cada 1,87 s para criar o feixe NuMI (Figura 3.4). Três magnetos de Lambertson¹ são usados para produzir cada jato do feixe de prótons que dura cerca de 10 μ s e produz aproximadamente $2,5 \times 10^{13}$ prótons [80, 81].

Um túnel permite que os prótons sejam direcionados até um alvo feito de grafite, o qual possui 0,5 m de comprimento, 6,4 mm de largura e 18 mm de altura [82]. O alvo é segmentado em 48 partes inter espaçadas por 0,3 mm [82, 83]. 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 kâons, dispersem pelos lados sem serem reabsorvidas [84, 85] (ver Figura 3.5). O alvo de grafite possui um tempo de vida limitado,

¹Magnetos especiais inventados no Fermilab por Lambertson. Eles contem dois furos, sendo um com campo magnético e outro sem, e possuem o objetivo de separar feixes adjacentes.

pois o grafite se degrada com o tempo, perdendo densidade principalmente na região onde o feixe é absorvido, onde ocorrem as interações. Quanto maior a degradação do alvo, menor é o fluxo de neutrinos produzido [82].

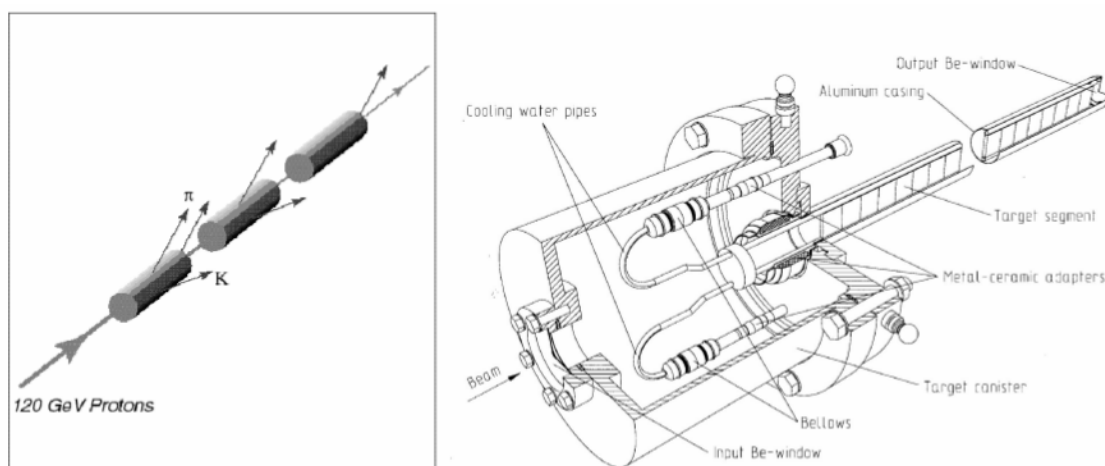


Figura 3.5: O desenho à esquerda ilustra como píons e káons secundários se dispersam para fora do alvo de grafite devido aos seus momentos transversais enquanto que os prótons continuam no eixo principal. À direita tem-se o desenho técnico do alvo de grafite, incluindo o sistema de isolamento elétrico e o sistema de resfriamento [86].

O alvo emite as partículas secundárias carregadas positivamente para o eixo do feixe primário [85]. Essas partículas são direcionadas $3,3^\circ$ para baixo em direção ao ND por dois *horns* (quadrupólos) magnéticos (ver Figura 3.6). Cada um dos *horns* é constituído de um condutor parabólico interno e um condutor cilíndrico externo de 3 m de comprimento. Coincidentemente com cada jato de prótons, pulsos de corrente de 185 kA são aplicados em cada condutor para gerar um campo magnético toroidal de magnitude típica de ~ 3 T entre os condutores e direcionar os mésons que irão produzir os neutrinos muônicos [87]. Os neutrinos produzidos preservam a direção da partícula que lhe deu origem [29].

O feixe das partículas secundárias, já focalizadas, passa por um longo tubo de decaimento de 675 m de comprimento e 2 m de diâmetro. Nos dois primeiros anos de operação do experimento MINOS, este tubo estava evacuado, contendo apenas alguns milésimos de atm (unidade de pressão). Nos anos seguintes ele foi preenchido com hélio até uma pressão próxima à pressão atmosférica por razões de segurança. De fato, havia riscos de implosão devido à corrosão do alumínio no final do tubo em um local extremamente difícil de se fazer reparos

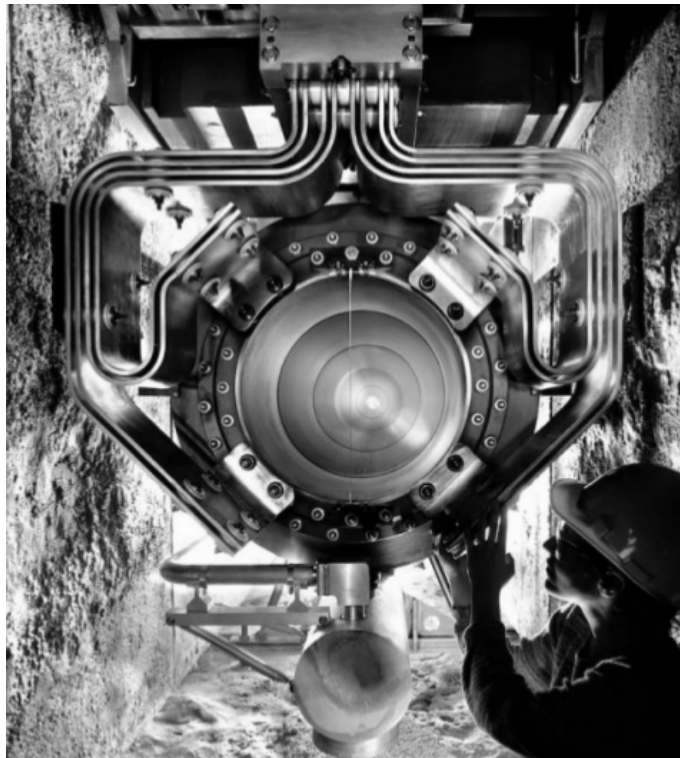


Figura 3.6: Fotografia de um dos horns magnéticos sendo instalado.

devido à alta radioatividade [75]. Os principais decaimentos de mésons que ocorrem são os seguintes [80]:

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

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

A tabela 3.1 mostra os outros decaimentos possíveis com suas taxas respectivas determinadas por simulação [88].

Ao final do tubo de decaimento, um detector de hádrons detecta os píons, káons e prótons remanescentes. Logo após o tubo, tem-se um absorvedor, o qual 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 ND. A rocha absorve praticamente 100% dos múons provenientes dos decaimentos dos píons e káons do feixe através da perda de energia por ionização, restando apenas neutrinos. Três detectores de múons estão posicionados a distâncias de até 50 m do absorvedor. Os sinais dos múons e dos hádrons permitem avaliar a integridade do feixe de neutrinos NuMI e a eficiência dos *horns* magnéticos

Tabela 3.1: Possíveis decaimentos dos mésons no feixe NuMI [88].

Processo	Frequência
$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+$	78,9%
$\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$	5,6%
$K^+ \rightarrow \nu_\mu + \mu^+$	12,0%
$K^+ \rightarrow \nu_e + \pi^0 + e^+$	0,53%
$K^+ \rightarrow \nu_\mu + \pi^0 + \mu^+$	0,30%
$K^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$	0,65%
$K^- \rightarrow \bar{\nu}_e + \pi^0 + e^-$	0,03%
$K^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \pi^0 + \mu^-$	0,02%
$K_L^0 \rightarrow \nu_e + \pi^- + e^+$	0,32%
$K_L^0 \rightarrow \bar{\nu}_e + \pi^+ + e^-$	0,14%
$K_L^0 \rightarrow \nu_\mu + \pi^- + \mu^+$	0,18%
$K_L^0 \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \pi^+ + \mu^-$	0,09%
$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+$	0,18%
$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_e + e^-$	0,09%

[89].

O *design* da linha do feixe permite que as medidas dos parâmetros de oscilação de neutrinos sejam otimizadas ao se escolher o momento das partículas secundárias carregadas e, conseqüentemente, o espectro do feixe de neutrinos. Para isso, varia-se tanto a posição relativa entre os *horns* magnéticos e o alvo, quanto a corrente que os atravessa durante os jatos do feixe [82]. Essa flexibilidade do feixe NuMI está relacionada ao fato de que quando o experimento MINOS foi proposto, a oscilação de neutrinos muônicos ainda não havia sido completamente consolidada. Dessa forma, desejava-se acomodar a energia conforme os primeiros resultados do experimento.

Quando se opera com uma corrente positiva nos *horns* magnéticos, produz-se principalmente neutrinos e se denota o feixe como modo ν_μ . Ao se inverter a corrente, produz-se um feixe dedicado a antineutrinos, referindo-se ao estado do feixe como no modo $\bar{\nu}_\mu$ [90]. O feixe de neutrinos produzido é 91,7% constituído de ν_μ , 7,0% de $\bar{\nu}_\mu$ (contaminação dos decaimentos $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ e $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$) e 1,3% de $\nu_e + \bar{\nu}_e$. Quando o feixe é criado para produzir $\bar{\nu}_\mu$ no lugar de ν_μ , a composição geral é de 40% $\bar{\nu}_\mu$, 58% ν_μ e 2% $\nu_e + \bar{\nu}_e$ [29]. A grande fração de

ν_μ é proveniente de processos de contaminação equivalentes: $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ e $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Os π^+ desse processo são 30% mais frequentes que os π^- do processo equivalente para uma mesma energia dos prótons porque o feixe primário de prótons é sempre positivo. Por isso tem-se maior quantidade de ν_μ do que de $\bar{\nu}_\mu$ no feixe dedicado à produção de antineutrinos muônicos.

A estrutura do feixe e *horns* foi estudada em [82], e os três modos de configuração padrão determinados são os feixes de alta, média e baixa energia [91]:

Alta energia ($E_\nu = 5 - 25$ GeV): *horns* com separação máxima e alvo na máxima distância possível em relação ao primeiro *horn*.

Média energia ($E_\nu = 3 - 13$ GeV): *horns* mais próximos entre si e alvo mais próximo do primeiro *horn*.

Baixa energia ($E_\nu = 1 - 5$ GeV): *horns* adjacentes entre si e alvo dentro do primeiro *horn*.

A Figura 3.7 mostra os diferentes arranjos dos *horns* magnéticos e o espectro de energia dos neutrinos muônicos em termos da quantidade de eventos de corrente carregada esperada no FD para o caso onde não há oscilação. A intensidade do fluxo no FD diminui de acordo com a redução do espectro de energia. O espectro de baixa energia é o ideal para o estudo de oscilações de ν_μ , porque dessa forma a oscilação máxima ocorre aproximadamente no local do FD (ver Figura 3.8). Como o feixe usado no experimento MINOS+ possui alta energia, visto que foi ajustado para outro experimento, ele nos permite investigar outros tipos de física, porém ainda é útil na medição de oscilação padrão de neutrinos muônicos.

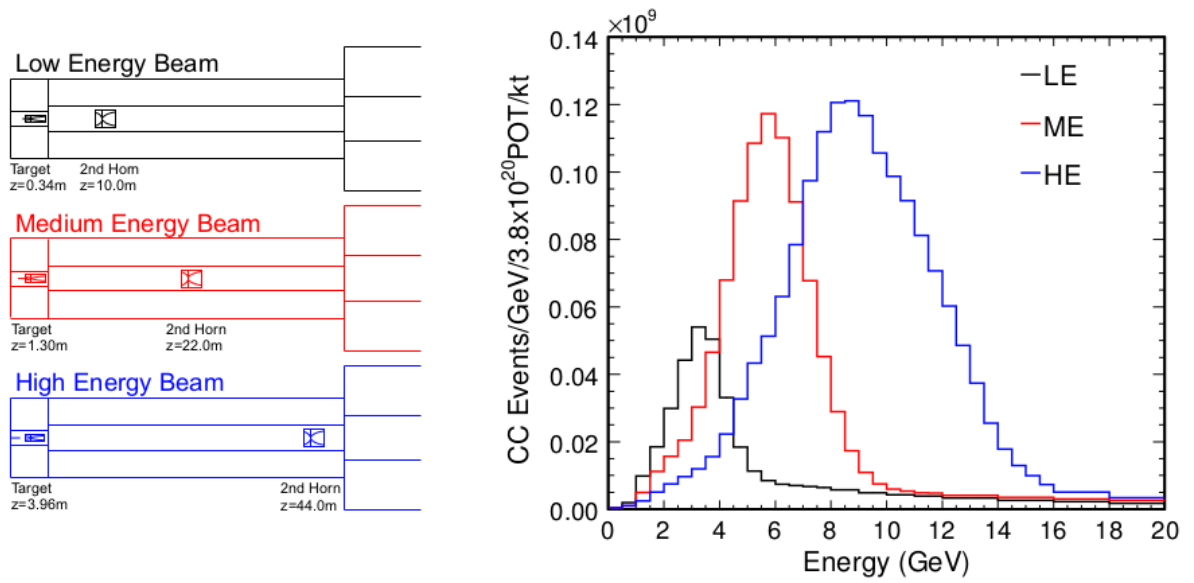


Figura 3.7: As três configurações padrão do feixe NuMI: feixe de baixa, média e alta energia. O gráfico mostra o espectro de energia dos neutrinos muônicos em termos da quantidade de eventos de corrente carregada esperada no Far Detector para o caso onde não há oscilação [29].

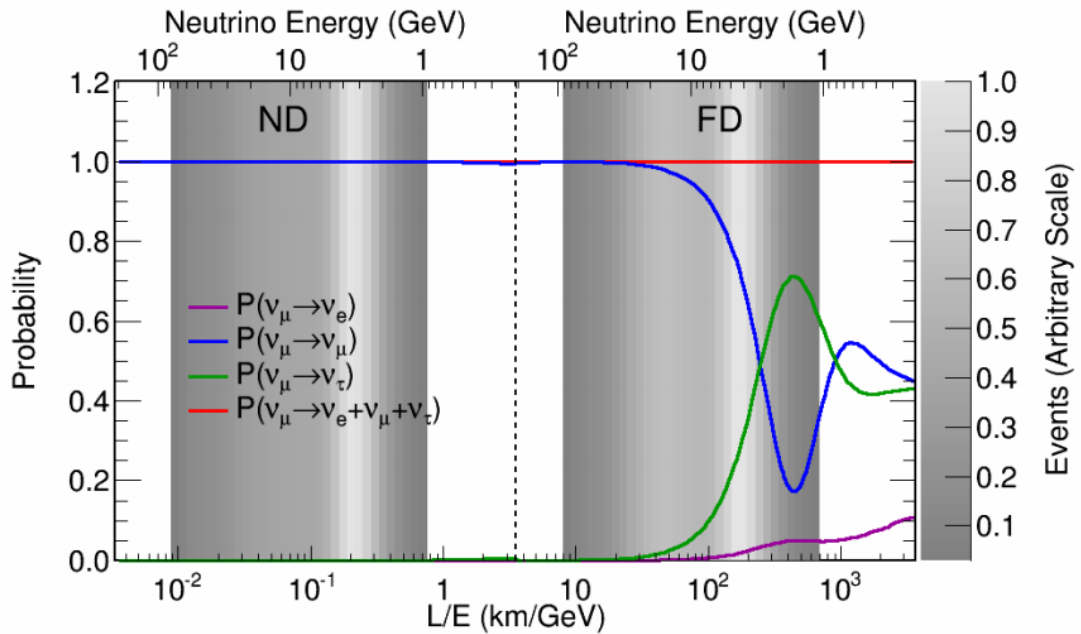


Figura 3.8: Probabilidade de oscilação de neutrinos muônicos em função de L/E , mostrando que a localização do FD é próxima do mínimo da probabilidade de sobrevivência, aumentando as chances de se detectar oscilações.

3.2 Detectores do MINOS e MINOS+

Os detectores do MINOS e MINOS+ (Figura 3.9) são calorímetros funcionalmente idênticos constituídos de tiras cintiladoras plásticas e planos de aço inter espaçados de densidade

$7,85 \pm 0,03 \text{ g/cm}^3$ [92]. O aço foi escolhido por ter uma permeabilidade magnética adequada, enquanto apresenta boa resistência à tensão. Os neutrinos interagem com o aço produzindo certo número de partículas secundárias. As partículas carregadas então interagem com a tira cintiladora, gerando pequenas quantidades de luz, as quais são detectadas e gravadas por dispositivos eletrônicos [73]. Tanto o ND quanto o FD são magnetizados por um campo magnético permitindo a observação indireta de neutrinos e antineutrinos muônicos usando a curvatura das trajetórias dos múons produzidos em suas interações.

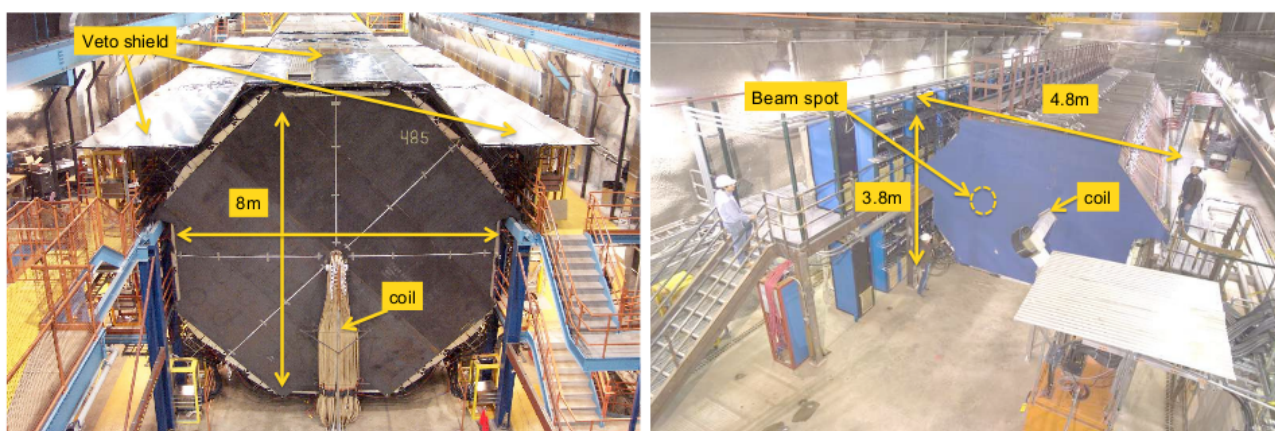


Figura 3.9: Fotografias do Far Detector (esquerda) e Near Detector (direita) do experimento MINOS e MINOS+.

O ND está localizado a 1 km do alvo de grafite, possui 98 m de comprimento e está a ~ 110 m de profundidade (225 mwe - *mili water equivalent*). Ele é composto de 282 planos de aço com largura de 2,54 cm e inter espaçados por 3,4 cm e foi projetado de tal forma que o feixe passa pelo centro do seu volume total. A maior parte dos planos de aço é parcialmente instrumentada com cintilador ao redor do local onde o feixe, o qual possui raio menor que 0,25 cm, atinge o detector, como mostra a Figura 3.10. Não há necessidade de se instrumentar o plano completamente porque o alcance dos chuveiros hadrônicos que ocorrem devido às interações dos neutrinos é de apenas ~ 1 m para as energias do feixe. A área parcialmente instrumentada é de $2,8 \times 2,8$ m. Entretanto, a cada 5 planos, tem-se um plano totalmente instrumentado com a finalidade de indicar a presença de trajetórias e interações fora da região do feixe. O formato do ND permite um campo magnético adequado ao redor do feixe, usando o mínimo possível de

aço [93].

O ND é dividido em quatro regiões [80], como mostra a Figura 3.11. Os planos nas primeiras três regiões, desde o primeiro até o plano número 120, consistem a parte do detector chamada de calorímetro. Do plano 121 até o último plano, tem-se a parte que chamada de espectrômetro.

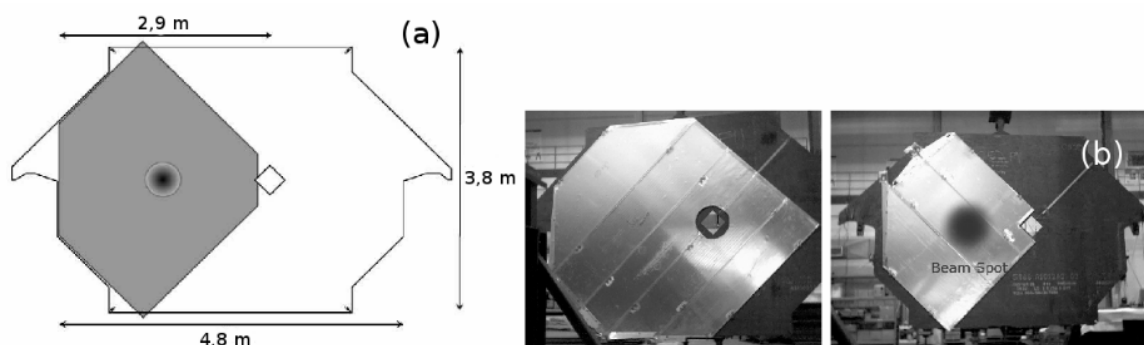


Figura 3.10: (a) Vista de um plano de aço do Near Detector. A região preenchida mostra um módulo do cintilador. O ponto negro representa a amplitude do feixe que possui aproximadamente 50 cm de diâmetro. O losango representa o buraco por onde passa a bobina magnética. (b) No lado esquerdo é mostrado um plano do Near Detector totalmente instrumentado. No lado direito tem-se um plano parcialmente instrumentado [80].

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

região do alvo (*target region*): Essa seção de planos, desde o 21 ao 60, é o volume onde o vértice das maioria das interações dos neutrinos ocorrem.

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

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

O FD (Figura 3.12) é um grande detector situado no vigésimo sétimo andar da mina de Soudan. Localizado a 713 metros de profundidade (ou 2.070 mwe) [73], suas dimensões permitem que ele seja usado tanto para observações astrofísicas, como para seu principal objetivo:

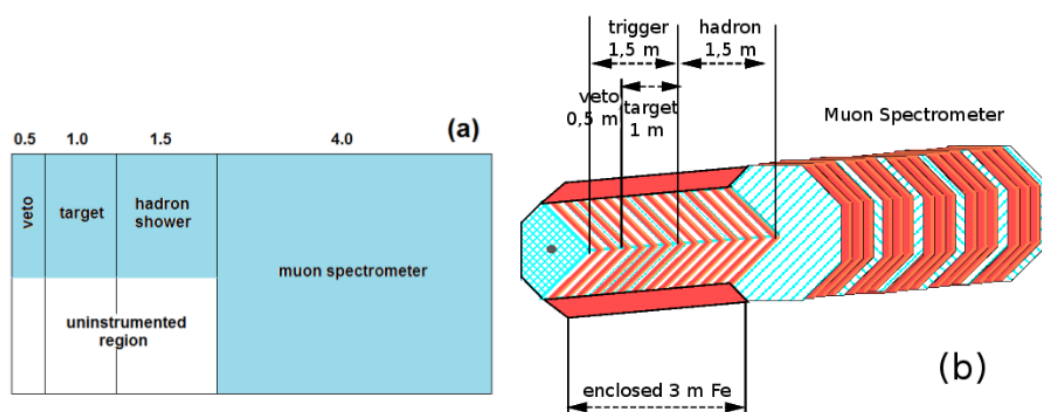


Figura 3.11: (a) As quatro seções lógicas do Near Detector. A região não instrumentada possui cintiladores a cada 5 planos. (b) Regiões instrumentadas do Near Detector. As distâncias são dadas em termos de espessura do aço, não sendo o comprimento do detector [80].

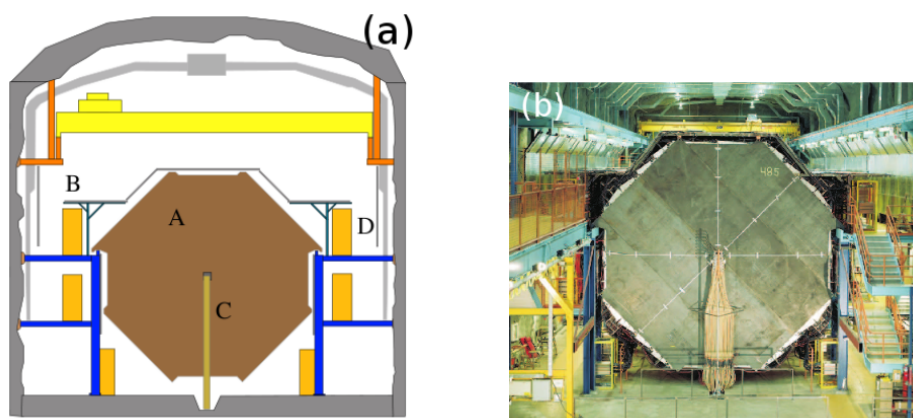


Figura 3.12: (À esquerda) Vista frontal do Far Detector mostrando a estrutura do plano octogonal (A), o veto shield no topo (B), a bobina magnética saindo do centro (C) e os dispositivos eletrônicos (D). (À direita) Fotografia do Far Detector [74].

deteção do feixe NuMI. Para minimizar o efeito da expansão térmica, o FD 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 2,54 cm. Eles são separados por 5,95 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 $\sim 1,2$ m, permitindo a instalação da bobina magnética. A amplitude do feixe expande seu diâmetro em 1,5 km ao percorrer a distância de 735 km do alvo até o FD [80].

Em ambos os detectores, em todos os planos de aço, tem-se montadas tiras cintiladoras de 4 cm de largura. Tiras de planos sucessivos são alternadamente alinhadas ao longo dos eixos

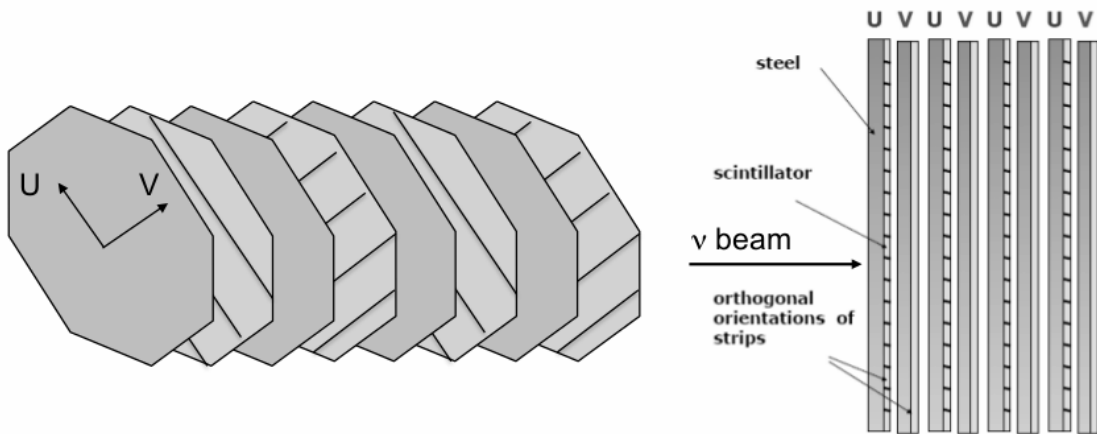


Figura 3.13: Arranjo dos planos de aço nos detectores do experimento MINOS. Planos sucessivos possuem tiras cintiladoras orientadas ortogonalmente entre si [88].

ortogonais $U = \frac{1}{\sqrt{2}}(y + x)$ e $V = \frac{1}{\sqrt{2}}(y - x)$, fazendo um ângulo de 45° com a vertical e 90° entre si (ver Figura 3.13). A escolha dessas coordenadas facilita as conexões entre as tiras cintiladoras e os dispositivos eletrônicos fora do detector [73]. 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. A profundidade é calculada contando-se o número de planos que a partícula atravessou. Juntando essas informações, obtém-se a reconstrução tridimensional de cada evento [89].

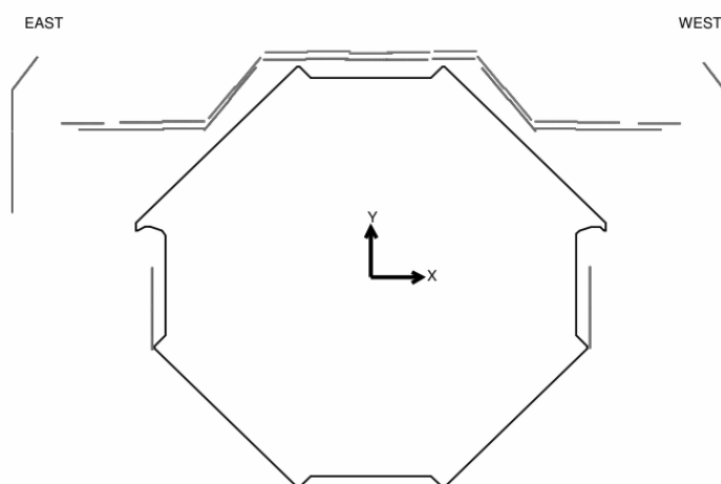


Figura 3.14: Esquema das componentes do veto shield do Far Detector que cobrem cerca de 99% da superfície do detector permitindo melhores medidas de múons atmosféricos [84].

Os múons provenientes de raios cósmicos atingem o topo dos detectores e possuem, na

sua maioria, trajetórias com ângulos próximos à direção vertical. Eles são o principal ruído de fundo quando se deseja analisar dados de neutrinos atmosféricos, porém também fornecem a oportunidade de se estudar partículas de raios cósmicos. Devido ao alinhamento vertical dos planos dos detectores, apenas 20% de sua parte superior é coberta. Sendo assim, foi construído um aparato chamado de *veto shield* no FD (Figura 3.14) para detectar os múons de raios cósmicos que o atravessam (ver exemplo na Figura 3.15). O *veto shield* é feito de módulos cintiladores (mesmo material das tiras cintiladoras), os quais são alinhados com o eixo z , ao longo da trajetória do feixe de neutrinos, e cobrem cerca de 99% da superfície superior do FD [74].

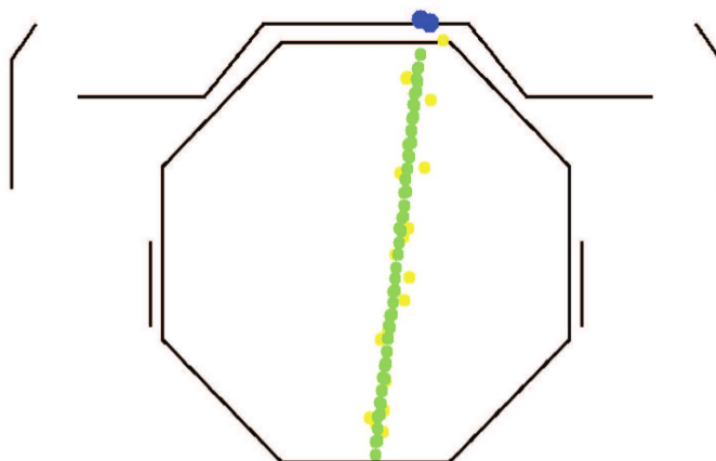


Figura 3.15: Exemplo de um múon de raio cósmico que atravessa o Far Detector e é detectado pelo *veto shield*. Os pontos amarelos representam *hits* com deposição de carga menor que 2 foto-elétrons, os pontos verdes são *hits* maior que 2 foto-elétrons e os pontos azuis indicam atividade no *veto shield* [74].

3.3 Campo magnético

Os campos magnéticos no ND e FD foram determinados, de acordo com o tamanho de cada detector, de forma a serem mais similares possível para diminuir os erros sistemáticos. A Figura 3.16 mostra os mapas dos campos magnéticos no ND e FD, onde o valor médio do campo é de 1,28 T e 1,42 T, respectivamente. As trajetórias das partículas carregadas são curvadas devido ao campo magnético e sua curvatura é usada para distinguir os neutrinos e

antineutrinos que interagiram e também para medir sua energia. Quando os múons resultantes da interação param dentro do detector, o comprimento da trajetória é usado para estimar a energia, mas quando eles se propagam além do detector, a curvatura é a melhor forma de medir a energia. O momento da partícula é determinado a partir da proporcionalidade entre carga e momento: q/p [90].

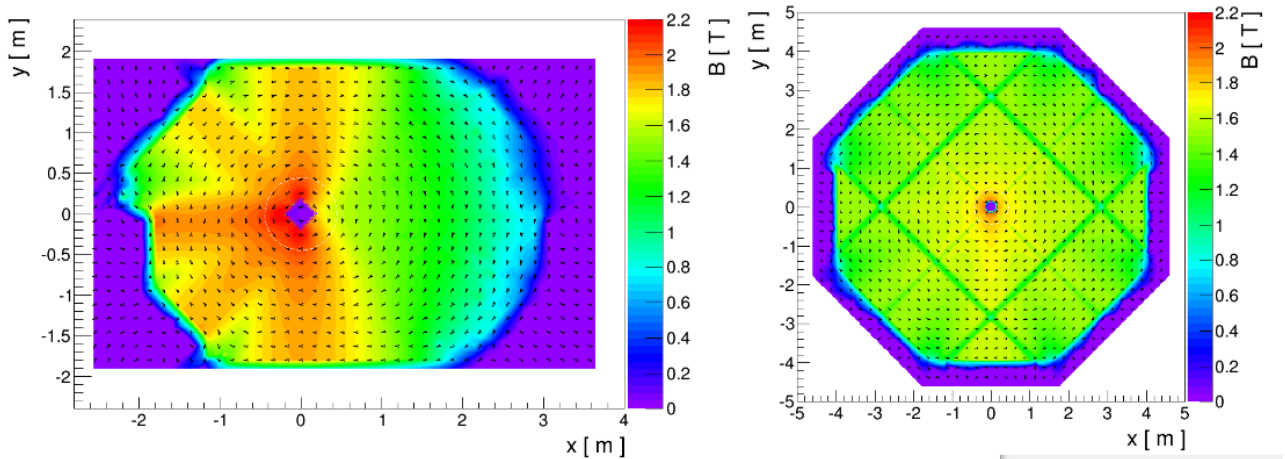


Figura 3.16: Mapas dos campos magnéticos no ND (esquerda) e FD (direita), com a média do campo magnético de 1,28 T e 1,42 T, respectivamente [94].

No ND, a bobina geradora do campo magnético está localizada a 55,8 cm do centro do detector na direção oposta à região do feixe. A bobina passa por dentro do detector e retorna próxima à ele do lado da região que não é instrumentada, pois o campo magnético pode causar interferência com os dispositivos eletrônicos que gravam o sinal proveniente das tiras cintiladoras. Ela consiste de 48 condutores feitos de alumínio que carregam uma corrente de 40 kA em cada volta. Os condutores dissipam uma energia de cerca de 47 kW e são resfriados por um sistema que usa água e leva o calor para fora da caverna onde o ND está situado [88].

Cada uma das bobinas dos supermódulos do FD possuem 190 fios de cobre que contornam o detector e carregam uma corrente de 80 A, totalizando em 15,2 kA em cada volta. Assim como no ND, as bobinas do FD também são resfriadas usando-se água em um sistema separado para cada 15 fios de cobre, os quais dissipam 20 kW de energia [88]. A Figura 3.17 mostra uma ilustração das seções transversais das bobinas dos detectores.

Quando o experimento está operando no modo ν_μ , os múons (μ^-) produzidos pelas

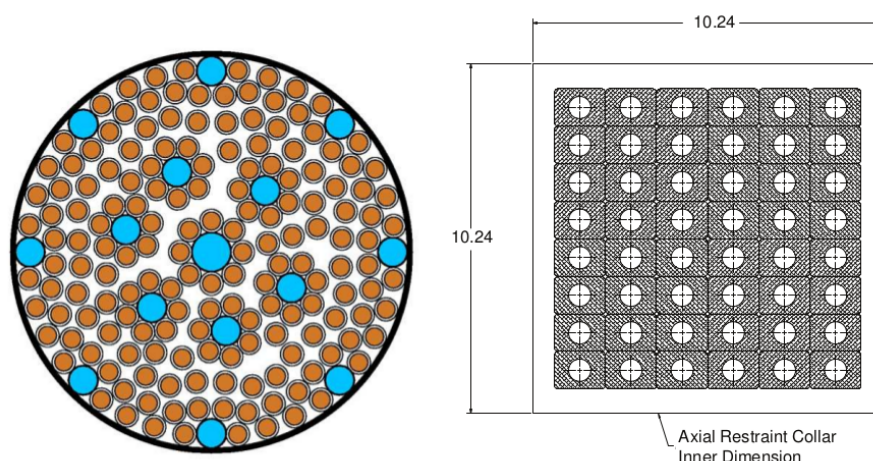


Figura 3.17: Ilustração da seção transversal das bobinas magnéticas do FD (esquerda) e ND (direita). Os círculos azuis na figura à esquerda representam a passagem de água para resfriamento da bobina. As dimensões são dadas em polegadas [73].

interações dos neutrinos são curvados em direção ao centro do detector. No modo $\bar{\nu}_\mu$, o campo magnético é invertido para que os antimúons (μ^+) produzidos pelos antineutrinos também possam ser curvados para o centro. Isso permite com que o momento seja obtido com maior precisão, visto que a curvatura das partículas de interesse terminarão dentro do detector ao invés de serem projetadas para fora. A direção do campo magnético no FD é mostrada na Figura 3.18.

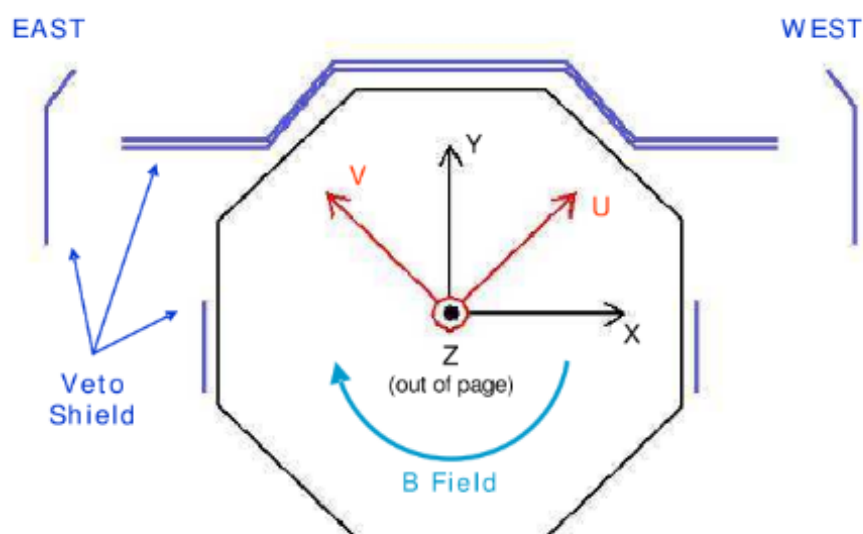


Figura 3.18: Sistema de coordenadas do Far Detector [80].

3.4 Tiras Cintiladoras

As tiras cintiladoras fazem parte do sistema de detecção de partículas e possuem 1 cm de espessura, 4,1 cm de largura e comprimento entre 2,5 m e 8 m (ver Figura 3.19). São constituídas por um núcleo de poliestireno extrusado (NP) envolto por uma cápsula de 0,25 mm de espessura feita de poliestireno enriquecido com (15%) óxido de titânio (TiO_2). As partículas carregadas que passam pela tira excitam as moléculas em seu caminho, as quais liberam uma pequena fração de energia na forma de fótons [91,95].

A cápsula de TiO_2 funciona como um refletor difuso para a luz cintiladora produzida no NP e é suficientemente opaca para que a luz ultravioleta, que é similar à luz cintiladora, não passe através dele. Sendo assim, cada tira cintiladora está opticamente isolada das tiras vizinhas [73].

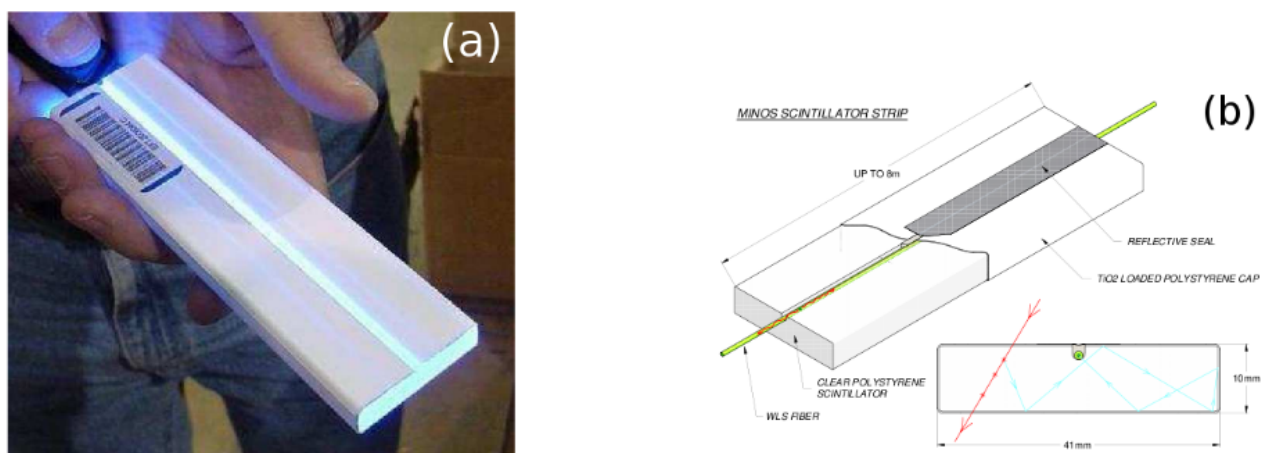


Figura 3.19: (a) Fotografia de uma parte da tira cintiladora do MINOS iluminada por LED azul. (b) Diagrama de uma tira cintiladora [84].

No topo da tira há uma canaleta central (que não possui TiO_2) onde é colocada uma fibra de deslocamento de comprimento de onda (WLS - *wavelength shifter*) coberta por uma camada refletiva. Esta fibra tem 1,20 mm de diâmetro e é feita de poliestireno e flúor cintilador Kuraray Y11. As fibras WLS absorvem a luz com comprimento de onda ≈ 420 nm e a reemite isotropicamente com o comprimento de onda ≈ 520 nm, minimizando auto-absorção [29]. O tempo entre absorção e emissão é de aproximadamente 8 ns. Em suma, a função das fibras

WLS reside em coletar a luz cintiladora gerada e transportá-la até o final da tira, onde o sinal é transmitido a um tubo foto-multiplicador (PMT - *Photo Multiplier Tube*).

No FD ambas as bordas das tiras cintiladoras são ligadas a PMTs. Entretanto, no ND apenas uma borda é ligada enquanto a outra é coberta por uma camada refletiva. Quando as duas bordas são lidas os sinais devem ser somados para se obter a resposta global da tira, a qual varia em até 20% dependendo da posição inicial da luz ao longo da tira. As tiras cintiladoras são organizadas em conjuntos de diferentes quantidades (16 a 24 tiras) chamados de módulos. Dessa forma, o transporte e a instalação no detector se tornam praticáveis. Há um total de 22 diferentes tipos de módulos, considerando ambos ND e FD [75], como mostram as Figuras 3.20 e 3.21.

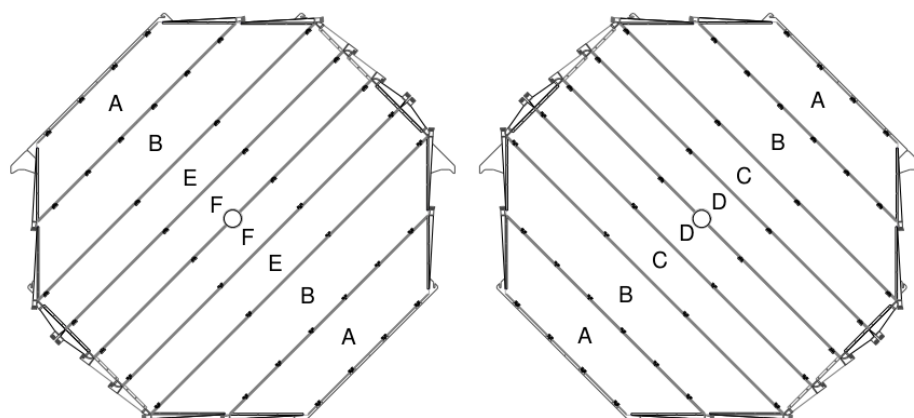


Figura 3.20: Layout dos módulos do FD nos planos U (esquerda) e V (direita). Os módulos indicados pelas letras A e B contém 24 tiras cintiladoras; os outros possuem 20 tiras cada [73].

3.5 Tubos Foto-Multiplicadores

A luz cintiladora transportada pela fibra WLS é conduzida até um tubo fotomultiplicador (PMT) por um cabo de fibras ópticas. Os PMTs são colocados em um invólucro de aço que contém pequenos segmentos de fibra óptica que ligam os cabos conectores até os pixels dos PMTs (Figura 3.22) [96].

No ND, cada invólucro contém um PMT Hamamatsu de 64 ânodos ou pixels (M64),

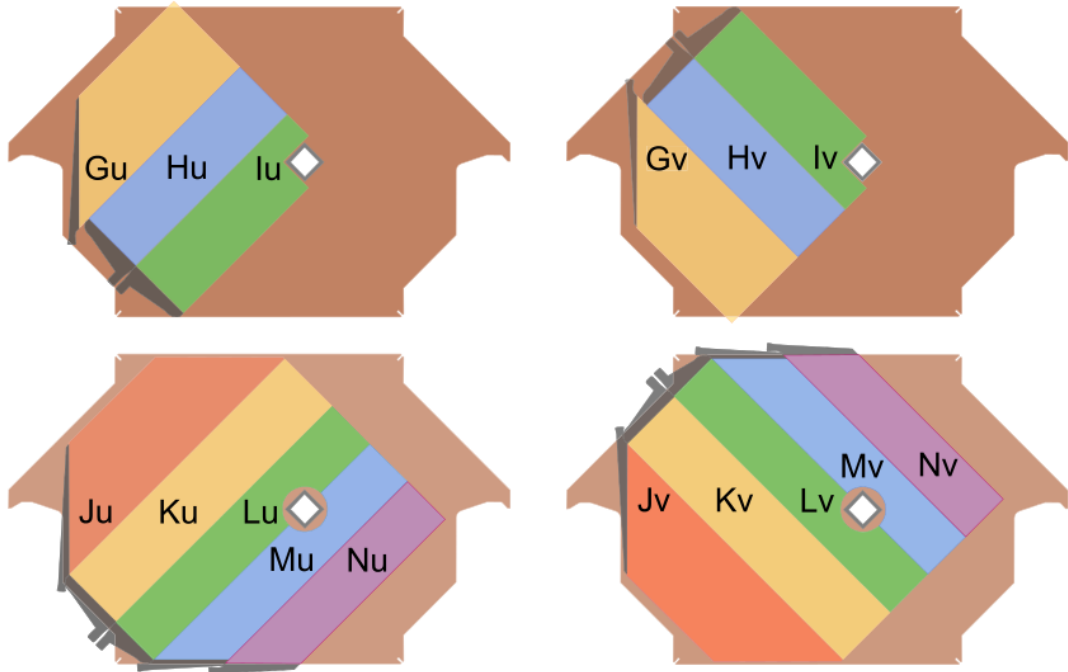


Figura 3.21: Layout dos módulos do ND: acima à esquerda é ilustrado um plano U parcialmente instrumentado (PU), acima à direita um plano V parcialmente instrumentado (PV), abaixo à esquerda um plano U totalmente instrumentado (FU) e abaixo à direita um plano V totalmente instrumentado (FV). Os planos na parte do calorímetro do detector seguem o mesmo padrão: FU-PV-PU-PV-PU-FV-PU-PV-PU-PV. A parte do espectrômetro também segue este padrão, porém apenas a cada cinco planos, pois os planos restantes não são instrumentados. Os diferentes nomes dos módulos indicam diferentes quantidades de tiras cintiladoras em cada um [73].

havendo um total de 194 PMTs no detector [92]. Cada uma das fibras vindas de cada tira cintiladora é conectada a um pixel do PMT por um instrumento plástico chamado de *cookie*. Na parte calorimétrica do ND cada PMT está ligado a um dispositivo eletrônico que faz a leitura de saída. Contudo, na parte do espectrômetro, cada quatro PMTs são ligados em paralelo a um mesmo dispositivo eletrônico e seus sinais são somados. É possível identificar a tira cintiladora relacionada a cada sinal porque as tiras ligadas ao mesmo PMT estão separadas por 1 m, o que é suficiente visto que a parte do espectrômetro é usada apenas para medir as trajetórias dos múons [97].

No FD, cada invólucro (chamado de caixa MUX - multiplexado) contém 3 PMTs Hamamatsu de 16 ânodos cada (M16), totalizando em 1452 PMTs em todo o detector (existem mais 64 PMTs no *veto shield*) [92]. Neste caso, cada oito fibras, vindas de oito tiras cintiladoras separadas por 1 m, são ligadas a um mesmo pixel [88]. Entretanto, como ambas as bordas das

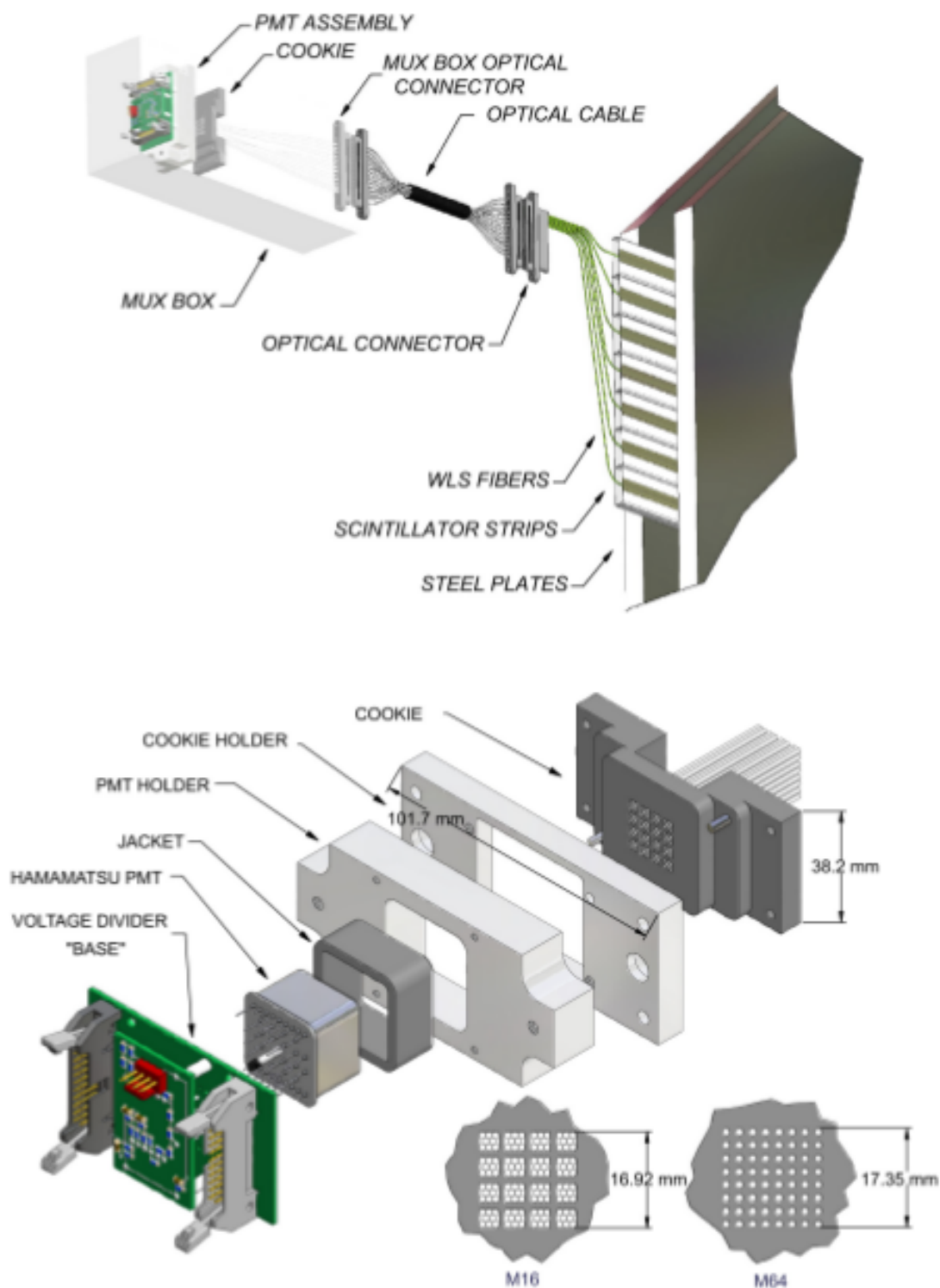


Figura 3.22: As fibras WLS são agrupadas e conectadas a um tubo foto-multiplicador (PMT). No FD oito tiras cintiladoras são ligadas a cada um dos 16 pixels dos PMTs. No ND cada 64 pixel de um PMT recebe a luz cintiladora de apenas uma tira. Figuras adaptadas de [94].

tiras cintiladoras estão associadas a um PMT, existe apenas um par de pixels referentes a cada tira, permitindo que as posições tridimensionais das trajetórias das partículas e chuveiros sejam reconstruídas de forma não ambígua.

Os sinais de luz gerados nas tiras cintiladoras são convertidos em foto-elétrons (FE) nos PMTs. Um múon com energia mínima capaz de produzir ionização gera um sinal típico de 5 FEs em cada borda das tiras. Para que o sinal seja gravado no PMT é necessário que ele seja igual ou maior que $1/3$ FEs (*trigger*) [98].

3.6 Dispositivos Eletrônicos

Os dispositivos eletrônicos de cada detector são distintos devido às diferentes taxas de eventos em ambos. Durante um único jato do feixe de prótons de duração de $8 \mu\text{s}$, a taxa no ND é cerca de dez mil vezes maior que a do FD. No entanto, os dispositivos eletrônicos foram construídos de forma mais similar possível para diminuir os erros sistemáticos. Os dispositivos eletrônicos possuem o objetivo de integrar, linearizar e digitalizar os sinais dos PMTs antes de passá-los ao sistema de aquisição de dados (DAQ - *Data Acquisition System*) [100].

A alta taxa de eventos no ND exige dispositivos eletrônicos rápidos que possam ler os sinais quase sem tempo morto. Cada pixel M64 dos PMTs está conectado a uma placa de circuito chamada de MENU (*MINOS Electronics for Neutrinos*), onde o sinal analógico é convertido a um sinal digital. Cada dezesseis MENUs são agrupados em uma placa de circuito chamada MINDER (*MINOS Near Detector Electronics Readout*), e cada oito MINDERS são lidos por um módulo chamado MASTER (*MINOS Acquisition, Sparsifier and Time stamper for Event Readout*). Os dados são transferidos dos MENUs/MINDERS para seus respectivos MASTERS e são então linearizados, digitalizados, e gravados pelo sistema aquisidor de dados (DAQ) conforme a identificação do canal de onde vem o dado e o instante no qual o sinal ocorre [88].

O tempo morto para a coleta de dados de raios cósmicos no ND em cada PMT é

de apenas 0,5% [90]. Porém, os dados provenientes do feixe não experimentam nenhum tempo morto devido à precisão com relação ao tempo entre os jatos de prótons e à informação recebida pelo sistema de controle do Fermilab (ACNET - *Accelerator Control Network*) sobre os prótons sendo mandados para o experimento MINOS/MINOS+.

Como a taxa de eventos no FD é bem menor devido à sua distância da origem do feixe NuMI, foi possível montá-lo usando-se de dispositivos eletrônicos comerciais. Cada PMT M16 é lido por um chip Viking (também chamado VA) e cada caixa MUX possui três desses chips montados em um suporte (VFB - *VA Front-end Board*). Os chips VA leem cada pixel dos PMTs, amplificam e moldam o sinal. Os sinais analógicos de cada dois VFBs são multiplexados e digitalizados em um ADC (*Analog-to-Digital Converter*) localizado em um módulo chamado de VMM (*VA Mezzanine Module*). Por sua vez, cada seis VMMs são alojados por um comando de leitura (VARC - *VA Readout Cards*) que controla a digitalização, o *triggering*, e a atribuição de tempo. Cada VARC serve até 36 PMTs, mas os sinais só são gravados se há pelo menos dois sinais distintos vindos de dois diferentes PMTs dentro de uma janela de tempo de 400 ns. Os dados digitalizados são então armazenados em uma memória, a qual é lida pelo DAQ. O tempo morto médio dos dispositivos eletrônicos no FD é de $5 \mu\text{s}$ por chip VA [29].

3.7 Sistema de aquisição de dados

Os sistemas de aquisição de dados foram construídos com instrumentos comerciais e são funcionalmente idênticos no ND e FD. As diferenças residem nos softwares que foram projetados para levar em conta as diferenças nos dispositivos eletrônicos dos dois detectores. Os dados são lidos continuamente, sem tempo morto, entretanto, condições limites foram estipuladas para que eles sejam gravados em disco [103].

No ND, quando o ACNET manda informação sobre o feixe de prótons, um *trigger* é acionado para que dados sejam gravados iniciando $1,5 \mu\text{s}$ antes da chegada do feixe de neutrinos [90]. Não é possível fazer o mesmo no FD. Sendo assim, o instante em que os sinais ocorrem

no ND é medido por um sistema de GPS (*Global Positioning System*) e então transmitido aos processadores do FD pela Internet [90].

A leitura dos dados digitalizados pelos dispositivos eletrônicos é feita por computadores (ROP - *Readout Processor*) conectados aos dispositivos eletrônicos. No FD há 16 ROP e no ND há 8 ROP. Os dados de cada ROP são transferidos para um computador fora do local do detector (BRP - *Brach Readout Processor*), e os eventos de interesse físico são então decifrados por algoritmos. Para a gravação da informação, é exigido que pelo menos quatro, de cinco planos consecutivos, contenham sinais (*hits*). A ordem de tempo dos *hits* é identificada e eles são então divididos em grupos em uma janela de tempo de 156 ns ou menos. Os algoritmos procuram, em cada um dos grupos, por sinais com informações espacial e temporal similares. Quando eventos múltiplos de um jato do feixe vindos do mesmo conjunto de dados do detector passam pelos *triggers*, eles são agrupados em um *snarl* [90].

O DAQ é coordenado por um controle de execução que examina o estado dos detectores e o fluxo de dados em tempo real. A coleta de dados é dividida em segmentos chamados de *run* que duram aproximadamente 2 horas cada. Dessa forma, a análise física dos dados se torna praticável. Mais detalhes sobre o DAQ podem ser encontrados em [73] e [103].

3.8 Qualidade dos dados

Todos os dados usados em análises do experimento MINOS e MINOS+ são checados de forma a garantir que foram coletados sob circunstâncias adequadas. As informações obtidas pelo sistema de monitoramento dos detectores e pelo DAQ são integradas com relatórios diários feitos por físicos e engenheiros trabalhando com os detectores para avaliar se os dados obtidos são de boa qualidade.

Alguns dos fatores mais cruciais para a qualidade dos dados é o monitoramento dos dispositivos eletrônicos e dos campos magnéticos nos detectores. Os campos magnéticos são essenciais na determinação do sinal da carga e do momento das partículas por meio da curvatura

de sua trajetória no detector. Sendo assim, qualquer mal funcionamento dos campos pode ter efeitos indesejáveis na análise de dados. As atividades dos dispositivos eletrônicos também devem ser supervisionadas. Dispositivos eletrônicos defeituosos ou “ocupados” acarretam na não leitura de sinais e, conseqüentemente, perda de dados que possam ser importantes para a física do evento sendo gravado. Dispositivos eletrônicos “ocupados” são chips VA que foram ativados por um sinal, mas devido ao tempo morto de $5 \mu\text{s}$ (tempo necessário para que se tornem sensíveis novamente) não são capazes de receber o próximo sinal [29].

3.9 Calibração

Um *hit* (depósito de energia) gravado pelo DAQ constitui em três informações diferentes: o instante de ocorrência, a identificação dos dispositivos eletrônicos acionados pelo *hit* e a quantidade de pulso gerada (relacionada aos foto-elétrons produzidos no detector). Quando essas informações são gravadas em um pequeno intervalo de tempo entre si e suas posições no detector são relativamente próximas, tem-se um evento.

A calibração dos eventos consiste em um processo de vários estágios que transforma a informação bruta em quantidade corrigida de energia depositada no detector. Para isso são usados múons de raios cósmicos, de modo a garantir que a resposta é uniforme ao longo do detector e ao longo do tempo, visto que estas partículas possuem depósito de energia bem conhecido. Alguns fatores pertinentes ao experimento devem ser levados em conta devido à sua correlação com a calibração, como por exemplo as mudanças de temperatura da caverna dos detectores, a degradação dos PMTs e tiras cintiladoras com o tempo, as diferenças nas respostas ao longo de tiras cintiladoras e em diversas partes do detector, entre outros [92].

Também para fins de calibração, os detectores são equipados com um sistema de injeção de luz (*light injection*) no qual LEDs ultravioletas iluminam as fibras WLS periodicamente, permitindo que a resposta de cada PMT seja calibrada com relação a um nível de luz conhecido [104–106].

A determinação das respostas dos detectores foi realizada com um detector de calibração não magnetizado construído no CERN (fronteira da França com a Suíça) antes do ND ou FD iniciar operações [107, 108]. Ele consistia de 60 planos de aço de 1 m quadrado com 24 tiras cintiladoras em cada, pesando 12 toneladas. A partir da exposição deste detector a feixes de prótons, píons, elétrons e múons, em testes controlados, estudou-se a detecção da carga e do momento das partículas com energia entre 0,2 e 10 GeV e as respostas topológicas e calorimétricas esperadas no ND e FD. Observações de chuveiros hadrônicos e eletromagnéticos permitiram determinar as resoluções das energias (E) dos hádrons e elétrons [29]. Mais detalhes sobre a calibração podem ser encontrados nas referências [109, 110].

3.10 Tipos de Eventos de Interesse

O experimento MINOS foi projetado e otimizado para estudar o desaparecimento de neutrinos muônicos (ν_μ) no feixe NuMI. Sendo assim, o tipo de evento de interesse principal na análise física dos dados do MINOS é a interação de corrente carregada (CC) dos ν_μ . No entanto, outros tipos de interação podem ser investigados e usados para diferentes estudos. Além da interação ν_μ CC, é possível se identificar ν_e CC, ν_τ CC e interações de corrente neutra (NC) através da análise topológica dos eventos (Figura 3.23). Ênfase será dada aos eventos de interesse da análise desta tese, interações ν_μ CC, e ao seu principal ruído de fundo, interações NC.

3.10.1 Interações ν_μ CC

Nesta interação, o ν_μ troca um bóson W com um nucleon (ou um quark dentro do nucleon) do núcleo alvo. No caso do experimento MINOS/MINOS+, o núcleo alvo é o ferro que compõe os detectores. As reações para neutrinos e antineutrinos são, respectivamente [48]:

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X,$$

$$\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + X,$$

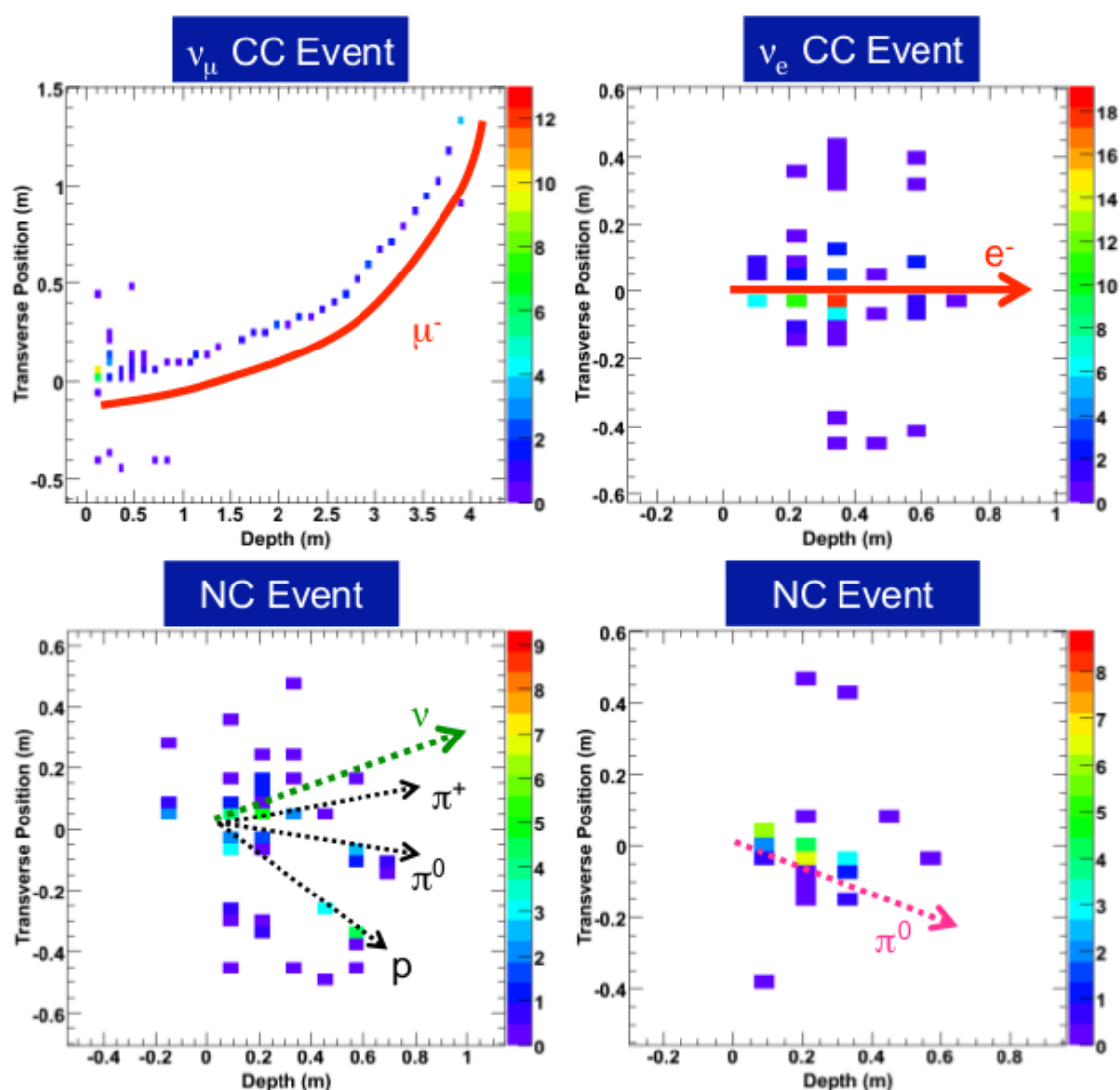


Figura 3.23: Displays de eventos simulados nos detectores do MINOS/MINOS+. A escala de cinza representa a quantidade de pulso. Acima à esquerda tem-se um evento ν_μ CC, onde observa-se a longa trajetória característica dos múons e o chuveiro hadrônico perto do vértice do evento. Acima à direita tem-se um evento ν_e CC, onde o chuveiro eletromagnético tende a ser compacto, depositando energia em um núcleo limitado. Abaixo tem-se eventos NC, onde à esquerda observa-se um chuveiro hadrônico difuso e à direita tem-se a produção de um π^0 que carrega grande parte da energia do evento e é acompanhado por chuveiros de natureza eletromagnética [88].

onde N representa o nucleon ou quark e X a atividade hadrônica resultante. O campo magnético nos detectores permite distinguir essas duas reações, pois partículas de cargas contrárias se curvam em direções opostas. Assim, é possível investigar se os parâmetros de oscilação $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ diferem dos $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$. A trajetória dos múons gerados é longa e se estende além dos chuveiros produzidos pela atividade hadrônica, pois os múons perdem pouca energia em cada plano. O

principal ruído de fundo de tal interação são as trajetórias de píons carregados (π^\pm) produzidos em interações NC.

3.10.2 Interações NC

Nas interações NC não é possível identificar o sabor (l) do neutrino que está interagindo, pois todos os tipos neutrinos interagem da mesma forma, trocando um bóson Z com um nucleon ou um quark [48]:

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + X.$$

O neutrino resultante não deixa nenhum sinal, portanto, neste caso, tem-se apenas o chuveiro hadrônico, X . Dessa forma, interações NC são geralmente fáceis de serem discriminadas das interações ν_μ CC. Esses dois tipos de interações são passíveis de serem confundidas apenas quando interações NC apresentam uma topologia semelhante a uma trajetória, a qual é a característica principal das interações ν_μ CC. Mais adiante serão discutidas técnicas realizadas na seleção de eventos de forma a minimizar o ruído de fundo proveniente dessas interações.

3.11 Simulação

A simulação de eventos no experimento MINOS/MINOS+ possui três estágios: simulação do feixe, simulação das interações de neutrinos e simulação dos detectores.

A simulação do feixe NuMI é feita em três passos [74]:

- 1) Reprodução dos hádrons provenientes das interações dos prótons com o alvo de grafite;
- 2) Propagação desses hádrons e de suas partículas-filhas através dos *horns* magnéticos, tubo de decaimento e absorvedor e;
- 3) Cálculo da probabilidade de que os neutrinos do feixe interceptarão o ND e/ou FD.

No primeiro e segundo passos, o programa de Monte Carlo usado é o FLUGG [111,112], o qual incorpora simulações dos processos físicos através do FLUKA [113] e uma geometria detalhada implementada por meio do GEANT4 [114]. Para calcular as probabilidades, um código baseado na junção GEANT-FLUKA é empregado.

Após a reprodução do feixe de neutrinos, deve-se simular o que ocorre nos detectores. As interações dos neutrinos são modeladas pelos espalhamentos quasi-elástico e inelástico por meio do programa NEUGEN3 [115], onde o modelo selecionado é o AGKY [116] para os processos hadrônicos, Rein-Seghal [117] para a produção de ressonância e Bodek-Yang [118,119] para interações profundamente inelásticas. Também são efetuadas simulações das interações dos hádrons produzidos nos espalhamentos dos neutrinos, incorporando os espalhamentos elástico e inelástico dos píons usando-se do modelo INTRANUKE [120].

As geometrias dos detectores são simuladas com o GEANT3 [121]. Amostras de neutrinos são aleatoriamente tomadas do fluxo gerado pela simulação do feixe e então sua passagem pelo ND e FD é simulada. A simulação inclui uma descrição detalhada da geometria dos detectores e leva em conta os possíveis processos físicos que as partículas podem sofrer (usando o pacote GCALOR), incluindo a modelagem do campo magnético [75].

Após a simulação dos detectores, uma data é escolhida de forma aleatória dentro do período considerado pela análise, e as constantes de calibração associadas a esta data são então tomadas do banco de dados. Usando-se dessa informação, um pacote de software faz o processo contrário da calibração, transformando a energia depositada em cada cintilador em fótons chegando nos pixels dos PMTs. A quantidade de foto-elétrons (FE) produzida pelos fótons é gerada aleatoriamente por meio de uma função de Poisson. Assim, um outro pacote de software simula a resposta dos PMTs e dispositivos eletrônicos correlacionada à essa quantidade de FE e produz uma contagem de sinais que é gravada pelo DAQ (da mesma forma que dados reais são gravados). Esse procedimento garante que a simulação está sendo fiel às propriedades do detector dependentes do tempo e torna a simulação o mais similar possível dos dados reais [90].

A simulação de neutrinos atmosféricos é feita separadamente. Emprega-se novamente

o programa NEUGEN3 para gerar os eventos cujas interações ocorrem dentro do detector (*contained-vertex*), onde o fluxo é calculado com o modelo Bartol-3D [122] e o transporte das partículas é feito com o GCALOR [123]. Já para eventos iniciados fora do volume fiducial do detector, o pacote usado é o NUANCE [124] e o modelo aplicado é o GRV94 [125]. Descrições mais detalhadas podem ser encontradas em [126] e [74].

Capítulo 4

Análises nos experimentos MINOS e MINOS+

Nos experimentos MINOS e MINOS+ tem-se dados de neutrinos do feixe NuMI e dados de neutrinos atmosféricos, provenientes dos raios cósmicos. Além disso, os múons de raios cósmicos também podem ser utilizados em diversos estudos. O experimento MINOS já realizou várias análises durante seu período de operação, sendo indicadas abaixo as principais análises já publicadas. Os resultados de análises anteriores de desaparecimento de neutrinos muônicos são descritos de forma mais detalhada, visto que esta é a análise pertinente a esta tese. Também são discutidas mais adiante as perspectivas de análises de dados no MINOS+.

4.1 Análise de neutrinos do feixe

4.1.1 Oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$

As oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ sugerem que um desaparecimento de ν_μ deve ser observado no feixe de neutrinos NuMI. Para avaliar tal hipótese, o espectro dos eventos ν_μ CC medido no FD é comparado com a previsão feita extrapolando o espectro medido no ND para o FD, no caso onde oscilações não existem. Dessa forma, a razão entre o espectro medido e o previsto no FD indica o desaparecimento ou não dos ν_μ . Quando oscilações estão presentes, essa razão depende periodicamente da energia e quando plotada em função desta, é possível observar um declive

(‘poço’) onde a probabilidade de oscilação é maior. Os valores dos parâmetros de oscilação podem ser determinados usando-se do valor mínimo deste declive.

4.1.1.1 Medida mais precisa com o modelo de dois sabores

A medida mais precisa dos parâmetros de oscilação de neutrinos e antineutrinos realizada pelo experimento MINOS foi obtida pela combinação de dados de neutrinos atmosféricos e do feixe [136]. MINOS foi o primeiro experimento a realizar tal combinação, a qual se tornou um marco para análises subsequentes.

Usando dados completos do experimento MINOS e considerando o modelo de dois sabores de neutrinos, os dados combinados foram ajustados com o método de máxima verossimilhança. Para a hipótese de que neutrinos e antineutrinos possuem valores iguais dos parâmetros de oscilação, obteve-se o resultado de $\Delta m^2 = 2,41_{-0,10}^{+0,09} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta = 0,95_{-0,036}^{+0,035}$. O contorno de 90% de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos é mostrado na Figura 4.1, juntamente com os contornos publicados pelos experimentos T2K e Super-Kamiokande. Nota-se que o resultado do experimento MINOS fornece limites mais restritos para o parâmetro de massa quando comparado com outros experimentos. Contudo, o experimento Super-K apresenta uma medida mais precisa do ângulo de mistura.

Os dados também foram analisados sob a perspectiva de que neutrinos e antineutrinos possuem diferentes parâmetros de oscilação. Neste caso, obtém-se a medida dos parâmetros para antineutrinos, sendo que o melhor ajuste foi para $\Delta \bar{m}^2 = 2,50_{-0,25}^{+0,23} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\bar{\theta} = 0,97_{-0,08}^{+0,03}$. A Figura 4.2 mostra o contorno de 90% de nível de confiança obtido para os parâmetros de oscilação dos antineutrinos (curva cinza contínua). Este contorno é comparado com aquele obtido pelo ajuste de dados de somente neutrinos (curva preta tracejada) e com o resultado combinado no qual neutrinos e antineutrinos possuem mesmos parâmetros (curva preta contínua).

No caso em que neutrinos e antineutrinos possuem diferentes parâmetros de oscilação, tais parâmetros podem ser quantitativamente comparados, de forma a se investigar a conser-

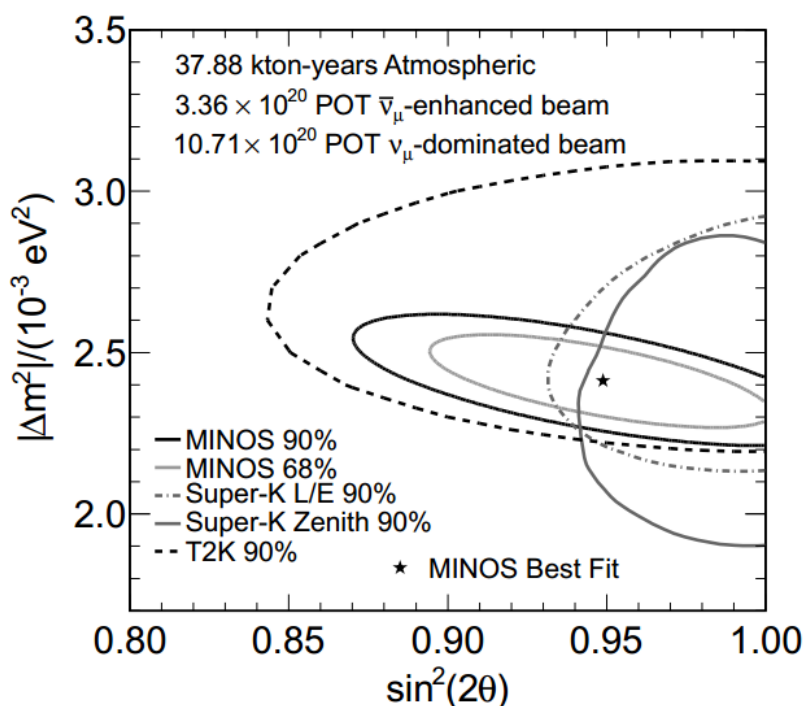


Figura 4.1: Contorno de 90% de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos, usando o modelo de dois sabores. Também são mostrados o contorno publicado pelos experimentos Super-Kamiokande e T2K.

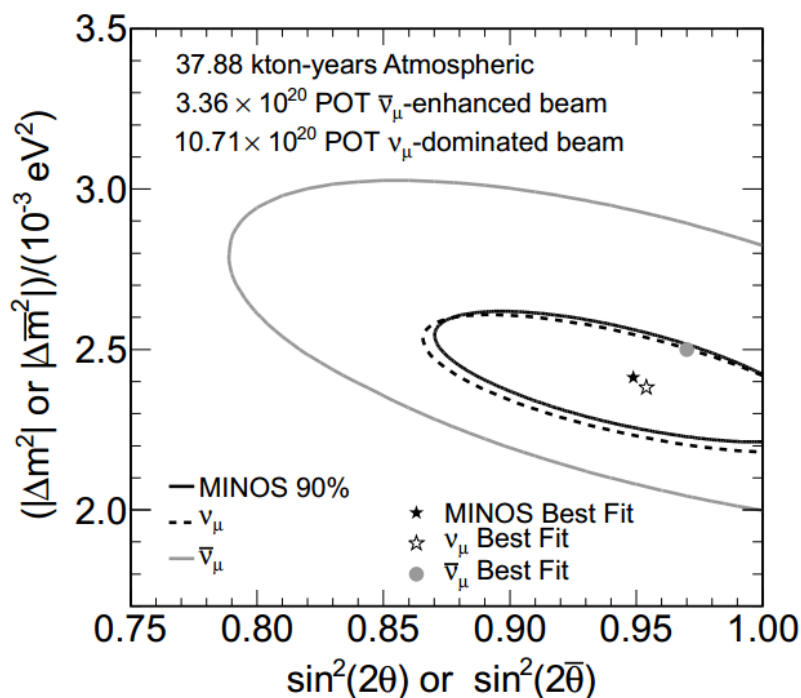


Figura 4.2: Contorno de 90% de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos antineutrinos, usando o modelo de dois sabores. O contorno obtido para os antineutrinos é comparado com o contorno usando apenas neutrinos e com o contorno usando dados de neutrinos e antineutrinos combinados no qual estes possuem parâmetros de oscilação iguais.

vação da simetria CPT. A diferença medida foi de $|\Delta\bar{m}^2| - |\Delta m^2| = 0,12_{-0,26}^{+0,24} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, mostrando que eles são bem próximos e que os dados são condizentes com a ausência de diferenças entre os parâmetros dos neutrinos e antineutrinos, indicando portanto a conservação da simetria CPT. Essa comparação também pode ser observada na Figura 4.3.

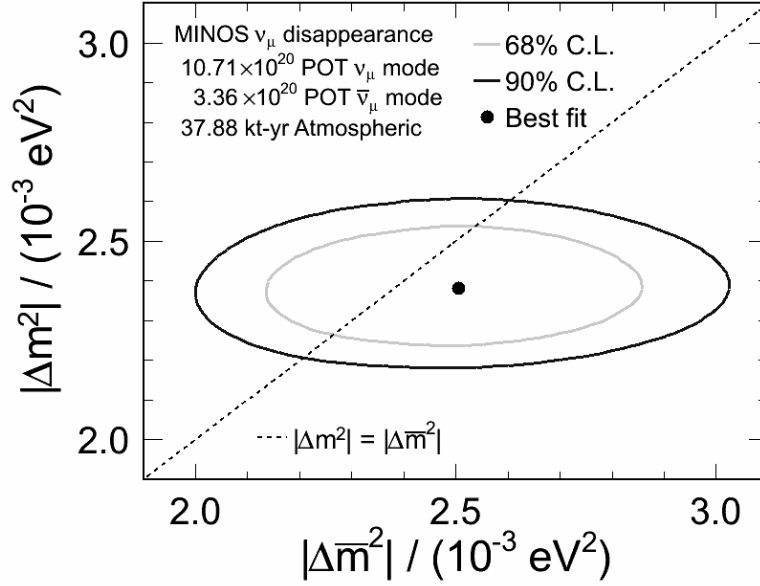


Figura 4.3: Comparação entre os parâmetros de massa dos neutrinos e antineutrinos, usando o modelo de dois sabores. A diagonal representa parâmetros iguais.

Esta é a medida de comparação entre os parâmetros de oscilação de neutrinos e antineutrinos mais precisa jamais feita, e é importante não apenas para a física de neutrinos, mas também para outros campos. A astrofísica, por exemplo, necessita da comprovação de que neutrinos violam a simetria CPT para corroborarem sua teoria de leptogênese, a qual explica a assimetria entre matéria e antimatéria no universo [137, 138].

4.1.1.2 Medida mais precisa com o modelo de três sabores

Após a publicação dos resultados usando-se do modelo de dois sabores de neutrinos, experimentos de reatores nucleares anunciaram medidas precisas do parâmetro θ_{13} , o qual se mostrou maior que o esperado. Neste contexto, o modelo de dois sabores se tornou obsoleto e o modelo de três sabores foi então empregado na análise combinada de dados do experimento MINOS.

Nesta análise em particular, foram combinados pela primeira vez dados de desaparecimento de ν_μ com dados de aparecimento de ν_e [139]. Os dados de desaparecimento de ν_μ são os mesmos usados na análise combinada com o modelo de dois sabores, descrita na seção anterior. Os dados de aparecimento de ν_e usados também são dados completos do experimento MINOS. Assumiu-se para esta análise que neutrinos e antineutrinos possuem mesmos parâmetros de oscilação.

A Figura 4.4 exhibe os contornos de 90% e 68% de nível de confiança para a hierarquia de massa normal (topo) e invertida (abaixo). O melhor ajuste global ocorre para a hierarquia invertida e se encontra no octante inferior, com limites de confiança: $\Delta m_{32}^2 (\times 10^{-3} \text{ eV}^2) = 2,32 - 2,53$ (68%) e $\sin^2 \theta_{23} = 0,34 - 0,67$ (90%). É usual apresentar o limite de confiança do parâmetro de massa para 68% e do ângulo de mistura para 90% de nível de confiança. Em termos estatísticos com relação a intervalos de confiança, isso é feito porque o parâmetro de massa é considerado um intervalo de dois lados, enquanto o ângulo de mistura impõe um limite para $\sin^2 2\theta_{23}$ (por exemplo, $\sin^2 2\theta_{23} > 0,85$), sendo um intervalo de um lado (ver Figura 4.5).

4.1.2 Oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

Embora o experimento MINOS tenha sido projetado para observar a oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (desaparecimento de ν_μ), ele é capaz de estudar outros canais de oscilação, porém com menor precisão. Para examinar oscilações do tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, deve-se detectar o aparecimento de ν_e . Medidas precisas de ambas essas oscilações exigem que as interações ν_μ CC e ν_e CC sejam bem identificadas e separadas das interações NC.

O sinal correspondente ao aparecimento de ν_e é caracterizado por um excesso de eventos ν_e CC em relação ao que é esperado como ruído de fundo (decaimento de K^+ e μ^+). A sensibilidade do experimento MINOS com respeito à medida do aparecimento de ν_e é limitada pela precisão com que o ruído de fundo é calculado e só é capaz de medir os parâmetros de oscilação se $\theta_{13} \geq 5^\circ$. Para diminuir os erros, mede-se a componente ν_e do feixe passando pelo

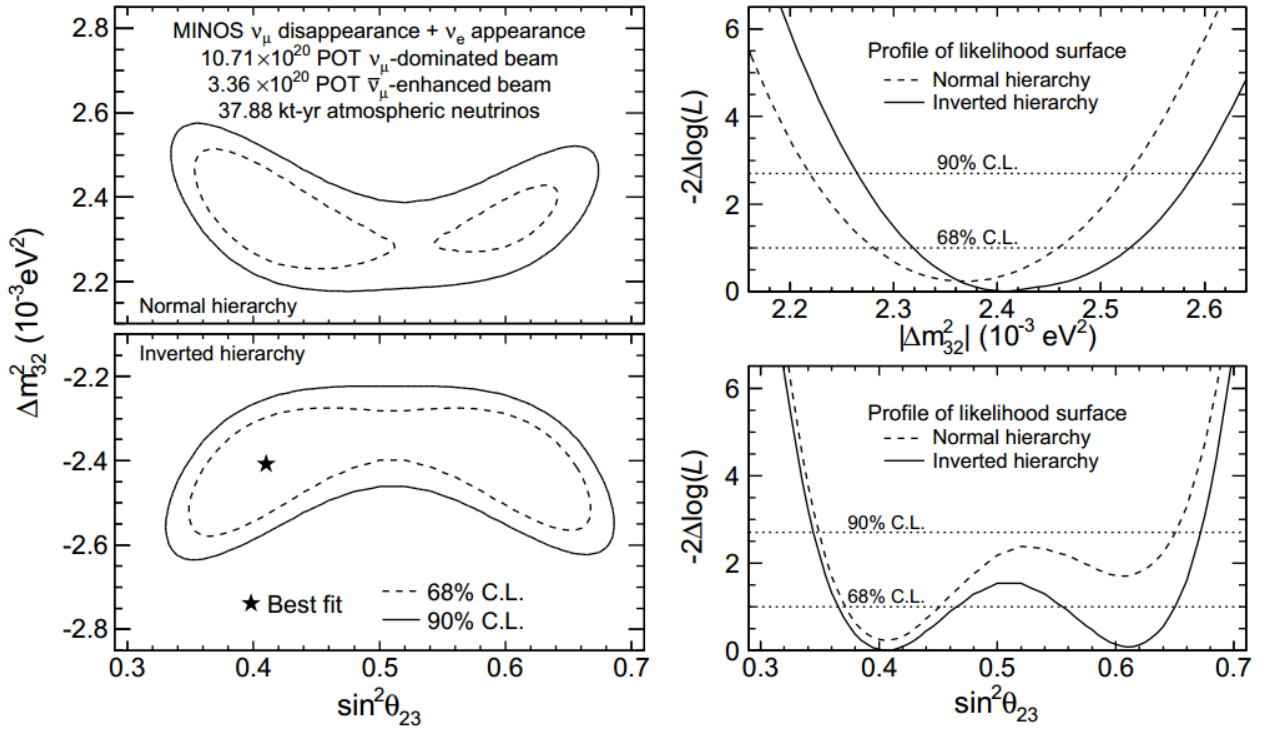


Figura 4.4: Contorno de 90% (curva contínua) e 68% (curva tracejada) de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para os dados de desaparecimento de ν_μ e aparecimento de ν_e do MINOS combinados, usando o modelo de três sabores, para hierarquia de massa normal (topo) e invertida (abaixo). O melhor ajuste global, representado pela estrela, é para hierarquia invertida e octante inferior.

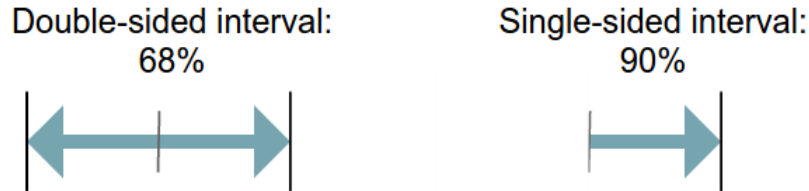


Figura 4.5: Intervalos de confiança de dois lados (esquerda), considerado para o parâmetro de massa; e intervalo de confiança de um lado (direita), considerado para o ângulo de mistura.

ND e se seleciona apenas interações ν_e CC com energias nas quais a oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ possa ocorrer [29]. Resultados recentes de aparecimento de ν_e do MINOS podem ser encontrados em [140].

4.1.3 Procura por neutrino estéril

A possibilidade da existência de um quarto tipo de neutrino, chamado de neutrino estéril, tem sido bastante discutida devido a resultados do experimento MiniBooNE [141] e

WMAP [142]. Neste cenário, o neutrino muônico seria capaz de oscilar também para um neutrino estéril, o qual não interage com a matéria. Portanto, o desaparecimento de neutrinos muônicos pode ter a contribuição desta oscilação “exótica”.

Para estudar e estabelecer limites da existência de neutrino estéril, o experimento MINOS faz a comparação entre as taxas de interação NC no *Near* e *Far Detector*. As oscilações entre os três tipos de neutrinos padrão não afeta suas taxas de interação. Sendo assim, a diminuição desta taxa no *Far Detector* pode ser atribuída à oscilação para um neutrino estéril. Os últimos resultados do MINOS desta análise foram publicados em [143].

4.1.4 Oscilações $\nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu / \bar{\nu}_\tau$

Além da procura por neutrino estéril como forma “exótica” de oscilação de neutrinos muônicos, o desaparecimento deste no *Far Detector* pode ser usado para impor limites nas oscilações $\nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ e $\nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$. Este é um trabalho em finalização do experimento MINOS que será publicado em breve.

4.1.5 Velocidade dos neutrinos

A medida da velocidade dos neutrinos no experimento MINOS pode ser realizada a partir da determinação precisa da distância entre os detectores e do tempo em que os neutrinos interagem neles. Devido à sua característica de partícula relativística, os neutrinos devem possuir velocidade próxima à da luz. A detecção de uma velocidade maior que a da luz teria sérias implicações nos conceitos da física, podendo ser até uma indicação de dimensões extras [144].

A primeira medida feita pelo MINOS [146] indicou que neutrinos viajam a uma velocidade congruente à velocidade da luz: $(v - c)/c = 5,1 \pm 2,9 \times 10^{-5}$ (68% de nível de confiança). Todavia, em 2011, outro experimento chamado OPERA mediu a velocidade dos neutrinos como sendo maior que a da luz. Muitas discussões surgiram devido às implicações deste resultado. O experimento MINOS aprimorou sua medida da distância entre os detectores e tempo de

chegada dos neutrinos, de forma a realizar nova medida da velocidade e verificar o que foi constatado pelo experimento OPERA. Essa medida feita pelo MINOS será publicada em breve. Entretanto, algum tempo após sua publicação, o experimento OPERA anunciou que houve erros na análise e que sua medida da velocidade dos neutrinos era na verdade condizente com a velocidade da luz após as correções apropriadas.

4.2 Análise de neutrinos atmosféricos

Eventos relacionados a neutrinos atmosféricos (medidos principalmente no FD devido ao *veto shield*) são diferenciados dos eventos dos neutrinos do feixe usando-se da informação de tempo de quando o feixe foi produzido no Fermilab e calculando o instante em que interações de neutrinos do feixe devam ocorrer no FD. Entretanto, os eventos de múons de raios cósmicos representam um ruído de fundo mais complicado de se remover, visto que a taxa desses múons no FD é cerca de 10^4 vezes maior que a taxa de neutrinos atmosféricos [74].

Todavia, algumas diferenças entre os dois tipos de eventos (de interesse e ruído de fundo) permitem distinguí-los. Os múons de raios cósmicos interagem nas bordas do detector, enquanto que os neutrinos atmosféricos interagem dentro do detector. Além disso, os múons não são capazes de atravessar a Terra até o detector como os neutrinos podem fazer. Dessa forma, eventos ocorrendo na direção de baixo para cima do detector (*upward going*) são sempre identificados como sendo neutrinos atmosféricos.

O experimento MINOS reportou medidas separadas dos parâmetros de oscilação de neutrinos e antineutrinos atmosféricos [126]. Ao se comparar o parâmetro de massa de neutrinos e antineutrinos atmosféricos, observou-se que estes estão de acordo entre si.

4.3 Análise de múons de raios cósmicos

Os múons de raios cósmicos, apesar de serem ruído de fundo para a análise de neutrinos atmosféricos, podem também ser usados para vários estudos. Com dados destes múons coletados

pelo FD e ND, o experimento MINOS já avaliou variações de taxa de múons ao longo do ano [147, 148, 151], mediu a razão entre múons e antimúons de raios cósmicos [149], mediu o déficit de raios cósmicos provocado pela Lua e pelo Sol [150], entre outras análises.

4.4 Perspectivas de análises de dados no MINOS+

O experimento MINOS+ é uma continuação do experimento MINOS, porém com um feixe de neutrinos mais intenso e mais energético. A coleta de dados de neutrinos e antineutrinos atmosféricos do MINOS+ iniciou logo que se cessou as operações do MINOS. Já o novo feixe de neutrinos do MINOS+ somente iniciou atividade em setembro de 2013. Desde então, a colaboração do MINOS+ vem realizando verificações e análises de seus dados, todavia ainda não foram publicadas nenhuma das análises em revistas, somente em conferências.

Esta tese apresenta a primeira análise com dados do experimento MINOS+, a qual tem o objetivo de obter maior precisão para os parâmetros de oscilação dos neutrinos. Entretanto, o experimento MINOS+ possui uma série de propósitos físicos que vão além da análise aqui apresentada. Abaixo são indicados os objetivos das análises no experimento MINOS+:

- Aprimorar a medida dos parâmetros de oscilação de ambos neutrinos e antineutrinos.
- Procura por neutrino estéril.
- Procura por dimensões extras.
- Imposição de limites para interações exóticas dos neutrinos.
- Procura por aparecimento de neutrinos tauônicos.
- Estudo de neutrinos e antineutrinos atmosféricos.
- Estudo de múons de raios cósmicos.
- Medida da velocidade dos neutrinos.

Capítulo 5

Reconstrução de eventos

Os dados brutos são caracterizados pela quantidade de pulso digitalizada pelos dispositivos eletrônicos dos detectores, corrigidas pela calibração. Cada dígito possui a informação de tempo e lista de tiras cintiladoras possíveis de estarem associadas a ele. A reconstrução de eventos é um processo que transforma essas informações em quantidade de energia depositada, a qual é usada para construir as trajetórias das partículas e os chuveiros hadrônicos. O objetivo da reconstrução é formar tridimensionalmente os eventos das interações de neutrinos que ocorrem nos detectores e é realizada de forma equivalente para dados da simulação de Monte Carlo e dados reais. As etapas da reconstrução são:

- Agrupamento de dígitos
- *Slicing*
- Formação dos chuveiros
- Reconhecimento das trajetórias
- Ajuste das trajetórias
- Formação dos eventos

A diferença entre a reconstrução usada para dados de neutrinos do feixe e atmosféricos é que para este último não se usa o *slicing* devido à pequena taxa de eventos de neutrinos

atmosféricos ocorrendo ao mesmo tempo.

5.1 Agrupamento de dígitos

A digitalização de um depósito de energia das tiras cintiladoras pelos dispositivos eletrônicos transforma o *hit* no detector em um dígito, caracterizado pela sua quantidade de pulso em foto-elétrons (FE). Como discutido anteriormente, na parte do espectrômetro do ND, cada quatro PMTs são ligados a um mesmo dispositivo eletrônico; e no FD cada pixel do PMT recebe os sinais de oito tiras cintiladoras. Portanto, cada dígito possui uma lista de possíveis tiras cintiladoras associadas a ele, além da informação de tempo. Para identificar corretamente qual tira cintiladora está associada a um específico dígito são usados algoritmos chamados de “*demultiplexing*”. O agrupamento dos dígitos de cada tira cintiladora que ocorrem em um jato do feixe (*snarl*) é o primeiro passo da reconstrução de eventos e constitui em um grupo chamado de *strip object*.

5.2 *Slicing*

Cada *strip object* formado geralmente contém informações de mais de um evento. Com o objetivo de simplificar a reconstrução, procura-se dividir os dígitos agrupados em *strip objects* em conjuntos que formam um evento apenas. Esse processo é chamado de *slicing* e os conjuntos são denominados *slices*. Basicamente, o *slicing* usa as informações de tempo e posição longitudinal (no eixo z) dos *hits* para separar aqueles pertencentes a diferentes eventos. O restante da cadeia de algoritmos da reconstrução é aplicado em cada *slice* separadamente.

No ND há várias interações de neutrinos ocorrendo em cada jato do feixe o que torna a reconstrução individual dos chuveiros e trajetórias dos múons extremamente complicada. Neste caso, o *slicing* é parte essencial da reconstrução. Entretanto, isso é feito somente para o ND visto que a taxa de eventos no FD é bem menor e, portanto, tem-se apenas um evento a cada jato do feixe. A Figura 5.1 mostra um *slice* nas vistas U e V produzido após a aplicação do

slicing em um *strip object* do ND no experimento MINOS.

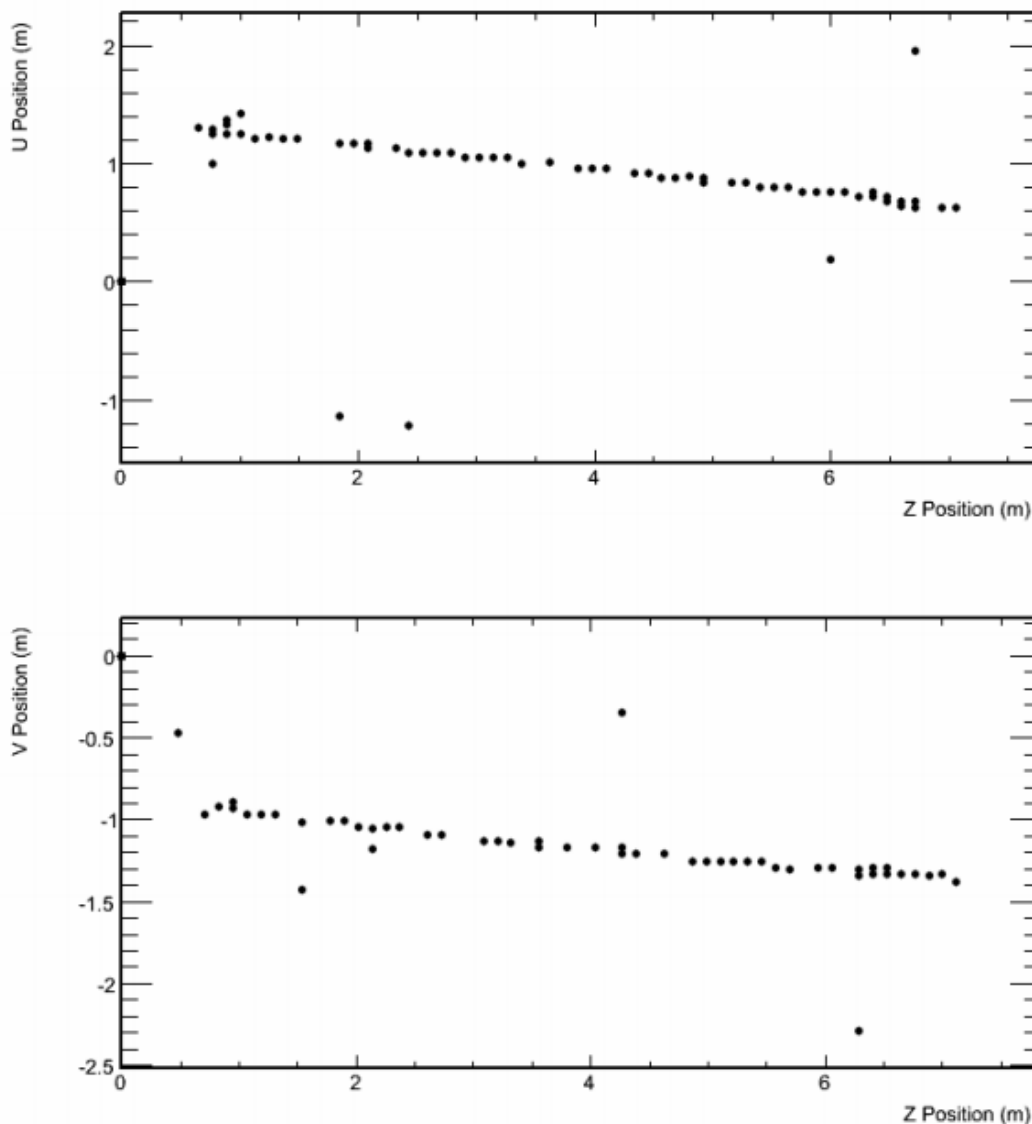


Figura 5.1: *Slice* nas vistas U (acima) e V (abaixo) contendo apenas um evento, produzido após a aplicação do *slicing* em um *strip object* do ND no experimento MINOS.

5.3 Formação dos chuveiros

Para a formação dos chuveiros, regiões de alta densidade de *hits* de um *slice* devem ser identificadas. Para isso, computa-se a quantidade de *hits* vizinhos de cada *hit* em um plano do detector, denominada de número do chuveiro. *Hits* com número do chuveiro diferente de zero são agrupados em um *cluster*, baseando-se nas suas informações de tempo, posição transversal

e longitudinal. Quando tais *hits* estão em um mesmo plano, eles são diretamente adicionados ao *cluster*. Entretanto, quando eles estão em planos distintos, mas na mesma vista (U ou V), os *hits* são juntados ao *cluster* se a diferença no tempo é pequena e a diferença do número dos planos é menor que 2, para a mesma vista.

Caso sejam formados mais de um *cluster* por vista, estes são juntados em um só *cluster*. Os *clusters* das vistas U e V são então unidos se a diferença no tempo é menor que 30 ns, e se a diferença entre seus primeiros planos é menor que 10. Todavia, esta última condição é alterada caso haja apenas um *cluster* em cada vista, de modo que eles são agrupados se essa diferença é menor que 4. Após a formação desse conjunto, tem-se um chuveiro hadrônico formado.

Para se obter a energia do chuveiro, pode-se simplesmente somar as energias de cada *hit*. Contudo, tal procedimento não possui boa resolução. De forma a se aprimorar a resolução da energia dos chuveiros, e portanto a sensibilidade aos parâmetros de oscilação, foi desenvolvido um método no qual se usa um algoritmo chamado de kNN (*k-nearest neighbors*) que emprega diversas informações pertinentes aos chuveiros e ao evento como um todo. Detalhes sobre o algoritmo kNN e sua implementação no experimento MINOS podem ser encontrados em [92]. As resoluções das energias (E) dos hádrons e elétrons são, respectivamente: $56\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$ e $21,4\%/\sqrt{E} \oplus 4\%$ [75]¹.

5.4 Reconhecimento das trajetórias

Para a reconstrução das trajetórias dos múons, primeiramente localiza-se *hits* em um *slice* que formam possíveis segmentos de trajetória. Essa parte é chamada de “reconhecimento da trajetória”, onde uma transformada de Hough [127] é aplicada para a construção da trajetória. Este método baseia-se em mapear as coordenadas espaciais ($[u,z]$ e $[v,z]$) em coordenadas da equação da reta $[m,c]$ ($y = mx + c$) para cada ponto, e identificar acumulação de linhas em tais coordenadas, as quais são características inerentes de segmentos de trajetória (ver Figura 5.2) [128]. Pequenos segmentos detectados desta forma são então juntados para formar a tra-

¹O sinal \oplus representa a soma em quadratura

jetória. A distinção entre segmentos que pertencem a trajetórias e segmentos constituintes dos chuveiros é principalmente feita analisando-se a natureza do evento com relação à densidade de *hits* ao redor do segmento.

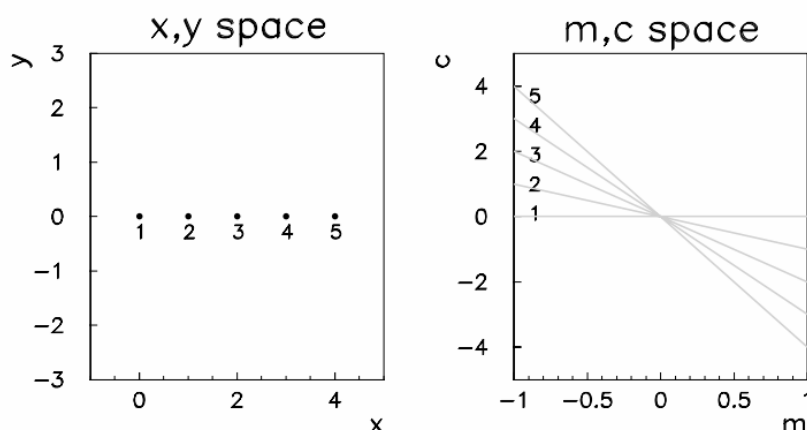


Figura 5.2: Ilustração de como a transformada de Hough funciona para a detecção de trajetórias. O ponto onde ocorre o acúmulo das linhas da transformada é característico de um segmento de reta [128].

5.5 Ajuste das trajetórias

Após a composição da estrutura da trajetória, esta é ajustada usando-se de um algoritmo para se estimar a energia do múon. Esse algoritmo é baseado no filtro de Kalman [129–132], o qual consiste de um conjunto de equações recursivas que permitem que o estado dinâmico de um sistema seja estimado a partir de uma série de medidas incompletas, mas ao mesmo tempo diminuindo as incertezas.

As propriedades do múon em um ponto em particular são especificadas conforme sua posição transversal (nas vistas U e V), direção transversal (du/dz e dv/dz) e “carga-momento” (q/p) determinada considerando-se o vértice do evento em questão. O ordenamento da trajetória se origina no último *hit* e o algoritmo computa cada uma dessas variáveis de ponto em ponto até chegar no *hit* inicial do segmento. O conjunto desses pontos fornece a informação completa da cinemática do múon no detector. Os trechos das trajetórias na região do chuveiro do evento não são bem identificados devido à alta densidade de *hits* que ali ocorrem. Dessa forma, o filtro

de Kalman é novamente aplicado em iterações que se orientam do ponto final da trajetória ao vértice do evento, e vice-versa, para se estimar de forma mais precisa as variáveis que decrevem o evento em questão.

A energia dos múons pode ser determinada de duas maneiras. Se o múon pára dentro do detector, sua energia é calculada pelo alcance (ou comprimento) de sua trajetória. Quando o múon possui trajetória que se estende além do detector, sua energia é calculada pela curvatura da mesma devido ao campo magnético. A resolução da energia dos múons é de 4,6% quando estimada pelo alcance da trajetória e de 11% quando a curvatura é usada [133].

5.6 Formação dos eventos e estimativa da energia

Finalmente, os chuveiros e trajetórias encontrados em um *slice* são associados para formar um evento de interação CC. Como a probabilidade de oscilação dos neutrinos depende de sua energia, é imperativo fazer uma medição precisa da energia. Para eventos ν_μ CC dentro do volume fiducial do detector, a energia do neutrino é estimada pela soma das energias do chuveiro e do múon produzidos na interação. No entanto, para eventos não fiduciais, estima-se a energia usando apenas informação da trajetória dos múons. Em suma, a energia do neutrino que interagiu no princípio e gerou o evento pode ser calculada de duas formas:

- Eventos fiduciais (ou CV - *contained-vertex*) \rightarrow soma das energias estimadas do chuveiro hadrônico e do múon: $E_{\nu_\mu} = E_{chuv} + E_\mu$.
- Eventos não fiduciais \rightarrow momento estimado do múon através da medida da “carga-momento” q/p : $E_{\nu_\mu} = E_\mu \approx P_\mu$.

5.7 Mudanças na reconstrução para o MINOS+

A princípio, a reconstrução foi desenvolvida para o experimento MINOS. Entretanto, mudanças significativas foram realizadas no feixe NuMI durante a transição do experimento MINOS para o experimento MINOS+, de forma que a energia e intensidade do feixe de neutrinos

foram aumentadas. Como consequência, o aumento na taxa de eventos no ND é expressivo e deve ser relevado na reconstrução. De fato, a proporção de falhas na reconstrução para a simulação do MINOS+ foi encontrada como sendo de 8,6%, em contra-tempo com a proporção de 1,7% no MINOS [134].

Uma série de modificações foram feitas na reconstrução para adequá-la a eventos do MINOS+. Vários *bugs* foram consertados, os códigos foram otimizados para que o tempo de processamento fosse o menor possível e melhorias foram introduzidas em diferentes partes da reconstrução. Os aprimoramentos feitos na reconstrução são grande parte da nova *framework* criada para o experimento MINOS+, a qual é chamado de *Elm* (*release* R3.00). Os *bugs* corrigidos não afetam as medidas já realizadas do experimento MINOS porque seu efeito era fazer com que eventos que pudessem ser bem reconstruídos não conseguissem chegar ao final da reconstrução devido a *crashes* dos códigos. Portanto tais eventos nunca foram usados em análises e representam pequena parte do total, assim o poder estatístico perdido não foi considerável.

5.7.1 Novo *slicing*

Uma das melhorias de maior relevância realizadas foi o desenvolvimento completo de um novo algoritmo *slicing* para a separação dos eventos. Com mais eventos ocorrendo ao mesmo tempo, o *slicing* usado no experimento MINOS não era mais viável para uso no MINOS+, por não ser eficiente o suficiente para separar os eventos. O MINOS tem uma quantidade média de 10 eventos ocorrendo em um mesmo jato do feixe (*snarl*), enquanto que no MINOS+ essa quantidade é próxima de 40 eventos. A Figura 5.3 mostra a comparação da quantidade de eventos em um *snarl* no MINOS e MINOS+ e também como esses eventos se distribuem ao longo dos planos de aço do ND. As diferenças nas energias dos chuveiros e das trajetórias dos múons para o MINOS e MINOS+ são apresentadas na Figura 5.4.

Vários métodos foram testados com o intuito de adequar o *slicing* para a separação de eventos no MINOS+ [135]. A novidade implementada no novo *slicing* é o uso da posição

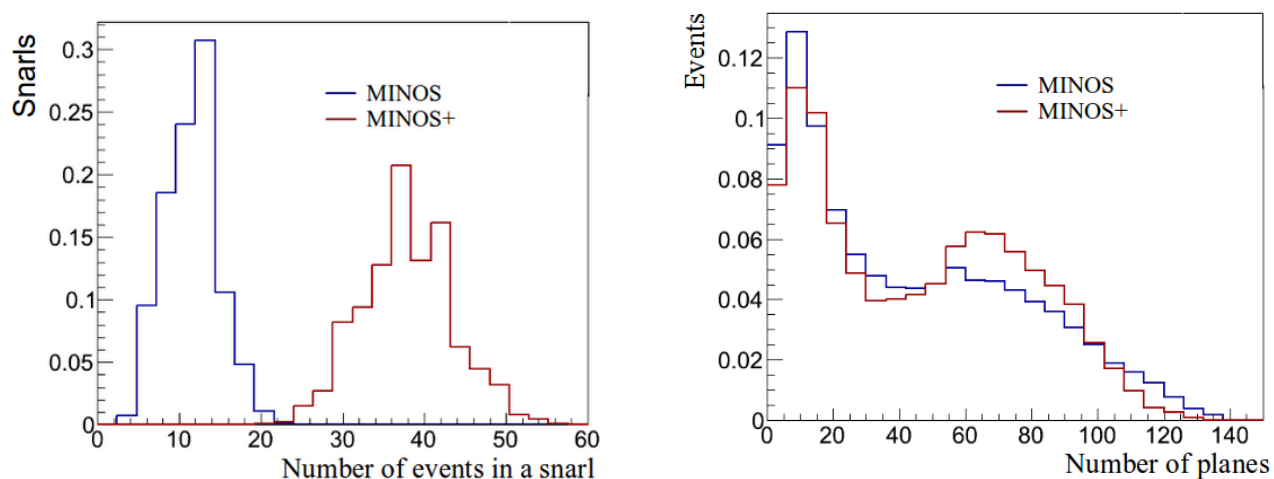


Figura 5.3: Comparação entre a quantidade de eventos em um *snarl* (esquerda) e sua distribuição ao longo dos planos do ND (direita) para o MINOS e MINOS+. Os histogramas foram normalizados conforme suas áreas.

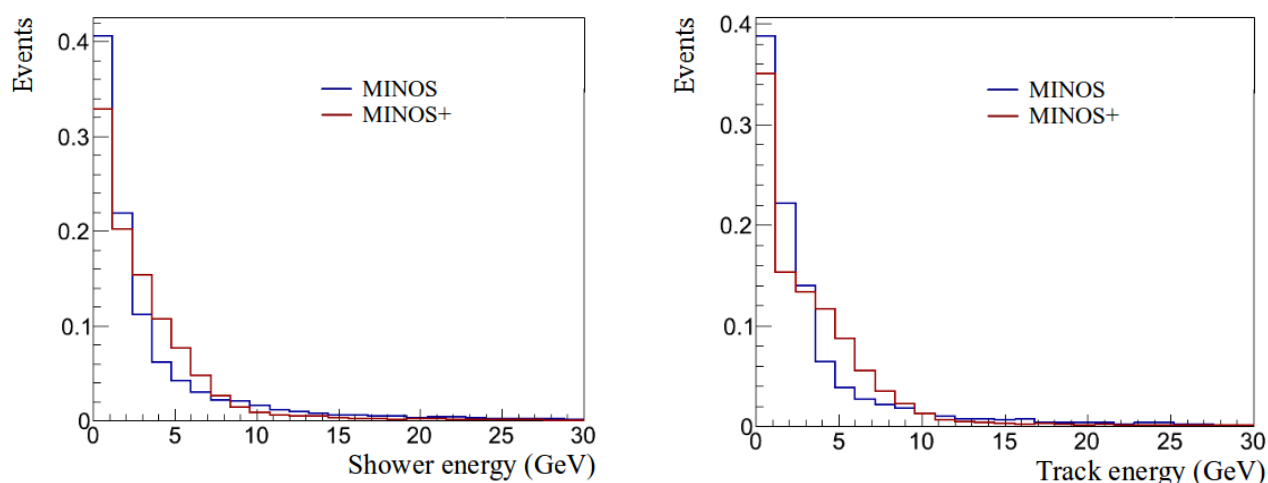


Figura 5.4: Comparação entre as energias dos chuviscos (esquerda) e das trajetórias dos múons (direita) no MINOS e MINOS+.

transversal dos *hits* (eixos U e V) além da posição longitudinal (z) e do tempo. Isso implica em um desafio porque as informações das posições são desde o início separadas em U e V, de forma que, para eventos ocorrendo ao mesmo tempo e próximos um do outro, a divisão correta dos *hits* e reconstrução do evento em 3D (junção das vistas U e V) é bastante complicada.

Para a ilustração geral do problema, expõe-se na Figura 5.5 todos os *hits* de um *strip object* do MINOS+. Após a aplicação do antigo *slicing* do MINOS, obtem-se *slices* contendo mais de um evento, como mostrado na Figura 5.6. Em contrapartida, quando o novo algoritmo é usado, tal *slice* é dividido em seus eventos componentes, os quais podem ser vistos na Figura

5.7.

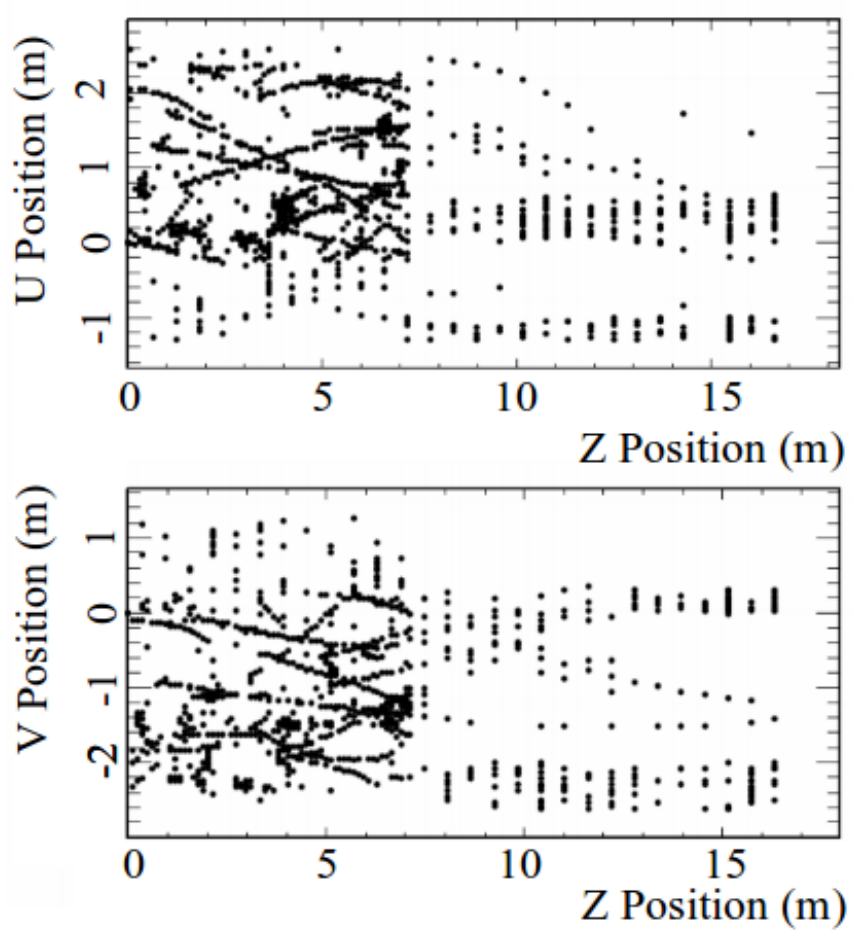


Figura 5.5: Hits de um *strip object* do MINOS+.

5.7.1.1 Algoritmo

O procedimento para a separação de eventos usado no novo algoritmo do *slicing* pode ser dividido em cinco etapas. A seguir cada uma destas etapas é descrita.

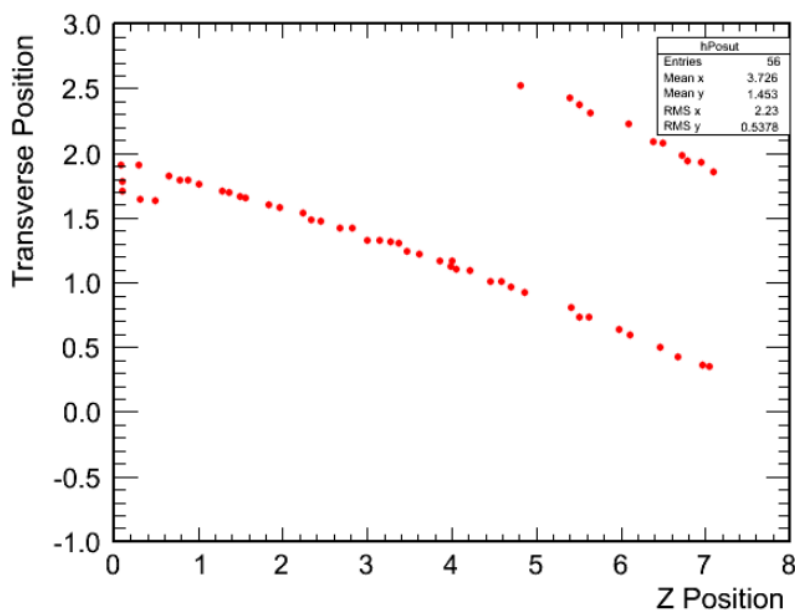


Figura 5.6: Slice de um *strip object* do MINOS+ contendo dois eventos, obtido com o antigo algoritmo *slicing* do experimento MINOS.

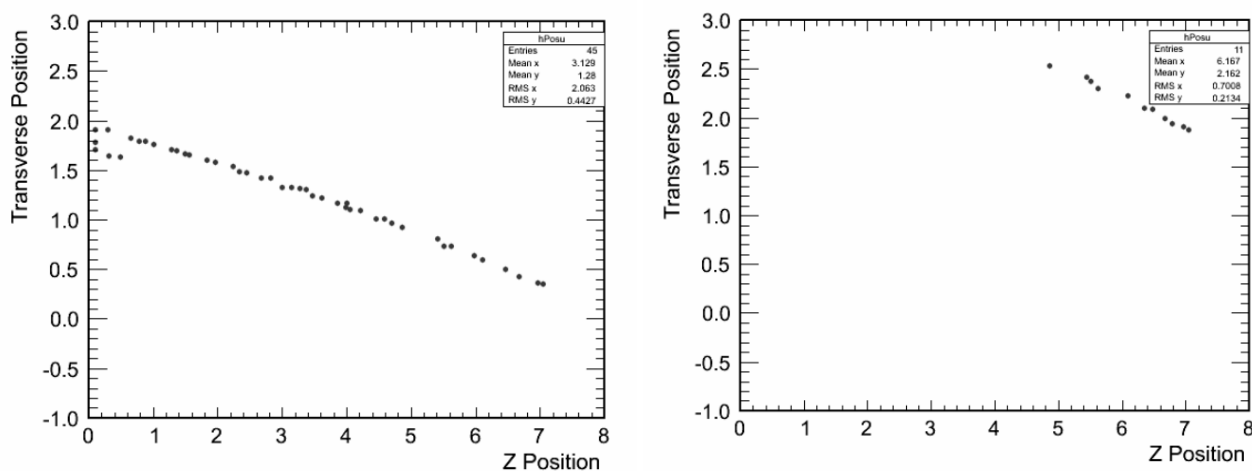


Figura 5.7: Ilustração da separação do slice da Figura 5.6 com o novo algoritmo do *slicing*.

Primeira etapa

Na primeira etapa, seleciona-se os *hits* dos *strip objects* das vistas U e V que se localizam na parte do calorímetro e que possuem quantidade de pulso maior que 2 foto-elétrons (variável chamada de *MinCharge*). Uma separação inicial é feita nesses dois grupos de *hits*, U e V, aplicando-se a condição de que a diferença no tempo entre dois *hits* consecutivos seja igual ou menor que 20 ns (variável chamada de *maxTimeGap*). Quando essa janela de tempo é maior

que este valor, um novo grupo de *hits* é iniciado. Neste caso, o número de grupos separados na vista U deve ser o mesmo obtido para a vista V. Esta etapa reproduz resultados tais como o do antigo *slicing* usado no MINOS e, portanto, resulta em *slices* como aquele da Figura 5.6.

Segunda etapa

Na segunda etapa, toma-se os *slices* separados na primeira e aplica-se critérios relacionados às posições longitudinal e transversal de cada evento. Para a formação de grupos, o primeiro *hit* é usado como referência e a distância longitudinal (ΔZ) e transversal ($\Delta TPos$) entre ele e todos os outros *hits* é calculada. Caso os demais *hits* se localizem a uma distância pré-determinada do *hit* inicial, estes são adicionados ao grupo. O processo continua tomando-se esses *hits* adicionados e calculando a distância entre eles e os *hits* restantes. Quando nenhum dos demais *hits* satisfaz o critério para ser incluído neste grupo, um novo grupo de *hits* se inicia com o primeiro *hit* restante. O procedimento prossegue até que não haja nenhum *hit* remanescente. Para que os *hits* sejam acrescentados a um grupo, eles devem estar dentro da elipse definida com relação ao *hit* referencial:

$$\frac{\Delta Z^2}{maxZGap} + \frac{\Delta TPos^2}{maxTPosGap} + \frac{\Delta T^2}{maxTimeGap} = 1, \quad (5.1)$$

onde ΔT é a diferença do tempo entre os *hits* como descrito na etapa anterior; e $maxZGap = 1,8$ m, $maxTPosGap = 0,4$ m e $maxTimeGap = 20$ ns são parâmetros introduzidos no *slicing* que podem ser variados e estudados.

O valor padrão usado para $maxZGap$ é relativamente grande com o objetivo de se preservar as trajetórias dos múons que ocorrem na direção do feixe (longitudinal). Quando os dois *hits* sendo avaliados se localizam na região totalmente instrumentada do detector, esses três parâmetros são multiplicados por um fator $FullyInstrumentedWeight = 2$, de forma a garantir a reconstrução correta do evento, visto que os planos totalmente instrumentados estão mais afastados entre si.

O processo é iterado até que todos os *slices* formados na etapa anterior sejam analisados e separados conforme as posições dos *hits* adequadamente. Esta segunda etapa produz resultados tais como aqueles mostrados na Figura 5.7. No final desta etapa, procura-se por *slices* que estejam vazios, e estes são removidos.

Terceira etapa

Esta é a etapa mais complexa do *slicing*. Neste estágio, os *slices* já foram separados. Agora é preciso fazer a associação das vistas U e V de cada *slice*. A Figura 5.8 mostra um exemplo de *slices* separados na segunda etapa. Neste caso, dois *slices* foram formados na vista U e dois na vista V. A correspondência entre os *slices* das duas vistas é facilmente visualizada. Porém, na prática, tem-se maior quantidade de *slices* e a correspondência quantitativa feita pelo algoritmo não é trivial. Além disso, às vezes alguns eventos são divididos em uma das vistas, mas não na outra vista (ver Figura 5.9), ocasionando diferentes números de *slices* em cada vista e dificultando a associação entre eles. Para isso foi desenvolvido um método de forma a analisar o quanto cada *slice* U e V combinam entre si.

Esta terceira etapa é feita para o conjunto de *slices* formados na segunda etapa, mas provenientes de um mesmo *slice* resultante da primeira etapa. A partir da quantidade de *slices* formados em U (n_U) e V (n_V), cria-se uma matriz de $n_U \times n_V$, chamada de matriz de correlação. A compatibilidade de todas as combinações possíveis entre os *slices* U e V é calculada considerando-se as posições longitudinais e tempo do primeiro e último *hit* de cada *slice*. Define-se então duas funções:

$$\text{Sobreposição}_{tempo} = 2 \times \frac{\min(t_{fU}, t_{fV}) - \max(t_{iU}, t_{iV})}{\Delta t_U + \Delta t_V}, \quad (5.2)$$

$$\text{Sobreposição}_{long} = 2 \times \frac{\min(Z_{fU}, Z_{fV}) - \max(Z_{iU}, Z_{iV})}{\Delta Z_U + \Delta Z_V}, \quad (5.3)$$

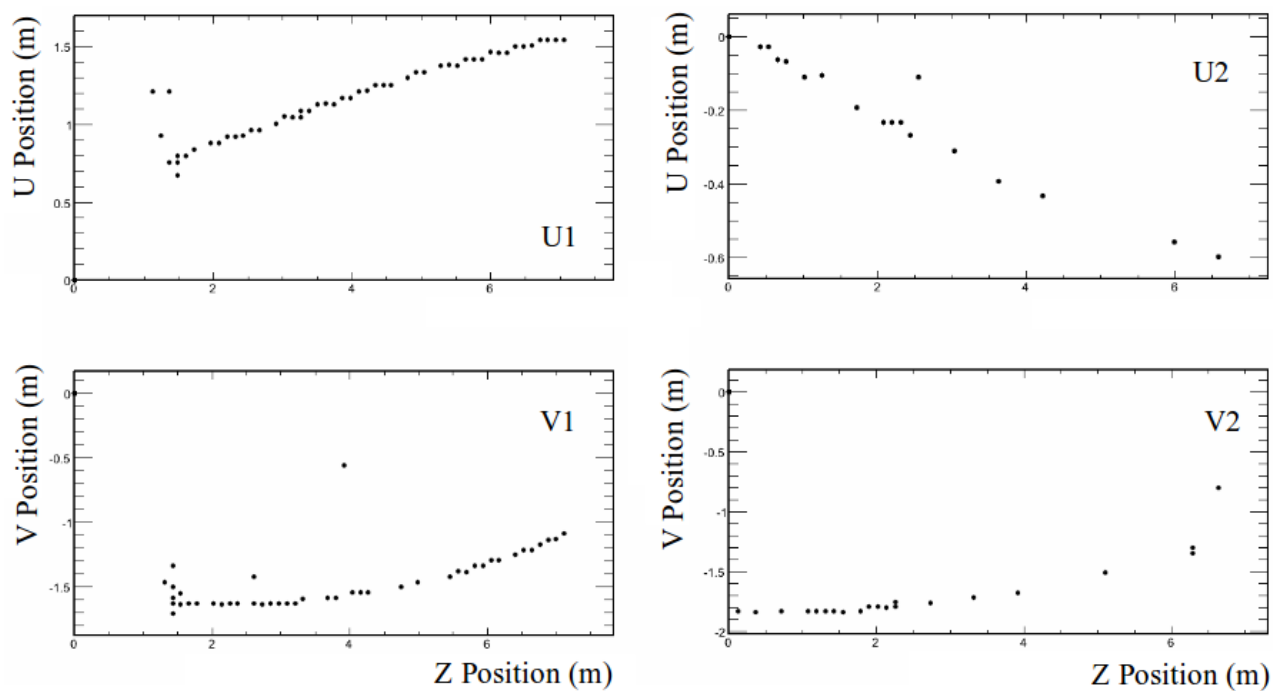


Figura 5.8: Exemplo de slices separados na segunda etapa. Visualmente, a correspondência entre U1 e V1 e também U2 e V2 é fácil, porém sua quantificação pelo algoritmo é complicada.

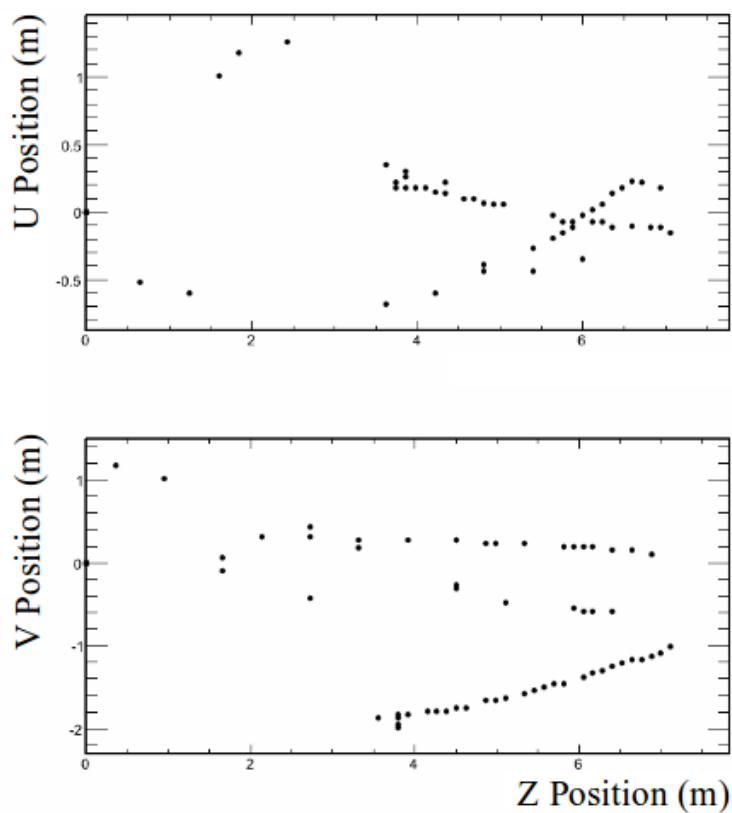


Figura 5.9: Exemplo de um slice com mais de um evento os quais não são separados na vista U (acima), mas são na vista V (abaixo).

onde $\min(x,y)$ e $\max(x,y)$ são iguais a x ou y conforme qual dos dois parâmetros é mínimo ou máximo, respectivamente. t_f e Z_f são o tempo e posição longitudinal do último *hit* do *slice* U ou V, e t_i e Z_i são estes mesmos parâmetros, mas referentes ao primeiro *hit* do *slice*. A matriz de correlação é preenchida com o menor valor entre $\text{Sobreposição}_{tempo}$ e $\text{Sobreposição}_{long}$, de forma a garantir a associação correta das vistas. Qualquer par de *slices* U e V que possuam valor de sobreposição maior que $\text{MinOverlap} = 0,7$ são juntados. Se há mais de um *slice* que pode se associar a um mesmo *slice* da vista oposta, tais *slices* também são agrupados.

Após cada associação, os *slices* juntados para formar o evento tridimensional são retirados da matriz de correlação e esta é novamente calculada. O processo é repetido, contudo o critério usado é atenuado e *slices* são agrupados se sua sobreposição é maior que $\text{ReducedMinOverlap} = 0,5$ para se identificar associações menos óbvias. Em seguida, os *slices* remanescentes são analisados usando-se as equações 5.2 e 5.3 com respeito aos *slices* já associados. Nesta fase, nenhum critério é aplicado e os *slices* remanescentes são adicionados ao *slice* associado que apresenta maior valor de sobreposição com ele. Finalmente, qualquer *slice* ainda restante, geralmente *slices* de apenas um único *hit*, são acrescentados ao maior *slice* formado. O resultado desta etapa são *slices* em 3D, com suas vistas U e V correspondentes corretamente correlacionadas.

Quarta etapa

Para completar o *slice*, deve-se encontrar os *hits* que se localizam na parte do espectrômetro, para de cada um deles. Com esse objetivo, primeiramente se identifica os *slices* que possivelmente se estendem até a região do espectrômetro aplicando-se a condição de que o último *hit* de cada *slice* deve se situar, no máximo, a 20 planos do espectrômetro (variável chamada de $\text{MinCalPlane} = 101$). Então, os *hits* do espectrômetro de tempo t_e são adicionados ou não a um *slice* conforme a janela de tempo definida por:

$$t_{i,slc} - \text{EarlyTimeDiff} < t_e < t_{f,slc} + \text{TimeDiffSpect}, \quad (5.4)$$

onde $t_{i,slc}$ e $t_{f,slc}$ são os tempos inicial e final de determinado *slice*, e $EarlyTimeDiff = 30$ ns e $TimeDiffSpect = 60$ ns são variáveis que foram acomodadas no algoritmo de forma a serem facilmente modificadas para que pudessem ser estudadas. Esses critérios alarguem a janela de tempo com relação ao último *hit* do *slice* para que nenhum *hit* do espectrômetro seja perdido.

No caso de *hits* do espectrômetro, o critério de quantidade de pulso (*MinCharge*) não é empregado e todos os *hits* que satisfazem a janela de tempo são agrupados ao *slice* independente de sua carga. Isso foi definido depois de estudos feitos com e sem a adição de *hits* de quantidade de pulso menor que 2 foto-elétrons, e estes se mostraram úteis na diminuição de erros durante a reconstrução das trajetórias dos múons.

Quinta etapa

Após a formação de cada *slice*, contendo a combinação tridimensional das vistas U e V, e *hits* do calorímetro e espectrômetro (quando é o caso), considera-se o *slice* completo. Dessa forma, o algoritmo retorna ao início para repetir o processo inteiro em um novo *strip object*.

5.7.1.2 Pureza e completeza

Usando-se Monte Carlo, é possível se identificar qual neutrino simulado que depositou mais energia em um certo *slice*. Este neutrino é definido como o “neutrino mais provável” (NMP) e a energia depositada no *slice* é $E_{NMP,slice}$. Como este neutrino foi produzido por simulação, pode-se verificar a quantidade de energia depositada por ele no detector inteiro, $E_{NMP,total}$. Calculando-se ainda a energia total em determinado *slice*, $E_{slice,total}$, pode-se definir a completeza e pureza de um *slice*:

$$\text{Completeza} = \frac{E_{NMP,slice}}{E_{NMP,total}}, \quad (5.5)$$

$$\text{Pureza} = \frac{E_{NMP,slice}}{E_{slice,total}}. \quad (5.6)$$

Por exemplo, um *slice* de completudeza de 90% significa que 90% a energia do NMP está contida neste *slice*, enquanto que os 10% restantes está em algum outro. Similarmente, um *slice* de pureza de 80% significa que 80% da energia deste *slice* é proveniente do NMP, mas os outros 20% são das interações de outros neutrinos. Ao se tentar separar mais eventos, como é o caso do novo *slicing*, espera-se que a completudeza diminua com relação ao *slicing* antigo. Em contrapartida, a pureza deve aumentar. As distribuições da completudeza e da pureza para o novo *slicing* são comparadas com aquelas obtidas pelo *slicing* antigo usado em dados simulados do MINOS+ e em dados de média energia do MINOS na Figura 5.10.

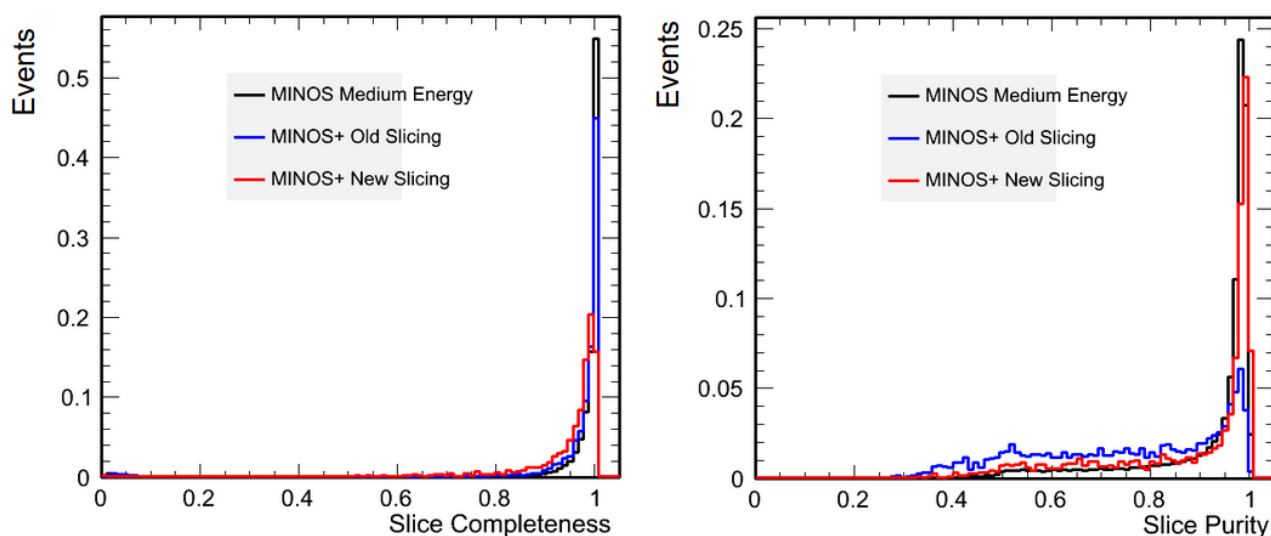


Figura 5.10: Completudeza (esquerda) e pureza (direita) do novo *slicing*, curva vermelha, comparadas com aquelas obtidas pelo *slicing* antigo usado em dados simulados do MINOS+, curva azul, e em dados de alta energia do MINOS, curva preta. A quantidade de eventos, eixo y , foi normalizada pela área de cada distribuição.

Contudo, tem-se interesse nos eventos bem reconstruídos, os quais são definidos tais que a completudeza e pureza possuam altos valores. A comparação do novo *slicing* com o antigo é apresentada na Tabela 5.1, onde é visível a melhoria introduzida pelo novo *slicing*. De fato, para eventos de pureza e completudeza maior que 80%, o aprimoramento da performance do *slicing* é de 30%.

Tabela 5.1: Comparação da completeza e pureza entre o novo e o antigo *slicing*.

Eventos de	Porcentagem de eventos	
	<i>Slicing</i> antigo	<i>Slicing</i> novo
Completeza >50%	96,9%	92,7%
Completeza >80%	94,8%	84,5%
Completeza >90%	91,2%	76,7%
Pureza >50%	87,2%	95,3%
Pureza >80%	47,7%	65,4%
Pureza >90%	32,6%	49,6%
Completeza e pureza >50%	84,4%	88,7%
Completeza e pureza >80%	46,2%	76,5%
Completeza e pureza >90%	31,3%	42,2%

5.7.1.3 Estudo dos parâmetros do *slicing*

Foram realizados estudos para se identificar os valores adequados de cada parâmetro usado no *slicing*. Abaixo está a descrição de cada um desses parâmetros:

- *MaxTimeGap*: máxima janela de tempo para se adicionar *hits* a um mesmo *slice*.
- *MinCharge*: remoção de *hits* de quantidade de pulso menor que 2 foto-elétrons para se aplicar o *slicing* na parte do calorímetro.
- *MinCalPlane*: último plano de um *slice* para que este seja considerado para a adição de *hits* do espectrômetro.
- *EarlyTimeDiff*: define o início do intervalo de tempo para adição de *hits* do espectrômetro.
- *TimeDiffSpect*: define o fim do intervalo de tempo para adição de *hits* do espectrômetro.
- *MaxTPosGap*: máxima diferença da posição transversal entre dois *hits* para que eles pertençam a um mesmo *slice*.
- *MaxZGap*: máxima diferença da posição longitudinal entre dois *hits* para que eles pertençam a um mesmo *slice*.

- *MinOverlap*: mínimo valor da sobreposição entre um *slice* U e V para que eles sejam associados.
- *ReducedMinOverlap*: mínimo valor da sobreposição entre um *slice* U e V para que eles sejam associados, caso estes *slices* não tenham passado por *MinOverlap*.
- *FullyInstrumentedWeight*: peso usado nas variáveis *MaxTPosGap*, *MaxZGap* e *MaxTimeGap* para *hits* na região totalmente instrumentada do ND.

Cada um dos parâmetros foram variados tanto individualmente, quanto em conjunto para se investigar correlação entre eles. A adequação dos valores de cada parâmetro foi avaliada comparando-se mudanças na pureza e completeza do *slice*, eventos, chuveiros e trajetórias dos múons, e também na avaliação manual de diversos eventos. Os valores que resultaram em uma melhor performance do *slicing* foram escolhidos como valores padrão, os quais são mostrados na Tabela 5.2 (mais detalhes no Apêndice A.1).

Tabela 5.2: Valores otimizados dos parâmetros do *slicing*.

Parâmetro	Valor
<i>MaxTimeGap</i>	20 ns
<i>MinCharge</i>	2 fe
<i>MinCalPlane</i>	101
<i>EarlyTimeDiff</i>	30 ns
<i>TimeDiffSpect</i>	60 ns
<i>MaxTPosGap</i>	0,4 m
<i>MaxZGap</i>	1,8 m
<i>MinOverlap</i>	0,7
<i>ReduceMinOverlap</i>	0,5
<i>FullyInstrumentedWeight</i>	2

5.7.2 Outras mudanças

Outras mudanças feitas na reconstrução são listadas abaixo.

Formação dos dígitos

Na reconstrução do MINOS, uma vez que um *strip object* era formado, o próximo só poderia ser formado depois de passados $2\mu\text{s}$, tempo morto relacionado aos dispositivos dispositivo eletrônicos ocupados. Já na reconstrução do MINOS+, dígitos são agrupados até se encontrar uma diferença de 57 ns entre o último e próximo dígito. Isso evita o tempo morto e otimiza o código.

Formação dos chuveiros

Nova correção foi aplicada na estimativa da energia dos chuveiros para levar em conta diferenças entre energia reconstruída e a verdadeira energia.

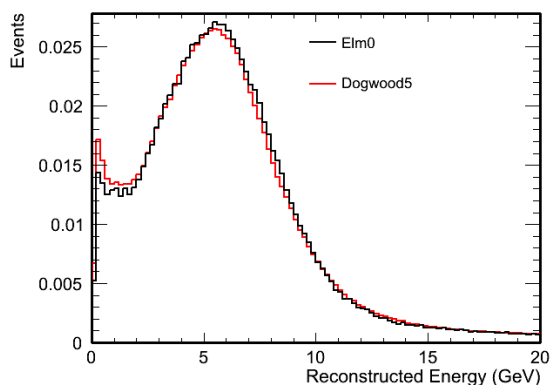
Reconstrução das trajetórias

Além da identificação de *bugs* e suas correções, a junção dos segmentos de trajetória no espectrômetro do ND foi aprimorada instituindo-se uma janela máxima de tempo para os *hits* de forma a se reduzir defeitos encontrados na reconstrução da trajetória de eventos do MINOS+.

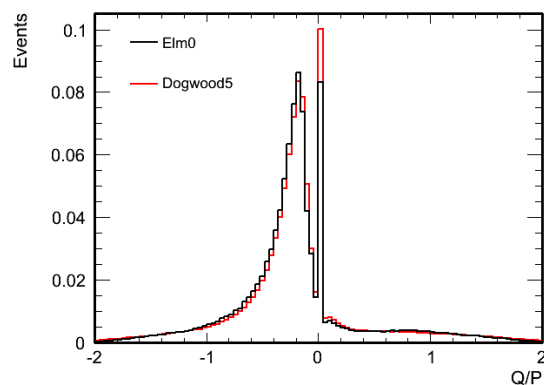
5.7.3 Validação da nova *framework*

Vários estudos foram realizados para a validação da nova *framework*. Não foram encontrados nenhum problema ou viés introduzidos pelas mudanças na reconstrução. De fato, os estudos mostraram que para eventos de maior energia (MINOS+), a nova reconstrução possui uma performance notavelmente melhor do que a antiga. Além disso, a nova reconstrução se apresentou comparável à antiga para eventos de menor energia (MINOS).

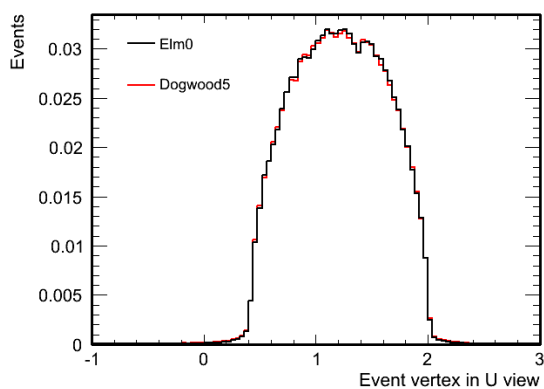
A Figura 5.11 apresenta comparações entre a *framework* antiga do MINOS (*Dogwood5*) e a nova *framework* do MINOS+ (*Elm0*) para algumas variáveis determinadas pela reconstrução de eventos. As distribuições foram normalizadas pela área. Nota-se que não há tendências inseridas pela reconstrução, pois a forma das distribuições permanece a mesma.



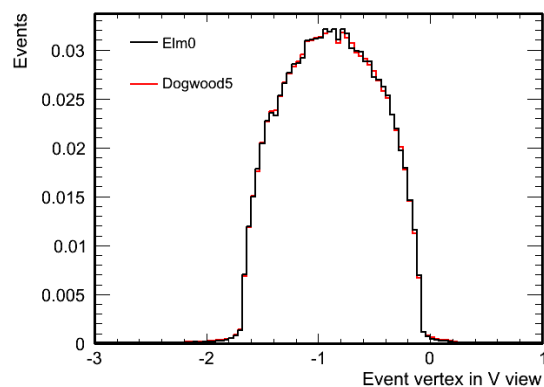
a: Energia dos neutrinos reconstruída.



b: Razão entre carga e momento do múons.



c: Posição na vista *U* dos vértices dos eventos.



d: Posição na vista *V* dos vértices dos eventos.

Figura 5.11: Comparações entre a *framework* antiga do MINOS, *Dogwood5* (curva vermelha), e a nova *framework* do MINOS+, *Elm0* (curva preta), para algumas variáveis determinadas pela reconstrução de eventos. A quantidade de eventos foi normalizada pela área das distribuições.

Capítulo 6

Procedimento de Análise

Os dados dos experimentos MINOS e MINOS+ podem ser divididos em dois grupos: dados de neutrinos (e antineutrinos) do feixe e dados de neutrinos (e antineutrinos) atmosféricos.

6.1 Seleção de eventos

Antes da realização da análise de dados, faz-se a seleção adequada dos eventos de interesse. Abaixo é descrito o processo para a seleção de cada amostra usada na análise.

6.1.1 Pré-seleção

Eventos são primeiramente pré-selecionados ao se exigir que as condições de operação do experimento estavam adequadas quando os dados foram tomados. Isso inclui o funcionamento satisfatório dos PMTs e eletrônicos e também valores apropriados dos campos magnéticos dos *horns* e dos detectores.

6.1.2 Volume fiducial

Eventos com o vértice de interação ocorrendo dentro do detector, eventos fiduciais, formam a amostra principal usada na análise devido à capacidade de se estimar a energia de forma mais precisa. Os volumes fiduciais dos detectores são então definidos de modo a garantir que a energia completa do evento está contida no detector, evitando eventos em suas bordas.

Para o ND, as coordenadas dos vértices dos eventos (V_x , V_y e V_z) devem satisfazer [83]:

$$\sqrt{(V_x - X)^2 + (V_y - Y)^2} < 0,8 \text{ m}, \quad (6.1)$$

$$0,81009 \text{ m} < V_z - 0,0392 \text{ m} < 4,07710 \text{ m}, \quad (6.2)$$

onde $X = 1,4828 \text{ m}$ e $Y = 0,2384 \text{ m}$ são a posição do centro do feixe. O volume fiducial do ND corresponde a 23,7 ton.

Já para o FD, impõem-se que os vértices dos eventos estejam dentro de um raio de 3,7 m do centro do detector e afastado no mínimo de 50 cm dos primeiros e últimos planos dos dois supermódulos. O volume fiducial do FD é de 4,17 kton.

Com o objetivo de se aumentar a estatística, também foram considerados na análise eventos com vértice ocorrendo fora do volume fiducial do detector, chamados de eventos não fiduciais. Eventos com vértice na região da abertura da bobina magnética são excluídos de ambos os conjuntos de dados fiduciais e não fiduciais em ambos detectores.

6.1.3 Seleção de eventos do feixe

6.1.3.1 Ruídos de fundo

Os eventos de interesse são ν_μ CC e possuem a típica característica de uma longa trajetória depositada pelos múons. Portanto, a seleção desses eventos é baseada em se identificar trajetórias. A classificação errônea de eventos ν_μ CC pode acontecer devido a interações NC que exibem topologia com trajetórias, devido à identificação incorreta da carga dos múons e devido a partículas de raios cósmicos.

Identificação incorreta da carga dos múons

Quando múons de alta energia são produzidos pelas interações, eles tem sua carga má identificada porque sua curvatura no campo magnético do detector é pouco acentuada. Assim, as cargas dos múons podem ser inconsistentes com a partícula que lhe deu origem (neutrino ou antineutrino), constituindo um ruído de fundo devido à identificação incorreta da carga.

Contaminação de eventos de raios cósmicos

Para diminuir a quantidade de ruído de fundo de múons e neutrinos de raios cósmicos, eventos do feixe devem estar dentro de uma janela de tempo de $-2 \mu\text{s}$ a $12 \mu\text{s}$ com relação aos jatos do feixe, tanto para os eventos fiduciais quanto para os não fiduciais. Além disso, é feito um corte exigindo que o cosseno do ângulo entre a direção da trajetória e direção do feixe seja menor que 0,6.

Contaminação de interações NC

Ocasionalmente, interações NC são reconstruídas de forma que as componentes do chuveiro hadrônico apresentam-se como uma trajetória curta e sua cinemática é similar a interações ν_μ CC, tornando-se um considerável ruído de fundo.

A distinção entre eventos CC e NC é realizada aplicando-se um algoritmo kNN, assim como feito na estimativa da energia dos chuveiros. Nesta técnica, são criados dois conjuntos de eventos, um de interações CC e outro de interações NC, caracterizados pela presença ou não de uma trajetória. Os dados são comparados com esses eventos produzidos por simulação a partir de quatro variáveis, e são então classificados como CC ou NC. As variáveis consideradas que permitem boa resolução ao distinguir esses eventos são [92]:

1. **Quantidade de planos ativos na trajetória:** este é o número de planos contido no comprimento da trajetória depois que os primeiros 20% dela são removidos. Múons tendem a atravessar maior quantidade de planos do que partículas de chuveiros hadrônicos.
2. **Perfil transversal:** a fração da quantidade de pulso na trajetória se correlaciona com a energia depositada na região do seu vértice, e para múons, esta fração deve-se a apenas um *hit* em um determinado plano do detector.
3. **Quantidade de pulso média por plano na trajetória:** esta é tipicamente menor para os múons, pois eles depositam menor quantidade de energia por plano do que partículas

do chuveiro hadrônico.

4. **Razão entre a menor e a maior quantidade de pulso:** a diferença entre essas duas quantidades fornece indícios da presença de múons, pois a energia perdida dos múons é geralmente uniforme ao longo da trajetória.

6.1.3.2 Eventos fiduciais de corrente carregada ν_μ do feixe ν_μ

Os ν_μ CC do feixe ν_μ com vértice contido no volume fiducial do detector (*contained-vertex* - CV) são inicialmente selecionados impondo-se as condições de que os vértices dos eventos encontram-se dentro do volume fiducial do detector, que eles ocorram em tempos coincidentes com os jatos do feixe e que possuam pelo menos uma trajetória. Trajetórias que estão presentes apenas na parte do calorímetro do ND e que se projetam para fora do detector são rejeitadas porque possuem resolução insatisfatória para análise.

Como a taxa de eventos no FD é pequena, espera-se que somente um evento ocorra para cada jato do feixe. Quando mais de um evento é reconstruído para um jato, estes eventos são removidos da amostra para a análise.

A seleção de ν_μ CC fiducial do feixe ν_μ usa o algoritmo kNN descrito acima. Todavia, para melhorar a separação de eventos CC e NC para energias menores que 5 GeV, um outro algoritmo kNN complementar é utilizado. Neste algoritmo, três novas variáveis são estabelecidas [92]:

1. **Quantidade de planos na trajetória:** mesmo número definido anteriormente, porém considerando-se a trajetória completa.
2. **Quantidade de pulso nos últimos cinco planos da trajetória:** múons tendem a depositar menos energia no fim da trajetória do que partículas do chuveiro hadrônico.
3. **Grau de espalhamento:** múons usualmente possuem uma trajetória mais reta, com mudanças de plano em plano mais moderadas do que partículas do chuveiro hadrônico.

Eventos com trajetórias terminando próximas da abertura da bobina magnética são geralmente mal reconstruídos de forma que a trajetória não é corretamente ajustada. Para o ND, define-se um corte que seleciona apenas eventos com trajetória cessando a 60 cm da abertura da bobina do lado onde o feixe é incidente, como mostra a Figura 6.1.

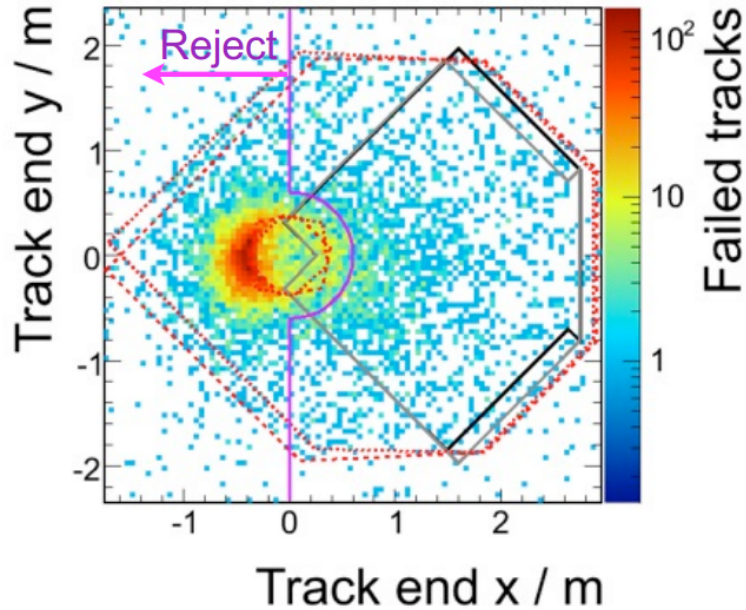


Figura 6.1: Ilustração do corte que rejeita eventos má reconstruídos devido à proximidade com a abertura da bobina magnética no ND [161].

6.1.3.3 Eventos não fiduciais de corrente carregada ν_μ do feixe ν_μ

A inclusão de eventos com vértice fora do volume fiducial do FD aumenta a estatística da amostra de dados e é capaz de melhorar a medida dos parâmetros de oscilação. A Figura 6.2 mostra tais eventos no FD de acordo com a aceitação angular do detector. Tais eventos podem ter seus vértices ocorrendo na rocha ao redor do detector, caso onde tem-se somente a trajetória componente do evento; ou podem ter o vértice no detector, mas próximo das bordas de forma que este se localiza fora do volume fiducial. Neste último caso, uma parte do chuveiro é reconstruída dentro do volume fiducial, mas sua energia detectada é incompleta e, portanto, não é usada na estimativa da energia do neutrino.

Os ν_μ CC não fiduciais do feixe ν_μ são inicialmente selecionados impondo-se as con-

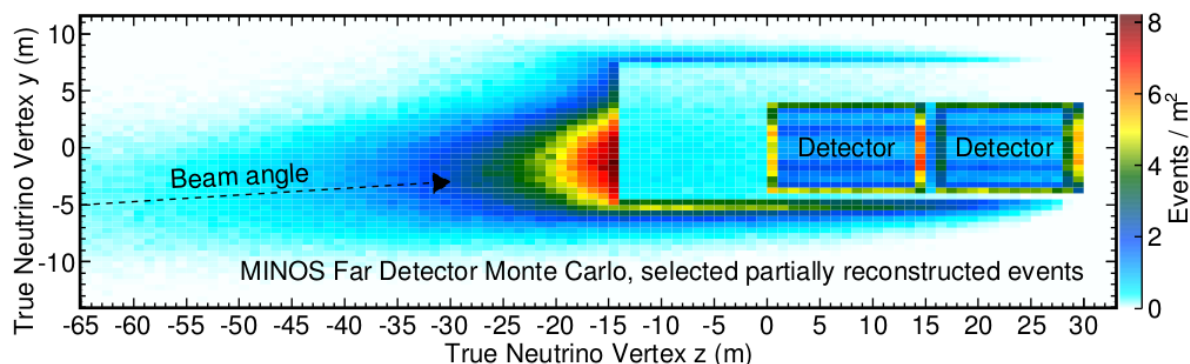


Figura 6.2: *Projeção bidimensional da distribuição dos vértices dos eventos de neutrinos ocorrendo fora do volume fiducial do FD.*

dições de que os vértices dos eventos encontram-se fora do volume fiducial do detector e que eles ocorram em tempos coincidentes com os jatos do feixe e que possuam pelo menos uma trajetória. Na amostra de eventos não fiduciais, a carga dos múons não é determinada pois eles geralmente possuem baixa energia e por isso suas trajetórias são demasiadamente curtas de forma que a identificação da direção da curvatura não é possível. Sendo assim, nesta amostra não é possível distinguir neutrinos e antineutrinos, portanto ambos tipos de eventos são considerados em conjunto, possuindo assim mesmos parâmetros de oscilação (simetria CPT é conservada).

Na análise de eventos não fiduciais, a minimização do ruído de fundo de múons de raios cósmicos é mais complexa porque a rocha ao redor do FD e o *veto shield* não atuam como critérios de rejeição, visto que são parte do sinal. Com o objetivo de remover esse ruído de fundo, as trajetórias dos eventos não fiduciais devem satisfazer pelo menos uma das seguintes condições:

1. Momento transversal (p_T) menor que 1 GeV. Dessa forma, seleciona-se neutrinos do feixe de baixa energia com direção angular (θ) distante do centro do feixe.
2. Exigência de que $p_T(\text{GeV}) < 20(\cos \theta - 0,5)$.
3. Se o vértice da trajetória se localiza em uma das bordas, porém longe da frente ou da parte de trás do FD e longe da separação entre os dois supermódulos, e se o ponto final

da trajetória está dentro do volume fiducial, tal evento é aceito independente do ângulo.

A identificação dos eventos não fiduciais como CC ou NC é feita aplicando-se os algoritmos kNN explanados anteriormente. Contudo, os requisitos para os valores das variáveis consideradas são diferentes devido à distinta natureza dos eventos ocorrendo na rocha ao redor do detector, dos eventos com vértices nas regiões não fiduciais do detector e ainda daqueles presentes na parte final do detector. Mais detalhes sobre a seleção dessa amostra de dados podem ser encontrados em [152, 153].

6.1.3.4 Eventos fiduciais de corrente carregada $\bar{\nu}_\mu$ do feixe $\bar{\nu}_\mu$

Eventos fiduciais $\bar{\nu}_\mu$ CC do feixe $\bar{\nu}_\mu$ são inicialmente selecionados impondo-se as condições de que os vértices dos eventos encontram-se dentro do volume fiducial do detector e que eles ocorram em tempos coincidentes com os jatos do feixe e que possuam pelo menos uma trajetória bem reconstruída. A separação entre eventos CC e NC é feita usando-se dos algoritmos descritos anteriormente. Para selecionar os antineutrinos, exige-se que a razão entre a carga e o momento dos múons seja maior que zero ($q/p > 0$). ν_μ do feixe no modo $\bar{\nu}_\mu$ não são usados na análise devido ao seu poder estatístico limitado na região de energia de interesse (3 GeV).

6.1.3.5 Eventos fiduciais de corrente carregada $\bar{\nu}_\mu$ do feixe ν_μ

A amostra de eventos fiduciais $\bar{\nu}_\mu$ CC do feixe ν_μ é selecionada como feito para a mesma amostra do feixe $\bar{\nu}_\mu$. O corte da abertura da bobina magnética não é aplicado a essa amostra de dados, visto que ele não é necessário já que os múons produzidos são defletidos no campo magnético na direção para fora do detector.

Como os $\bar{\nu}_\mu$ estão em uma quantidade bem menor do que ν_μ no feixe no modo ν_μ , é necessário aplicar condições mais restritas com relação à identificação da carga, devido à possibilidade de eventos de ν_μ terem sua carga determinada de forma incorreta. Para a seleção dos antineutrinos é usado o corte $(q/p)/\sigma_{(q/p)} > 2,3$, onde $\sigma_{(q/p)}$ é a incerteza da medida da

carga-momento q/p . Como um critério final, é imposto que a diferença entre o primeiro e último plano da trajetória seja maior ou igual a 20, em ambas vista U e V, para que haja informação suficiente para a estimativa da energia do evento [154].

6.1.3.6 Eficiências

As eficiências da seleção de eventos fiduciais ν_μ CC do feixe ν_μ e de $\bar{\nu}_\mu$ CC do feixe $\bar{\nu}_\mu$ com respeito aos principais ruídos de fundo de cada amostra, são mostradas na Figura 6.3. Observa-se que a seleção de eventos é eficaz na minimização dos ruídos de fundo na região de interesse, $E \sim 3$ GeV.

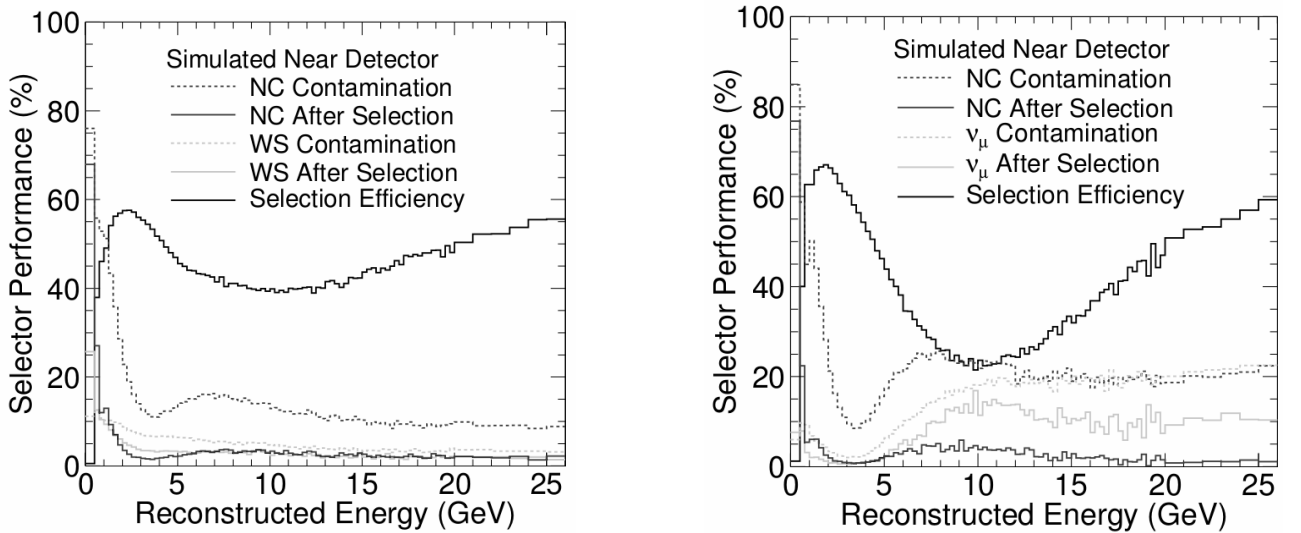


Figura 6.3: Eficiências da seleção de eventos fiduciais ν_μ CC do feixe ν_μ (direita) e de $\bar{\nu}_\mu$ CC do feixe $\bar{\nu}_\mu$ (esquerda) com respeito aos principais ruídos de fundo de cada amostra, os quais são minimizados na região em torno de 3 GeV. “WS” significa *wrong-sign* e corresponde ao ruído de fundo devido à identificação incorreta da carga dos múons [75].

6.1.4 Seleção de eventos atmosféricos

Para dados de neutrinos atmosféricos a mesma pré-seleção de eventos usada para dados do feixe é empregada. Porém, como o objetivo é identificar eventos de neutrinos atmosféricos e não do feixe, aplica-se uma condição no tempo dos eventos, de forma que estes devem acontecer a pelo menos 50 ns antes ou 50 ns depois do tempo de ocorrência do feixe.

Esse conjunto de dados é dividido em duas principais amostras, eventos com trajetória

e eventos de chuva. Para formar a amostra de eventos com trajetória, a qual é usada na análise de dados, exige-se que haja uma trajetória reconstruída com boa resolução, de forma que ela deva se estender por mais de sete planos. Essa amostra é separada em eventos com vértice dentro do volume fiducial do detector, e eventos não fiduciais usando-se dos mesmos critérios discutidos anteriormente.

Para minimizar o ruído de fundo introduzido por múons de raios cósmicos, distingui-se entre os múons que atingem o detector por baixo (*upward*) e aqueles que chegam por cima (*downward*) por meio da informação de tempo dos *hits* individuais. Como neutrinos atmosféricos são as únicas partículas capazes de atravessar o centro da Terra sem interagir, a classificação da amostra *upward*, que requer que o ângulo zenital satisfaça $\cos\theta_z < 0,05$, já representa a remoção de múons de raios cósmicos (ver Figura 6.4) [155].

Por sua vez, a amostra *downward* é submetida à avaliação de atividade no *veto shield* logo acima do vértice de cada evento, o qual deve estar totalmente contido no volume fiducial do detector (*contained vertex* - CV). Se há *hits* no *veto shield*, tal evento é rejeitado. Além disso, com o objetivo de minimizar contaminações de múons de raios cósmicos que atravessam completamente o detector, aplica-se um corte que remove qualquer evento que possua atividade em duas ou mais bordas do detector.

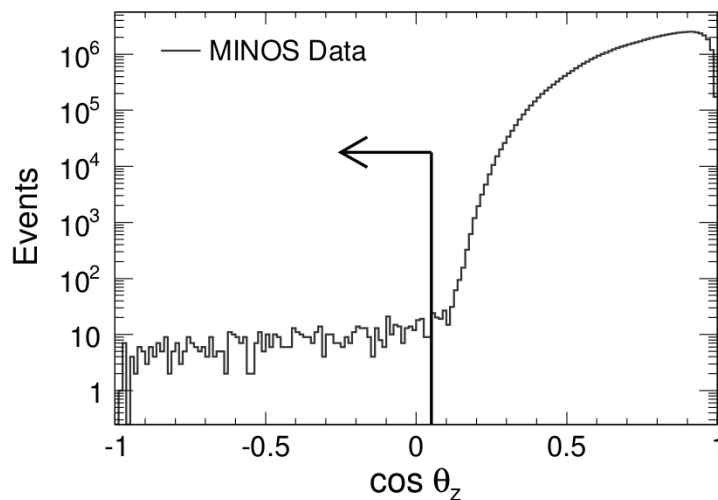


Figura 6.4: Distribuição do ângulo zenital para múons pré-selecionados. A seta indica a seleção feita para neutrinos atmosféricos *upward*. Para $\cos\theta_z > 0,10$, múons de raios cósmicos dominam a amostra [155].

A separação entre neutrinos e antineutrinos nas amostras selecionadas é feita analisando-se a carga reconstruída do múon. Para isso, primeiramente seleciona-se trajetórias de múons de curvatura devido ao campo magnético bem definida. A medida da “carga-momento” do múon pela sua incerteza deve satisfazer $|q/p|/\sigma_{q/p} > 2,5$ e o ajuste da trajetória por uma reta deve resultar em um $\chi^2/n_{gl} > 4$ (n_{gl} = número de graus de liberdade), para garantir que há uma curva. Dentre esses eventos, aqueles com carga negativa $q < 0$ são determinados como vindos de neutrinos e os de carga positiva $q > 0$ são de antineutrinos. A eficiência desta seleção é de 87% para neutrinos *downward* e de 59% para neutrinos *upward*. Este último possui menor eficiência devido à alta energia média dos neutrinos presentes nessa amostra, fazendo com que sua curvatura seja menos pronunciada.

Em suma, seleciona-se os seguintes tipos de eventos de neutrinos e antineutrinos atmosféricos:

- Eventos *downward* de trajetória com vértice contido no detector (CV).
- Eventos *upward* de trajetória com vértice contido no detector (CV).
- Eventos *upward* de trajetória com vértice no detector, mas fora do volume fiducial (não fiducial).
- Eventos *upward* de trajetória com vértice na rocha ao redor do detector (não fiducial).

A distribuição dos vértices no FD das amostras *downward* de trajetórias (*contained-vertex tracks*) e o conjunto de eventos *upward* (*neutrino induced muons*) são mostradas na Figura 6.5, juntamente com a amostra de eventos *downward* de chuviros (*contained-vertex showers*). Após essa seleção, realiza-se a classificação dos eventos CV em alta e baixa resolução. Aqueles de alta resolução são definidos como eventos que possuem a direção de propagação do múon bem reconstruída. Para isso, requer-se que o comprimento das trajetórias seja no mínimo de 1 m e que elas se estendam por mais de 10 planos. Mais detalhes sobre a seleção de neutrinos atmosféricos podem ser encontrados em [126, 155].

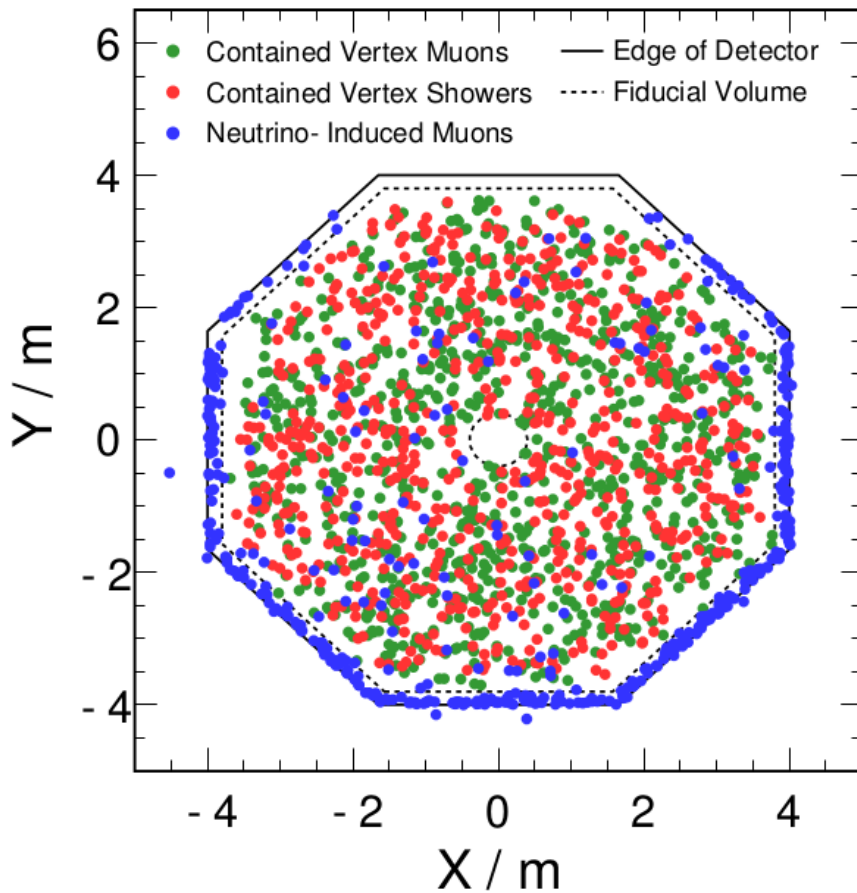


Figura 6.5: Distribuição dos vértices no FD das amostras downward de chuveis (contained-vertex showers), downward de trajetórias (contained-vertex tracks) e o conjunto de eventos upward (neutrino induced muons). A linha sólida representa as bordas do detector e a tracejada o limite do volume fiducial do FD [155].

6.2 Dados de neutrinos atmosféricos

Como a distância percorrida pelos neutrinos e antineutrinos atmosféricos não é fixa, tais eventos devem ser classificados conforme sua direção (ver Figura 6.6). Em geral, quando se analisa eventos atmosféricos, estes são classificados em termos de L/E , onde L é a distância de propagação dos neutrinos calculada usando-se seu ângulo zenital (θ_z) para projetar sua direção até a altura na atmosfera onde eles foram produzidos. Entretanto, como o modelo de três sabores fornece certa sensibilidade à hierarquia de massa devido aos efeitos de matéria, separa-se os eventos em bins com respeito ao ângulo zenital, $\cos\theta_z$, pois esses efeitos são relevantes somente para amostra selecionada como *upward*. Neste caso, são formados 25 bins na região $[-1, 1]$ de $\cos\theta_z$.

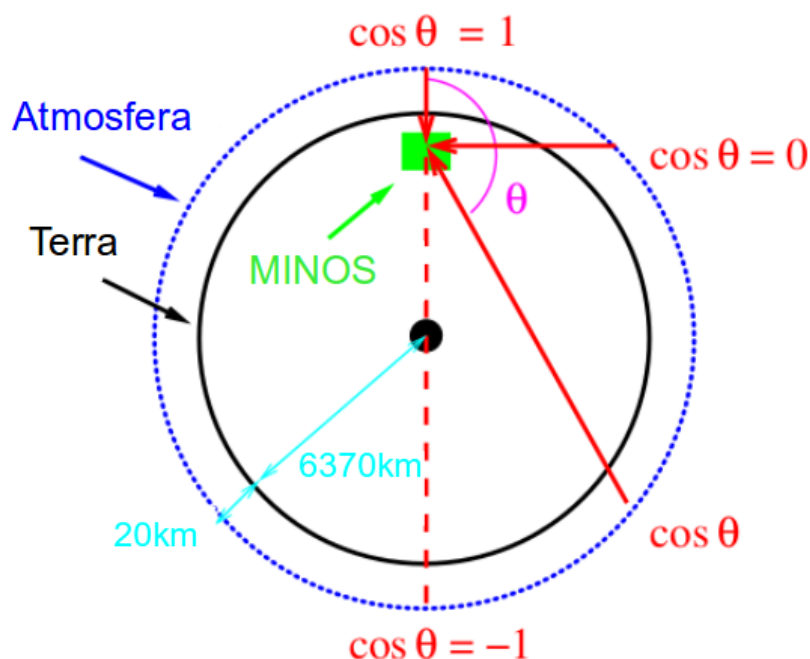


Figura 6.6: Ilustração das direções de chegada dos neutrinos atmosféricos no Far Detector do MINOS com respeito ao ângulo zenital θ .

As distribuições esperadas de $\cos \theta_z$ obtidas pela simulação de Monte Carlo são submetidas aos efeitos dos erros sistemáticos referentes à amostra de eventos atmosféricos. A incerteza de cada erro sistemático é atribuída como um peso nas distribuições conforme seu valor, fazendo com que o espectro esperado mude ligeiramente. Mais detalhes sobre os erros sistemáticos são dados no Capítulo 7. Apenas os erros sistemáticos de maior relevância, ou seja, comparáveis aos erros estatísticos, são incluídos no ajuste de dados.

6.2.1 Bins de resolução

Devido a incertezas relacionadas à medição de L/E e $\cos \theta_z$, nem todos os eventos possuem a mesma resolução com relação aos parâmetros de oscilação. Sendo assim, para a amostra CV (fiducial) de alta resolução, realiza-se a separação dos eventos conforme a incerteza (σ), resultando nos chamados “bins de resolução”:

- $0,00 < \sigma < 0,25$
- $0,25 < \sigma < 0,50$

- $0,50 < \sigma < 0,75$
- $0,75 < \sigma < 1,50$

A determinação dessa incerteza é dada pelo desvio padrão da função de probabilidade de $\cos\theta_z$, calculada conforme valores que se adequam à direção medida da trajetória dos múons (ver Figura 6.7) [156]. Já na amostra não fiducial, classifica-se os eventos em apenas duas resoluções: múon de baixo momento $P_\mu \leq 10$ GeV e múon de alto momento $P_\mu > 10$ GeV. O espectro esperado no FD é calculado pela simulação de Monte Carlo para cada bin de resolução separadamente. As amostras de diferentes resoluções são:

- Amostra de eventos fiduciais (CV) de alta resolução (total = 24):

1. *Upward*

- neutrinos separados nas 4 resoluções de σ
- antineutrinos separados nas 4 resoluções de σ
- eventos de carga indefinida separados nas 4 resoluções de σ

2. *Downward*

- neutrinos separados nas 4 resoluções de σ
- antineutrinos separados nas 4 resoluções de σ
- eventos de carga indefinida separados nas 4 resoluções de σ

- Amostra de eventos não fiduciais de alta resolução (total = 6):

- neutrinos separados nas 2 resoluções de P_μ
- antineutrinos separados nas 2 resoluções de P_μ
- eventos de carga indefinida separados nas 2 resoluções de P_μ

- Amostra de eventos fiduciais de baixa resolução.

- Amostra de eventos não fiduciais de baixa resolução.

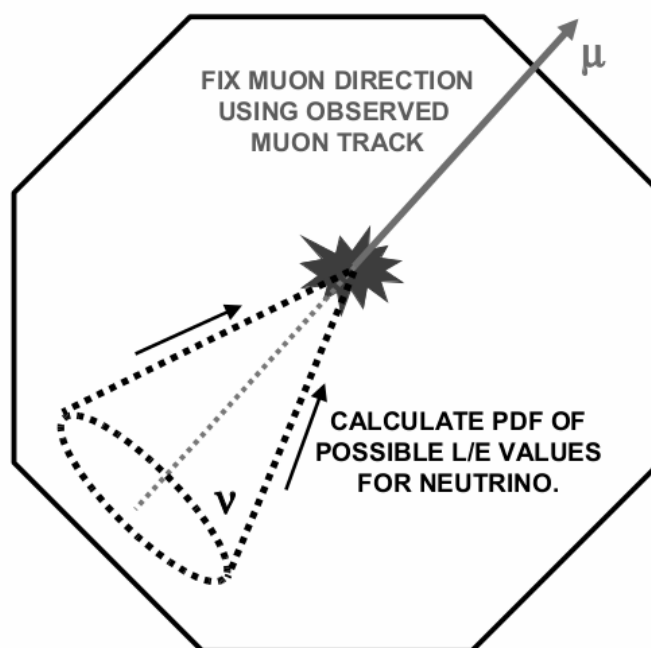


Figura 6.7: Ilustração de como a função de probabilidade de $\cos\theta_z$ é calculada. Seu desvio padrão é tomado como a resolução [157].

6.3 Dados de neutrinos do feixe

Usa-se na análise dados fiduciais e não fiduciais de ν_μ do feixe ν_μ , e dados fiduciais de $\bar{\nu}_\mu$ em ambos feixes ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$. Os eventos do feixe são classificados conforme a energia reconstruída dos neutrinos, a qual é separada em variadas quantidades de bins em diferentes regiões. O espectro da energia dos eventos fiduciais é dividido em bins da seguinte maneira:

- 0 a 0,5 GeV → 1 bin
- 0,5 a 20 GeV → 390 bins (0,05 GeV cada)
- 20 a 50 GeV: 30 bins (1 GeV cada)
- 50 a 200 GeV: 1 bin

A quantidade de bins na região de 0,5 - 20 GeV é maior porque é nesta região que as oscilações se manifestam de forma mais evidente para a energia do feixe em questão, sendo portanto a região onde há maior quantidade de dados.

A amostra de eventos não fiduciais é separada em 9 bins de energia reconstruída e em 6 bins que correspondem a diferentes regiões no detector (ver Figura 6.8). As diferenças nas binagens das regiões do detector são baseadas na quantidade de eventos esperada em cada uma delas. Regiões de alta estatística são: face frontal, bordas do detector e rocha ao redor do detector. Já as de baixa estatística são: espaço entre os supermódulos, bordas deste espaço e parte de trás do detector. Todas essas amostras são ajustadas simultaneamente.

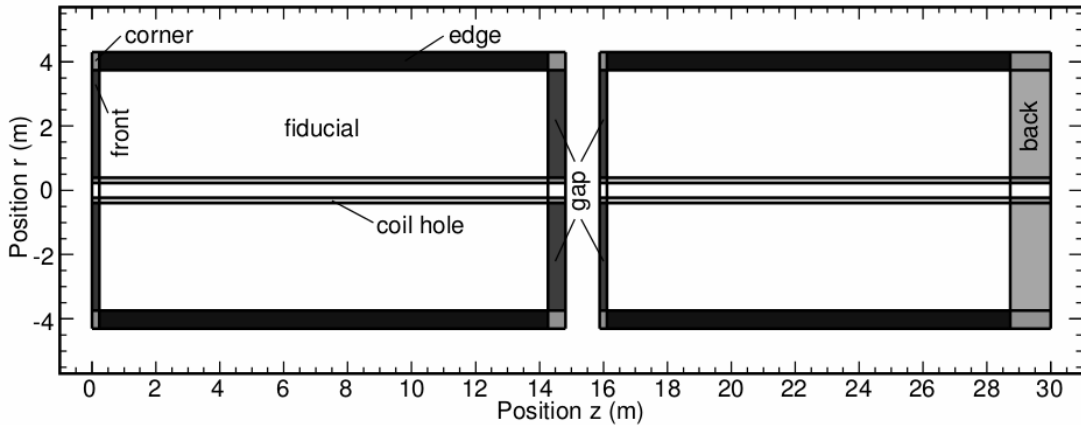


Figura 6.8: Regiões do FD usadas na separação dos eventos não fiduciais [75]

6.3.1 Áreas de resolução

A precisão com que a energia dos neutrinos é reconstruída afeta a sensibilidade aos parâmetros de oscilação. Por este motivo, a amostra de dados de neutrinos do feixe é separada em áreas de resolução. Para a determinação de cada área, foram estudadas as discrepâncias entre a energia reconstruída (E_{reco}) e a verdadeira (E_{truth}) dos chuveiros e das trajetórias, calculadas pelo alcance e curvatura, em eventos de Monte Carlo [56]. Em cada caso, a distribuição da diferença $E_{reco} - E_{truth}$ com respeito a E_{truth} é ajustada por uma função gaussiana e o desvio

padrão σ é definido como a resolução. A resolução total é a soma em quadratura:

$$\sigma_{traj}^{alcance} = (6,9\%)E_{alcance} + (5,1\%)\sqrt{E_{alcance}} \quad (6.3)$$

$$\sigma_{traj}^{curv} = p_{curv}^2\sigma_{q/p} + 1,34\%\sqrt{p_{curv}^2\sigma_{q/p}} \quad (6.4)$$

$$\sigma_{chuveiro} = (8,6\%)E_{chuveiro} + (40,5\%)\sqrt{E_{chuveiro}} + 275\text{MeV} \quad (6.5)$$

$$\sigma_{total}^2 = \sigma_{chuveiro}^2 + (\sigma_{traj}^{alcance})^2 + (\sigma_{traj}^{curv})^2, \quad (6.6)$$

onde p é o momento do múon medido pela curvatura de sua trajetória.

Foram definidas 5 áreas de resolução de forma que cada uma possui a mesma quantidade de eventos para certa energia. Os limites de cada área foram quantificados para cada *run* do experimento MINOS devido a variações no espectro de energia. A Figura 6.9 mostra as áreas de resolução determinadas para o *run* I.

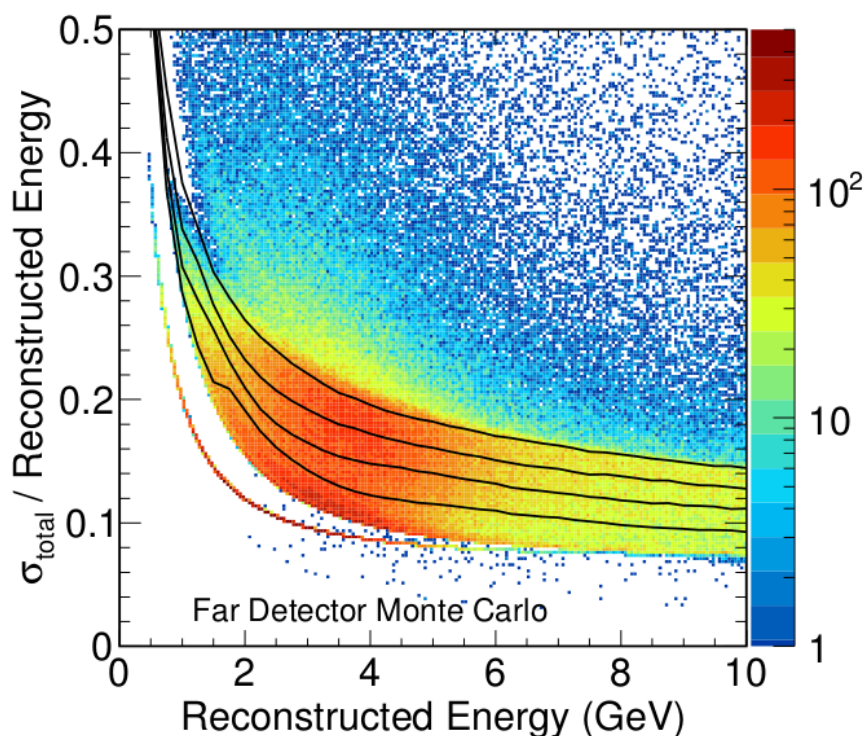


Figura 6.9: Definição das cinco áreas de resolução (linha preta) dos dados de neutrinos do *run* I do experimento MINOS. Cada área possui a mesma quantidade de eventos (escala de cores) para determinada energia [75].

6.3.2 Extrapolação

Após a determinação de como os eventos de cada amostra são classificados, segue-se para o cálculo do espectro de energia que deve ser esperado no FD. Este método é chamado de extrapolação [29].

Neste processo, usa-se informações do feixe de neutrinos para converter o espectro detectado no ND no espectro esperado no FD. Isso é necessário porque o fluxo de neutrinos é diferente no ND e FD. Devido à proximidade do ND com relação à produção do feixe NuMI, os neutrinos que interagem no ND são provenientes do decaimento de mésons (píons e káons) que possuem maior ângulo com relação ao eixo do feixe. Entretanto, tais neutrinos são pouco capazes de atingir o FD e produzir interações devido à geometria da sua direção (ver Figura 6.10). Sendo assim, o conjunto de mésons que dão origem a neutrinos de determinada energia no ND contribuem com neutrinos de diferente energia que atingem o FD, como mostra a Figura 6.11.

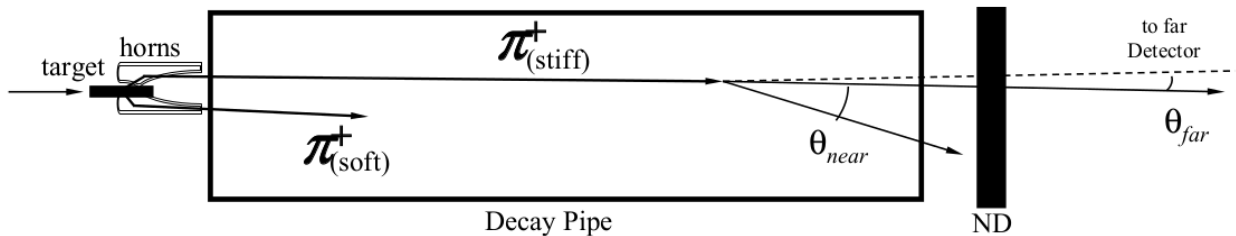


Figura 6.10: Ilustração do efeito da geometria na diferença da energia dos neutrinos no ND e FD devido à proximidade de cada um com relação à produção do feixe NuMI [75].

A pureza e eficiência de cada detector são levadas em conta, assim como sua massa fiducial e seção de choque dos neutrinos. Primeiramente corrige-se o espectro de energia no ND selecionado como CC para remover contaminações de interações NC, chamada de correção da pureza. Logo após, transforma-se a energia reconstruída em energia verdadeira. Como a resolução dos detectores não é perfeita, cada energia reconstruída pode corresponder a um conjunto de diferentes energias verdadeiras. Essa correlação entre energia reconstruída e verdadeira é

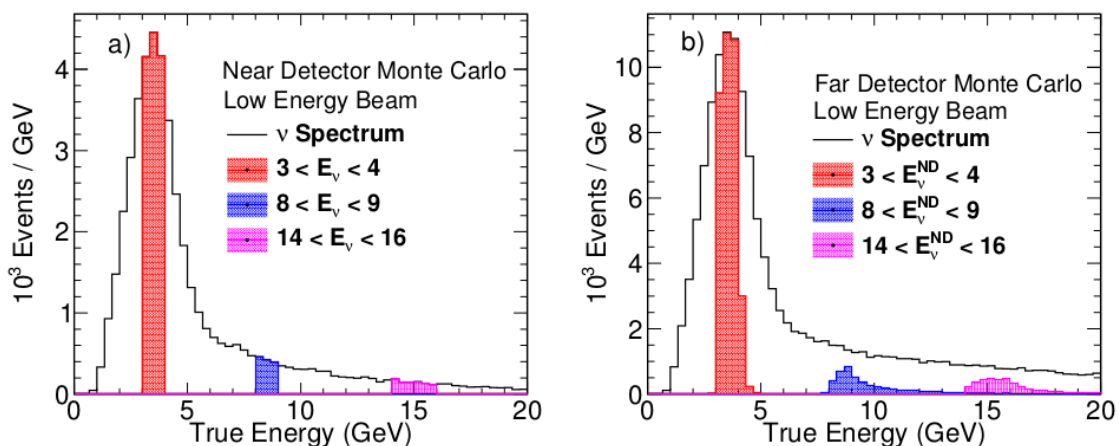


Figura 6.11: Comparação entre as energias dos neutrinos no ND (esquerda) e FD (direita), produzidos por um mesmo conjunto de mésons. As diferenças se devem à aceitação geométrica dos dois detectores com respeito ao ângulo da partícula-mãe com o eixo do feixe NuMI [92].

feita avaliando-se dados de simulação reconstruídos como se fossem dados reais, porém a informação verdadeira de tais dados é acessível. A Figura 6.12 mostra o resultado dessa correlação no ND e FD em um gráfico 2D.

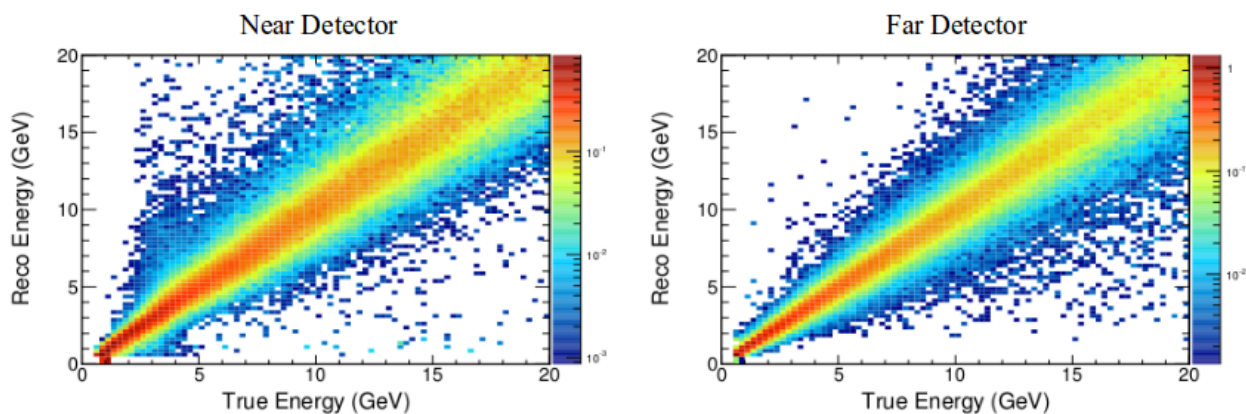


Figura 6.12: Correlação entre a energia reconstruída e verdadeira no ND (esquerda) e FD (direita), onde a escala de cores representa a quantidade de eventos. Adaptado de [75].

A energia verdadeira do ND é então corrigida por meio da multiplicação com a eficiência, com o objetivo de remover ineficiências relacionadas à seleção e reconstrução dos eventos. A conversão da energia verdadeira obtida nesta etapa em fluxo de neutrinos é então feita dividindo-a pela seção de choque dos neutrinos e pelo volume fiducial do detector.

Neste ponto, aplica-se informações do fluxo do feixe. A conversão do fluxo medido

no ND para o fluxo esperado no FD é feita através da quantificação da correlação entre as energias dos neutrinos no ND e FD. Para cada decaimento de um méson na simulação do feixe, escolhe-se aleatoriamente uma posição para o vértice de interação do neutrino no ND. Pela cinemática dos decaimentos levando em conta a dependência angular, a energia do neutrino é calculada. O mesmo procedimento é feito para o FD, com a exceção de que não é preciso escolher uma posição de forma aleatória, visto que qualquer posição para o vértice de interação no FD corresponde a um ângulo dos mésons próximo de zero com respeito ao eixo do feixe. Dessa forma, tem-se a associação da energia de um neutrino no ND à energia de um neutrino no FD produzidos pelo mesmo méson. O processo é repetido para todos os mésons da simulação do feixe e resulta em uma matriz de correlação, como aquela mostrada na Figura 6.13.

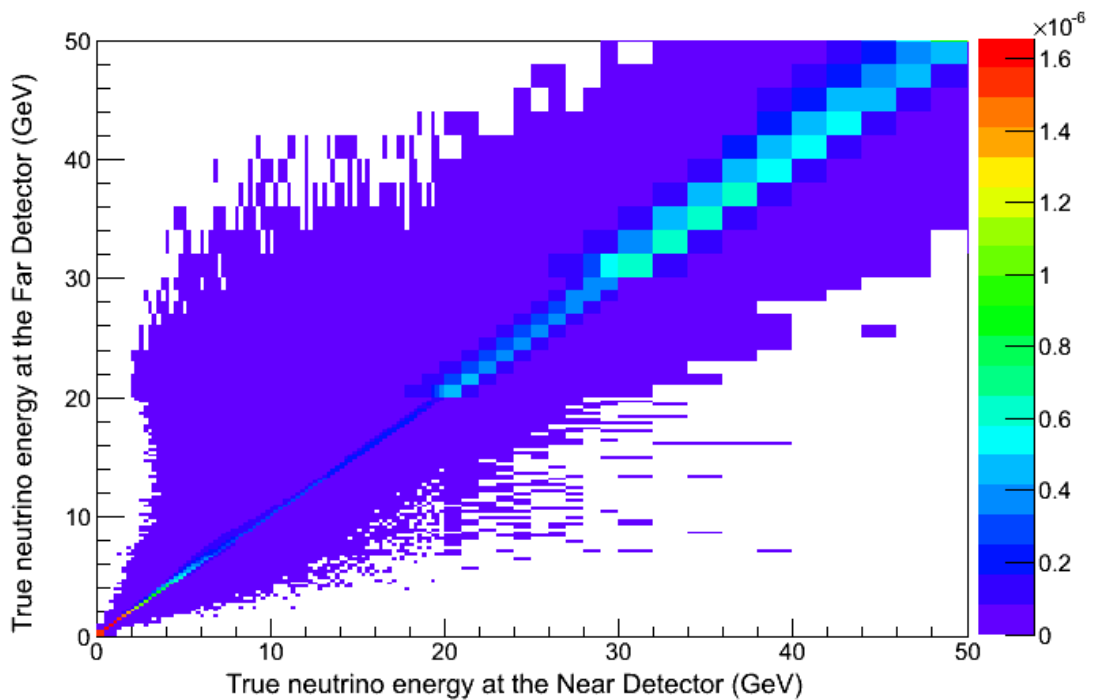


Figura 6.13: Matriz de correlação calculada para o run I, a qual é essencialmente uma versão bidimensional da Figura 6.11. A binagem usada para a produção deste gráfico é a do modelo de três sabores. A escala de cores representa a quantidade de eventos normalizada.

Basicamente, para cada energia no ND existe uma distribuição de energias possíveis no FD. Isso é feito para cada *run*, e para neutrinos e antineutrinos, separadamente, de modo a considerar diferenças na configuração do feixe e nos mésons primários. Logo após, o inverso

de todo o processo de correção e conversão é aplicado com o objetivo de converter a energia verdadeira do FD em energia reconstruída. A Figura 6.14 apresenta o esquema do processo de extrapolação. Este é realizado para cada sabor de neutrino e antineutrino individualmente, de modo a calcular a contaminação de ν_e e ν_τ considerando as oscilações $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e)$ e $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \rightarrow \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$.

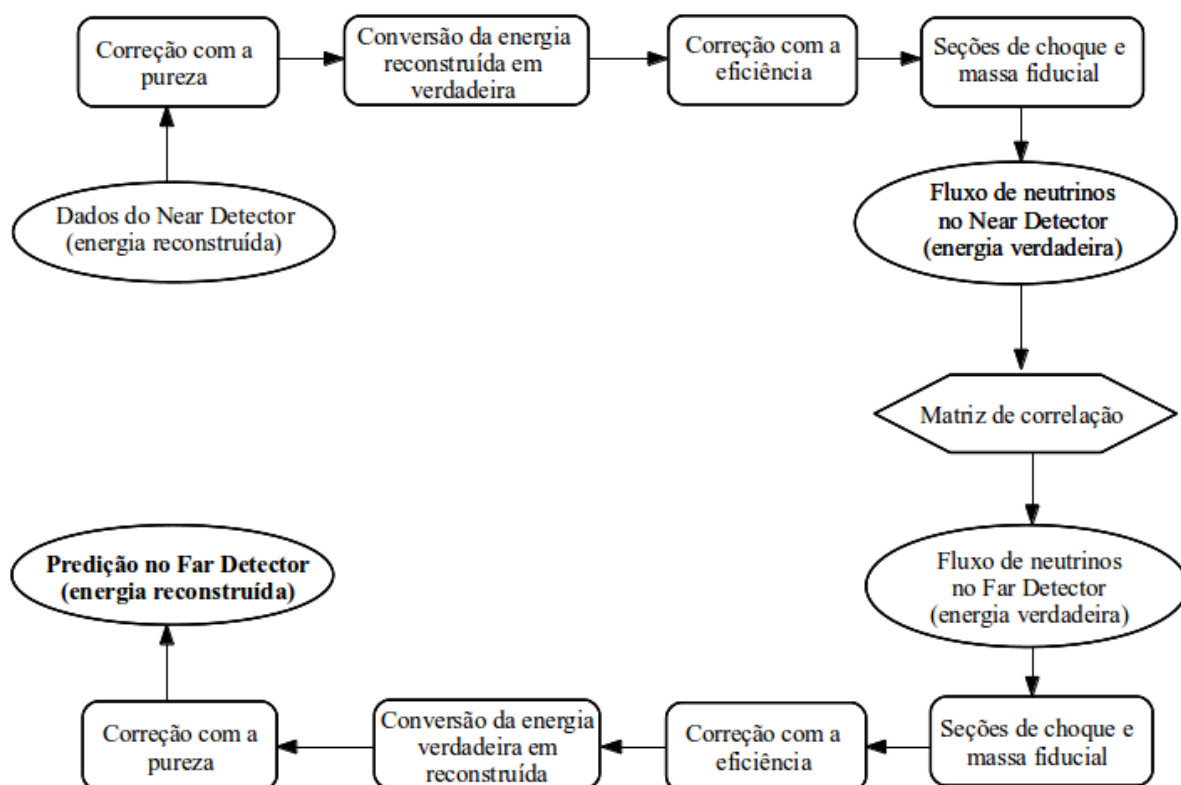


Figura 6.14: Esquema do processo de extrapolação feito para converter o espectro de energia medido no ND no espectro de energia previsto no FD.

O resultado da extrapolação é o espectro reconstruído esperado no FD obtido com Monte Carlo do ND, plotado com respeito ao espectro de energia verdadeiro obtido pelo Monte Carlo do FD. A Figura 6.15 mostra o resultado da extrapolação para a amostra de mais alta e mais baixa resolução dos neutrinos do feixe. Observa-se que a separação em bins de resolução é importante, devido a diferenças na precisão da reconstrução da energia dos neutrinos.

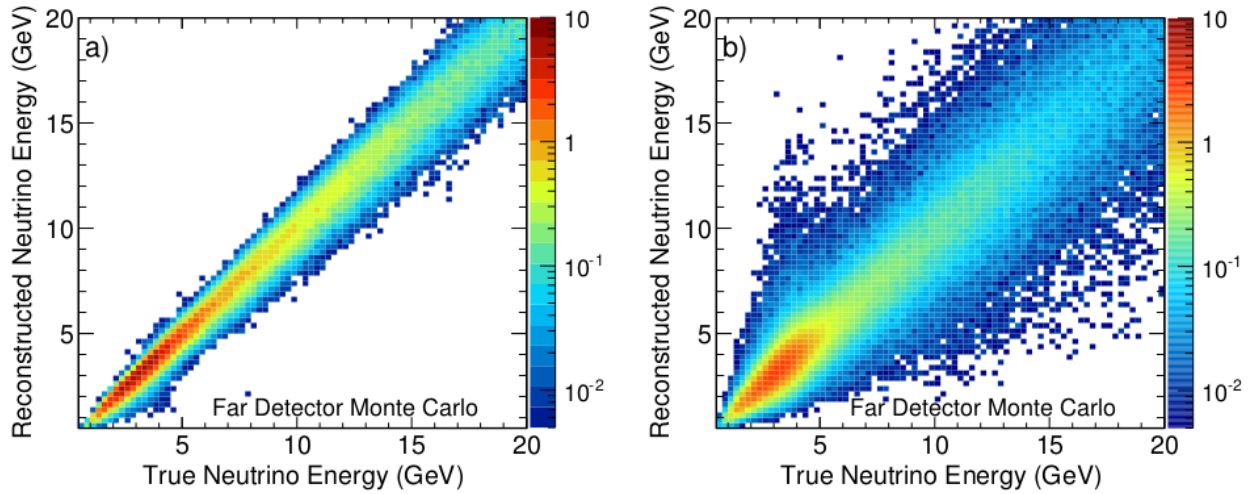


Figura 6.15: Distribuição da energia reconstruída pela verdadeira no FD para a amostra de mais alta (esquerda) e mais baixa (direita) resolução, onde a escala de cores representa a quantidade de eventos normalizada [75].

6.4 Templates

O processo seguinte à obtenção do espectro esperado no FD é a criação das chamadas *templates*, para ambos dados de neutrinos do feixe e atmosféricos. Gera-se um arquivo contendo um gráfico de n dimensões, *grid*, igual à quantidade de parâmetros de oscilação livres considerados no ajuste. Os limites de cada dimensão são os limites impostos para cada parâmetro dentro dos quais o ajuste de dados é feito. Assim, para cada ponto no *grid*, calcula-se a probabilidade de sobrevivência dos ν_μ . No modelo de três sabores, como são considerados os efeitos de matéria, é preciso diagonalizar a Hamiltoniana e isto é feito usando-se os algoritmos do método GloBEs, desenvolvidos por Joachim Kopp [46]. Para os efeitos de matéria, usa-se o modelo PREM que descreve a crosta da Terra [158].

Com o valor da probabilidade de sobrevivência dos ν_μ , pode-se multiplicá-la pela quantidade de eventos em cada bin de energia. Dessa forma, obtém-se o espectro de energia esperado considerando oscilações no FD para cada ponto do *grid*. Isso é feito para cada amostra e bins de resolução separadamente. O conjunto desses espectros em cada ponto é chamado de *templates*. Também se realiza essa etapa sem a aplicação da oscilação, criando *templates* não osciladas, para meios de comparação.

Os erros sistemáticos são incorporados como um peso no espectro esperado. Calcula-se cinco espectros em cada ponto do *grid* variando o valor da incerteza por 0σ , $\pm 1\sigma$ e $\pm 2\sigma$, criando-se uma *template* para cada um desses valores. O resultado é obtido pela média da interpolação linear entre *templates* vizinhas (por exemplo, entre 0σ e $+1\sigma$). Isso é feito para que o espectro resultante seja diferenciável duas vezes, um requerimento do pacote que é usado para o ajuste de dados. As contribuições de cada erro sistemático são combinadas para se obter o espectro de energia esperado que é usado no ajuste de dados. Maiores informações sobre a identificação e determinação de cada erro sistemático e seu efeito na obtenção dos parâmetros de oscilação dos neutrinos são dadas no Capítulo 7.

6.5 Ajuste dos dados

Esta tese apresenta a análise de dados de neutrinos feita por meio do ajuste de dados de desaparecimento de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ atmosféricos e do feixe dos experimentos **MINOS** e **MINOS+** com o modelo de oscilação de **três sabores** na matéria.

O método usado para o ajuste dos dados combinados é o método de máxima verossimilhança com erros sistemáticos incorporados. A função de verossimilhança leva em conta todas as informações contidas nos dados (princípio de verossimilhança), e é possível se escolher parâmetros que a maximizam [159]. Este é um método muito utilizado na física de partículas para se determinar parâmetros que melhor se ajustam aos dados conforme um específico modelo.

A função de verossimilhança é dada por:

$$\mathcal{L}(\phi) = \prod_{i=1}^N f(x_i|\phi), \quad (6.7)$$

onde o produtório atua sobre uma amostra de N medidas x_1, \dots, x_N de uma função de densidade de probabilidade $f(x_i|\phi)$ com um parâmetro ϕ desconhecido. Na análise realizada, considera-se que os dados seguem uma distribuição de Poisson, sendo assim: $f(x_i|\phi) = \phi^{x_i} e^{-\phi} / x_i!$. Devido à praticidade, usa-se o logaritmo da função de máxima verossimilhança ($\ln \mathcal{L}$) para que os

diferentes fatores contribuintes a ela sejam somados no lugar de serem multiplicados:

$$\ln\mathcal{L}(\phi) = \sum_{i=1}^N \ln f(x_i|\phi). \quad (6.8)$$

O máximo da função $\ln\mathcal{L}(\phi)$ ocorre no mesmo local do máximo de $\mathcal{L}(\phi)$. Encontrar o máximo de $\ln\mathcal{L}(\phi)$ é equivalente a se encontrar o mínimo de $-\ln\mathcal{L}(\phi)$, e este último caso é mais usual e é usado nesta análise de dados ($\ln\mathcal{L} = -(1/2)\chi^2$). Para isto, basta encontrar os valores de ϕ que anulam a derivada da função:

$$\frac{d\ln\mathcal{L}(\phi)}{d\phi} = 0. \quad (6.9)$$

A função negativa do logaritmo da máxima verossimilhança usada na análise é:

$$-2\ln\mathcal{L} = 2 \sum_i^{N_{Ebin}} \sum_j^{N_{Resbin}} \left[N_{ij}^{MC} - N_{ij}^D + N_{ij}^D \ln \frac{N_{ij}^D}{N_{ij}^{MC}} \right] + \sum_q^{N_{sist}} \frac{\alpha_q^2}{\sigma_{\alpha_q}^2}, \quad (6.10)$$

O primeiro termo de somatória é decorrente da distribuição de Poisson que representa as probabilidades de se observar um total de N_{ij}^D eventos, dados reais, tendo-se N_{ij}^{MC} esperados, dados de Monte Carlo, em cada bin de energia i e de resolução j . O último termo de somatória da função representa os erros sistemáticos incluídos no ajuste como parâmetros “*nuisance*”, assumindo uma distribuição gaussiana. α_q é o desvio do erro sistemático q com relação ao seu valor nominal e σ_{α_q} é a incerteza com relação a este erro. No caso da ausência de viés nos dados, $\alpha = \sigma$, porém quanto maior é o desvio de seu valor nominal, maior é o valor da verossimilhança, por isso tal termo é chamado de termo de penalidade.

As *templates* são usadas como *input* no ajuste de dados para identificar a quantidade de eventos esperada e, juntamente com os dados reais, calcular o logaritmo da verossimilhança das diferentes amostras em cada ponto do *grid*. A minimização de $-2\ln\mathcal{L}$ é feita com relação aos erros sistemáticos usando o pacote Minuit do programa ROOT [160]. Para a combinação de dados, realiza-se a soma de $-2\ln\mathcal{L}$ de cada amostra em cada bin individual. Sendo assim, tem-se $-2\ln\mathcal{L}$ para cada combinação possível dos parâmetros de oscilação. Essa informação é

armazenada em um novo *grid* de dimensões igual à quantidade dos parâmetros de oscilação livres no ajuste.

Na análise com o modelo de três sabores foram considerados os mesmos parâmetros de oscilação tanto para neutrinos quanto para antineutrinos. Os parâmetros de oscilação solares são mantidos fixos no ajuste e seus valores foram tomados de [162]: $\sin^2 \theta_{12} = 0,307$ e $\Delta m_{21}^2 = 7,54 \times 10^{-5}$. Já o parâmetro de violação de simetria CP, δ_{CP} , é incluído no ajuste como um parâmetro “*nuisance*”, assim como feito para os erros sistemáticos. Os outros parâmetros permanecem livres no ajuste: $\sin^2 \theta_{23}$, Δm_{32}^2 , e $\sin^2 \theta_{13}$. Com a particularidade de que este último é mantido sob os limites determinados pelos experimentos de reatores nucleares. Combinando os resultados desses experimentos em quadratura, a restrição usada para este parâmetro é $\sin^2 \theta_{13} = 0,0242 \pm 0,0025$.

No caso do modelo de três sabores, deve-se escolher entre fazer o ajuste para hierarquia normal e hierarquia invertida, devido às diferentes probabilidades de oscilação. Ao se fazer o ajuste, permite-se que o octante de $\sin^2 \theta_{23}$ varie conforme o valor mínimo do logaritmo da verossimilhança.

A etapa final da análise de dados baseia-se em encontrar o melhor ajuste e o contorno de 90% de nível de confiança com respeito aos parâmetros de oscilação atmosféricos ($\sin^2 \theta_{23}$, Δm_{32}^2), chamada de *grid search*. O melhor ajuste é caracterizado pelos valores dos parâmetros de oscilação que minimizam $-2\ln\mathcal{L}$. Já o contorno corresponde à região dada pela superfície de verossimilhança na qual a combinação desses parâmetros tem 90% de chance de serem verdadeiras, considerando os dados usados.

Essa superfície bidimensional pode ser convertida em uma projeção unidimensional da verossimilhança para cada parâmetro em questão usando-se o método de marginalização. Neste método, em cada valor de um certo parâmetro, todos os valores dos outros parâmetros são avaliados e o valor mínimo da verossimilhança é encontrado. Isso resulta em uma curva de verossimilhança para cada parâmetro e o melhor ajuste também pode ser determinado pelo valor mínimo dessa curva. Os erros referentes aos parâmetros de oscilação são obtidos pelos

limites dessa curva de verossimilhança. Usualmente representa-se os erros de $\sin^2 \theta_{23}$ para um nível de confiança de 90%, correspondendo a $-2\Delta\ln\mathcal{L} = 2,30$; e os erros de Δm_{32}^2 para um nível de confiança de 68%, correspondendo a $-2\Delta\ln\mathcal{L} = 1,15$. $-2\Delta\ln\mathcal{L}$ é a diferença entre o logaritmo da verossimilhança para determinada combinação dos parâmetros e aquele obtido pela combinação que representa o melhor ajuste. No caso do melhor ajuste, $-2\Delta\ln\mathcal{L} = 0$.

Capítulo 7

Erros sistemáticos

Erros sistemáticos são possíveis incertezas desconhecidas que afetam uma medida devido a imprecisões inerentes aos equipamentos e instrumentos do experimento, às hipóteses iniciais levantadas com relação à tomada de dados, e também aos modelos usados na análise. Diferentemente dos erros estatísticos, os erros sistemáticos não procedem da quantidade finita de medições realizadas. Supondo uma quantidade N de medidas de certo parâmetro, os erros estatísticos tipicamente diminuem de acordo com $1/\sqrt{N}$. Por outro lado, o erro sistemático é em geral constante e independe de N . Contudo, dependendo de como o erro sistemático afeta a tomada de dados e medição do parâmetro, este pode ser reduzido conforme mais dados são coletados [163].

Um dos fatores mais complicados na estimativa da incerteza dos erros sistemáticos é a determinação das possíveis fontes de cada um deles. Para isso, exige-se profundo conhecimento da natureza da medida sendo realizada, dos equipamentos usados e dos modelos sendo levados em consideração na análise de dados. É comum fazer-se o estudo desses critérios antes da realização de um experimento. Casos em que as medidas nas quais esses erros superam os erros estatísticos são vistos como não confiáveis.

Após a identificação e estimativa dos erros sistemáticos pertinente a uma medida, é necessário avaliar o quanto cada um deles afeta a medida em si. Técnicas específicas para se fazer isso são limitadas [164], e geralmente a mensuração é diversa para diferentes erros sistemáticos

em experimentos distintos. Na análise de dados apresentada nesta tese, incorpora-se os erros sistemáticos no cálculo do espectro de energia esperado e no ajuste de máxima verossimilhança como parâmetros “*nuisance*” (ou termos de penalidade). Cada erro sistemático é considerado individualmente, possibilitando a investigação da importância relativa de cada um no melhor ajuste global dos dados.

7.1 Erros sistemáticos dos dados de neutrinos do feixe

Dados de neutrinos atmosféricos e do feixe possuem um diferente conjunto de erros sistemáticos devido à distinta natureza desses dados. Os principais erros sistemáticos introduzidos pelos dados do feixe são:

Ruído de fundo de sinal contrário

A identificação errônea de eventos de ν_μ como $\bar{\nu}_\mu$, e vice-versa, é fonte do erro sistemático do ruído de fundo de sinal contrário. Para se determinar este erro, uma amostra de Monte Carlo e dados reais é tomada e são submetidas a critérios de seleção que aumentam tal ruído de fundo na amostra, de forma que sua estatística é amplificada. Assim, qualquer diferença entre os dados reais e de Monte Carlo é considerada alusiva ao erro sistemático, o qual possui o valor de 30%.

Normalização relativa

Existe uma incerteza pertinente à normalização relativa entre os eventos selecionados no ND e FD. Isso ocorre devido às diferenças na reconstrução e seleção dos eventos nos dois detectores, e na aceitação de cada um deles (correspondente ao volume fiducial). Esses fatores são levados em conta na simulação de Monte Carlo, mas imprecisões na modelagem da eficiência e aceitação de cada detector, assim como incertezas no tempo de exposição do FD e espessura dos planos de aço e tiras cintiladoras, são fontes do erro sistemático referente à normalização.

A quantificação desse erro foi realizada fazendo-se uma avaliação manual evento por evento de grande quantidade de dados para ambos Monte Carlo e dados reais. O erro do ruído de fundo de sinal contrário é agregado à normalização relativa [165]. Para neutrinos e antineutrinos do feixe ν_μ , a normalização relativa é de 1,6% e para antineutrinos do feixe $\bar{\nu}_\mu$ ela é 3,1%.

Ruído de fundo de interações NC

Imprecisões no modelo de geração de chuviscos hadrônicos e nas seções de choque de interações NC aplicados no Monte Carlo são fontes de erro sistemático. Este erro refere-se ao ruído de fundo de interações NC na amostra de eventos selecionada como CC. A estimativa de tal erro é feita de duas formas. Na primeira, avalia-se a discrepância entre dados reais e Monte Carlo na amostra que não foi selecionada como eventos CC. Já na segunda, toma-se eventos bem caracterizados e selecionados como CC e se retira as trajetórias dos múons. Esses eventos passam novamente pela reconstrução, e diferenças entre dados reais e Monte Carlo na amostra selecionada como CC delineam o ruído de fundo de interações NC. O erro sistemático geral é a soma em quadratura obtida considerando-se os dois métodos e resulta em uma incerteza de 20% para neutrinos e antineutrinos do feixe ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$, respectivamente, e de 50% para antineutrinos do feixe ν_μ .

Estimativa da energia dos chuviscos

A estimativa da energia dos chuviscos introduz um erro sistemático nos dados devido a divergências na calibração da energia dos chuviscos em cada detector, incertezas na energia obtida pelo detector de calibração e modelagem da física dos chuviscos hadrônicos. Diferentes técnicas foram aplicadas para a quantificação desse erro [75, 92, 166, 167], o qual se mostrou dependente da energia:

$$\sigma_{\text{chuv}} = 6,6\% + \left(3,5 \times e^{\frac{E}{1,44}}\right), \quad (7.1)$$

onde E é a energia reconstruída em GeV. Isso fornece uma incerteza de aproximadamente 7%

para neutrinos de energia de 3 GeV.

Estimativa da energia das trajetórias dos múons

Existe uma incerteza relacionada à determinação da energia dos múons. Quando eles possuem trajetórias terminando dentro do detector, a energia é estimada pelo alcance da trajetória e a incerteza relacionada a essa estimativa é de 2%. Por outro lado, usa-se a curvatura da trajetória dos múons para se calcular sua energia quando eles atravessam completamente o detector. Para se determinar a incerteza introduzida por este cálculo, compara-se a estimativa da energia dos múons pelo alcance e curvatura da trajetória em eventos nos quais os múons páram dentro do detector. O valor encontrado é de 3% de incerteza para estimativa da energia pela curvatura da trajetória.

Eventos não fiduciais

Praticamente todos os erros sistemáticos descritos acima também se aplicam à amostra de dados de eventos não fiduciais. Porém, outros fatores contribuem para o erro sistemático relacionado a essa amostra, tais como a densidade e composição da rocha, as incertezas nas seções de choque dos neutrinos com a rocha (devido aos diferentes elementos em sua composição) e incertezas no alinhamento do detector que influenciam a identificação de eventos como sendo fiduciais ou não. Todos esses elementos foram estudados e foi concluído que eles possuem efeito desprezível nos dados [152, 168].

Outros erros sistemáticos

Ainda há outros elementos pertinentes ao experimento que acarretam em erros sistemáticos. A modelagem do fluxo de neutrinos é um deles, pois existem várias incertezas referentes principalmente à produção de hádrons, óptica do feixe, posição do alvo e material componente do tubo de decaimento. Além disso, a diferença na aceitação do ND com relação a neutrinos e

antineutrinos e incertezas nas seções de choque dessas partículas também contribuem para os erros sistemáticos [169]. A avaliação desses erros mostrou que eles são bem pequenos, portanto insignificantes para a análise de dados.

Em suma, os erros sistemáticos relacionados aos dados de neutrinos do feixe incluídos na análise são:

- Normalização relativa.
- Ruído de fundo de interações NC.
- Estimativa da energia dos chuviros.
- Estimativa da energia das trajetórias dos múons.

7.2 Erros sistemáticos dos dados de neutrinos atmosféricos

Os principais erros sistemáticos introduzidos pelos dados atmosféricos estão associados a incertezas no fluxo de neutrinos atmosféricos e nos modelos de interação hadrônica.

A taxa de neutrinos atmosféricos é principalmente afetada pela incerteza na normalização do fluxo de neutrinos na simulação. Essa incerteza aumenta com a energia dos neutrinos, porque os modelos de interações hadrônicas e o fluxo das partículas primárias de raios cósmicos são menos compreendidos quanto maior é a energia. O cálculo desse fluxo na simulação é feito por meio do modelo 3D de Bartol. Os erros sistemáticos introduzidos por este modelo foram computados pelo grupo Bartol [122], por meio da comparação com outros modelos, Battistoni et al. [170] e Honda et al. [171] Usa-se na análise aqueles obtidos por Bartol, os quais são o suficiente para satisfazer diferenças dos fluxos nos diversos modelos.

Em geral, os erros sistemáticos relacionados às interações dos neutrinos são investigados a partir de mudanças feitas nos parâmetros de *input* das seções de choque na simulação, de modo a se fazer uma varredura de todos os valores possíveis considerando-se as incertezas das seções de choque.

O conjunto de erros sistemáticos dos dados atmosféricos pode se dividir em três categorias: incertezas na proporção de diferentes tipos de eventos, incertezas na forma do espectro de energia dos neutrinos e incertezas relacionadas à estimativa da energia. Diferentes técnicas, baseadas nas avaliações dos erros sistemáticos descritos acima, foram aplicadas a cada fator causador dos erros sistemáticos [172]. A Tabela 7.1 apresenta todos os erros sistemáticos de dados de neutrinos atmosféricos incluídos na análise e seus valores de incerteza.

Tabela 7.1: Erros sistemáticos de dados de neutrinos atmosféricos e seus valores de incerteza.

Erro sistemático	Incerteza
Proporção entre eventos	
Normalização de eventos fiduciais	15%
Normalização de eventos não fiduciais	25%
Razão $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ em eventos fiduciais	10%
Razão $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ em eventos não fiduciais	12,5%
Razão <i>up/down</i> em eventos fiduciais (ou estimativa do ângulo zenital)	3%
Razão ν_e/ν_μ em eventos fiduciais	5%
Razão entre as interações NC/CC em eventos fiduciais	20%
Forma do espectro de energia	
Índice espectral para ν_μ fiduciais	6%
Índice espectral para $\bar{\nu}_\mu$ fiduciais	6%
Índice espectral para ν_μ não fiduciais	6%
Índice espectral para $\bar{\nu}_\mu$ não fiduciais	6%
Estimativa de energias	
Estimativa da energia das trajetórias dos múons pelo seu alcance	3%
Estimativa da energia das trajetórias dos múons pelo sua curvatura	5%
Estimativa da energia dos chuveiros	15%

Alguns dos erros sistemáticos listados acima são os mesmos também descritos para os dados de neutrinos do feixe, pois eles influenciam os dados de neutrinos atmosféricos da mesma maneira. São eles: ruído de fundo de interações NC, estimativa da energia dos chuveiros e estimativa da energia das trajetórias dos múons. Seus valores são ligeiramente diferentes para dados de neutrinos atmosféricos e do feixe como consequência da energia média preponderante

nas duas amostras. Para dados de neutrinos do feixe a energia média é de 3 GeV (MINOS) ou 7 GeV (MINOS+). Já para dados de neutrinos atmosféricos, se estes forem fiduciais, a energia varia de 0,2 a 50 GeV, mas com média em torno de 2 GeV. Os dados de eventos não fiduciais atmosféricos possuem energia média de 50 GeV.

O erro relacionado ao índice espectral, α , é dependente da energia dos neutrinos e antineutrinos. Para energias menores que 3 GeV, o espectro $f(E)$ segue uma reta na forma: $f(E) = 1 + \alpha(E - 3)$. Porém para maiores energias, ele segue uma lei de potência: $f(E) = 1 + \alpha \ln(E - 3)$.

7.3 Correlações entre os erros sistemáticos

Em geral, os erros sistemáticos dominantes em ambos dados de neutrinos atmosféricos e do feixe não são correlacionados, embora eles sejam perfeitamente correlacionados para os diferentes tipos de dados do feixe. Todavia, parâmetros que influenciam na reconstrução da energia podem estar correlacionados de alguma forma. Na análise desta tese, assume-se as seguintes interdependências:

1) Estimativa da energia das trajetórias dos múons pelo seu alcance: Supõe-se que este parâmetro seja perfeitamente correlacionado para neutrinos atmosféricos e do feixe, ele é portanto o mesmo em ambos. Foi feita uma escolha conservativa tomando-se o valor da incerteza resultante dos dados atmosféricos, 3%, pois este é maior que o determinado para os dados do feixe, 2%.

2) Estimativa da energia das trajetórias dos múons pela sua curvatura: Supõe-se que as energias dos múons calculadas tanto pela curvatura quanto pelo comprimento de suas trajetórias sejam perfeitamente correlacionados na análise de neutrinos do feixe. Para a análise de neutrinos atmosféricos, foram feitos estudos com dados reais e simulados de múons de raios cósmicos. A razão do valor médio da energia calculada com o comprimento da trajetória pela energia calculada com a curvatura da mesma mostrou-se um pouco maior para os dados

reais do que para os dados simulados. Sendo assim, um erro sistemático relacionado à estimativa da energia pela curvatura foi adicionado à análise e ajustado separadamente, enquanto que aquele relacionado ao alcance da trajetória foi tomado como sendo o mesmo na amostra de dados do feixe e atmosféricos.

3) Energia dos chuveis: Na análise de neutrinos atmosféricos, o erro sistemático relacionado à energia dos chuveis é obtido combinando-se dois termos em quadratura (propagação de erros). O primeiro termo é referente à análise de interações CC, e o segundo termo leva em conta a pequena quantidade de tiras cintiladoras contendo eventos e também a distribuição angular isotrópica dos neutrinos atmosféricos. Assume-se que o primeiro termo correlaciona-se perfeitamente com o erro sistemático da estimativa da energia dos chuveis dos neutrinos do feixe, e o segundo termo é incluído como um parâmetro adicional para dados atmosféricos. Sendo assim, o erro resultante da energia dos chuveis nos dados atmosféricos é de 25%.

Essas escolhas de correlações não tiveram impacto nos contornos esperados.

7.4 Efeito dos erros sistemáticos nos parâmetros de oscilação

Os erros sistemáticos são incorporados na análise de forma a permitir que o espectro de energia simulado dos neutrinos se modifique conforme seus valores. Além disso, todos os erros especificados acima foram introduzidos como termos de penalidade livres no ajuste de dados pela função de máxima verossimilhança (como descrito no Capítulo 5). Os efeitos de cada erro sistemático no melhor ajuste dos parâmetros de oscilação foram estudados gerando-se amostras de dados simulados por Monte Carlo. Cada erro foi sistematicamente deslocado de um desvio padrão ($\pm 1\sigma$) do seu valor de incerteza nominal e a análise foi realizada para calcular o quanto o melhor ajuste varia conforme a mudança nos erros. O *input* usado para a geração dos dados de Monte Carlo para esse processo foi o melhor ajuste obtido pelos dados reais usando dados

combinados do feixe e atmosféricos do MINOS e MINOS+.

Realizou-se o procedimento de avaliação dos efeitos dos erros sistemáticos com um Monte Carlo simulando dados do MINOS e MINOS+ usando o modelo de três sabores de neutrinos. Empregou-se a hierarquia invertida e os parâmetros de oscilação usados foram $\Delta m_{32}^2 = 2,37 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 \theta_{23} = 0,43$. A Figura 7.1 mostra o melhor ajuste a esses dados para cada desvio de $\pm 1\sigma$ de cada erro sistemático.

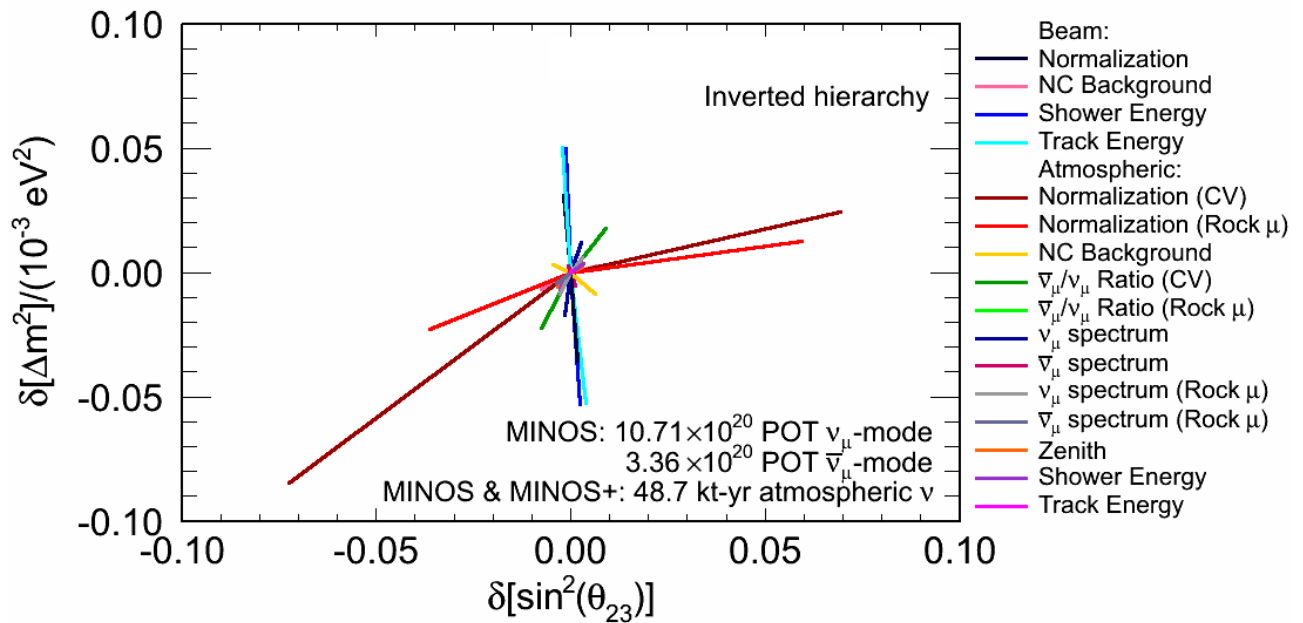


Figura 7.1: Efeito dos erros sistemáticos no melhor ajuste do modelo de três sabores para os parâmetros de oscilação dos neutrinos. O gráfico mostra os desvios do melhor ajuste com relação ao seu valor nominal (centro) quando a análise é realizada em dados simulados do MINOS e MINOS+ com erros sistemáticos deslocados $\pm 1\sigma$.

Os erros sistemáticos dominantes para a medida do parâmetro de massa são a estimativa da energia dos chuvis e múons dos dados do feixe, enquanto que para o ângulo de mistura, os erros relacionados à normalização relativa para eventos fiduciais e não fiduciais dos dados atmosféricos são preponderantes. A Figura 7.2 comprova o efeito desses dois primeiros erros sistemáticos no espectro de energia dos neutrinos do feixe esperado para o FD, comparado com o nominal. O espectro é modificado devido aos desvios $\pm 1\sigma$ dos erros sistemáticos.

É possível comparar os efeitos dos erros sistemáticos com os erros estatísticos, os quais estão embutidos no contorno esperado para os dados combinados. A Figura 7.3 mostra os efei-

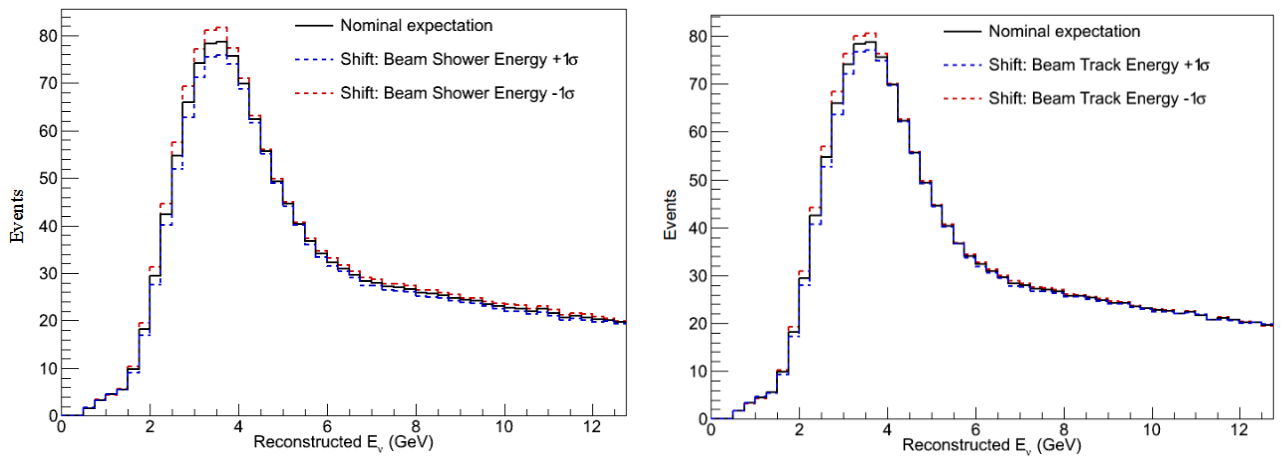


Figura 7.2: Espectro de energia dos neutrinos esperado para o FD produzidos por Monte Carlo para desvios de $\pm 1\sigma$ para os erros sistemático de estimativa da energia dos chuviros (esquerda) e estimativa da energia das trajetórias dos múons (direita), comparados com o caso nominal, sem desvio (curva preta).

tos dos erros sistemáticos juntamente com o contorno esperado de 90% de nível de confiança obtido com dados simulados. Como os desvios devido aos erros sistemáticos se encontram completamente no interior do contorno, isso quer dizer que a precisão dos parâmetros de oscilação é limitada pelos erros estatísticos e não pelos erros sistemáticos. Sendo assim, embora haja vários erros sistemáticos e eles afetam a medida dos parâmetros de oscilação dos neutrinos, os erros estatísticos são dominantes na presente análise.

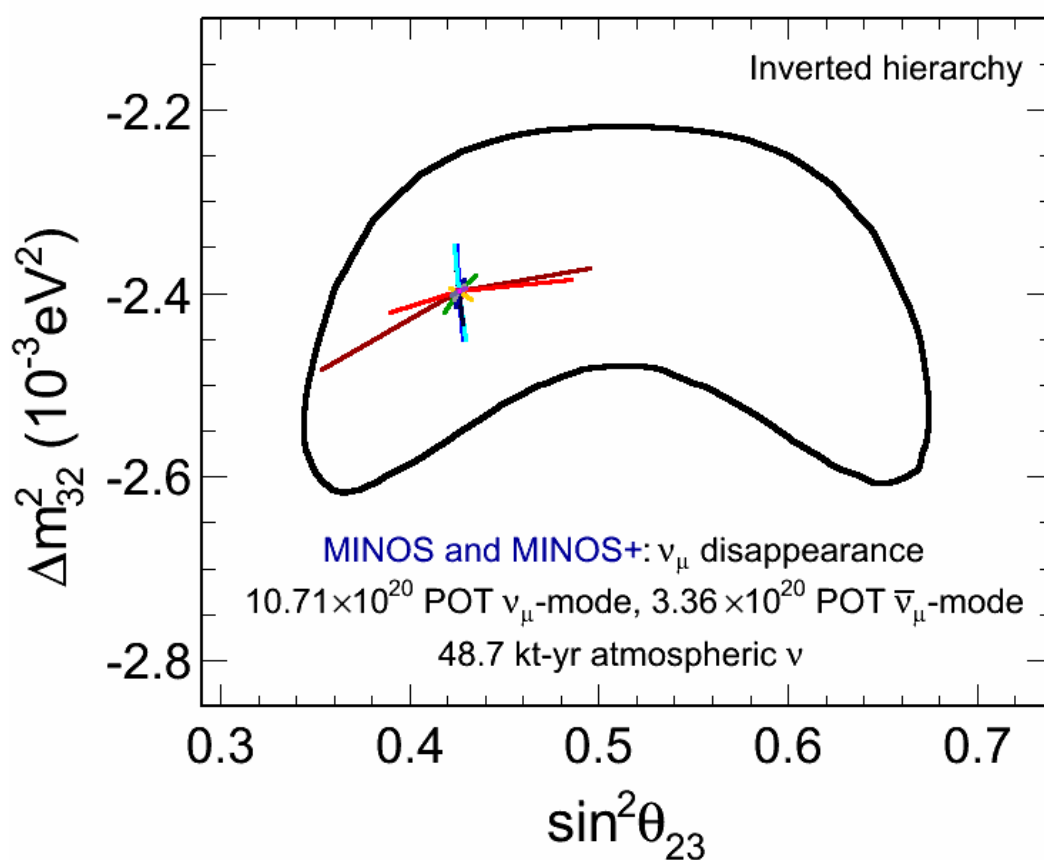


Figura 7.3: Efeitos dos erros sistemáticos no melhor ajuste do modelo de três sabores para os parâmetros de oscilação dos neutrinos sobrepostos com o contorno esperado de 90% de nível de confiança. Como os desvios se encontram dentro do contorno, os erros estatísticos são mais significantes nesta análise.

Capítulo 8

Validação da análise

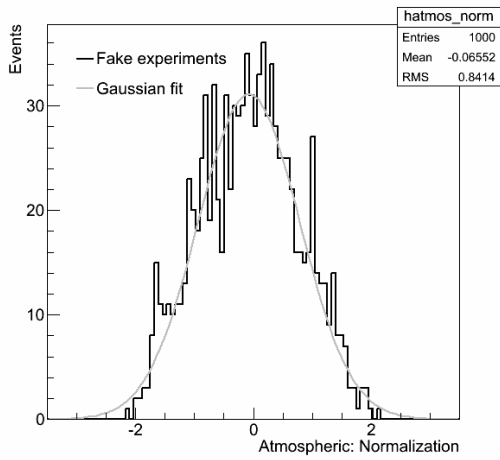
Uma das formas mais efetivas de se avaliar um procedimento de análise de dados é a produção dos chamados “pseudo-experimentos”. Estes são dados produzidos por Monte Carlo referentes ao experimento em questão sendo analisado usando-se de uma função gaussiana para se aplicar a flutuação estatística dos parâmetros sendo medidos. Dessa forma, as distribuições dos parâmetros incorporados no ajuste de dados com relação ao *input* usado devem seguir uma distribuição gaussiana de valor médio igual a zero ($\mu=0$) e desvio padrão, ou largura, de uma unidade ($\sigma=1$), também chamada de distribuição *pull* [173].

Este método de geração de “pseudo-experimentos” foi usado na avaliação da *framework* desenvolvida para a análise de dados combinados desta tese. A investigação de viés e/ou defeito na análise é feita observando-se as distribuições dos parâmetros de oscilação e erros sistemáticos incluídos no ajuste. Tais distribuições devem se comportar como uma distribuição *pull* no caso de não haver viés, isso quer dizer, no caso onde não há preferência por certo valor dos parâmetros. Portanto, ao se ajustar essas distribuições, deve-se encontrar valor de μ próximo de zero e valor de σ próximo de um.

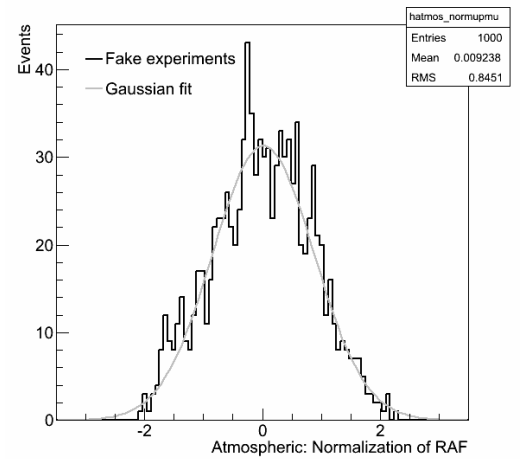
Foram gerados 1000 “pseudo-experimentos” para a validação da análise usando dados de neutrinos atmosféricos e do feixe no experimento MINOS combinados com dados de neutrinos atmosféricos no experimento MINOS+, empregando-se o modelo de três sabores com *inputs*: $\Delta m_{32}^2 = 2,37 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 \theta_{23} = 0,43$.

8.1 Estudos estatísticos

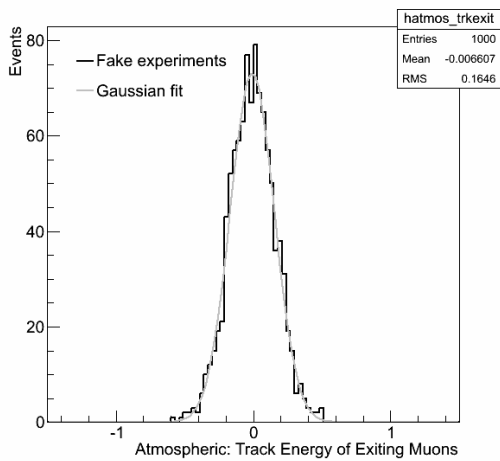
Ajustou-se cada “pseudo-experimento” usando o *framework* com o modelo de três sabores, o qual retorna os valores dos parâmetros de oscilação e dos erros sistemáticos que melhor ajusta os dados simulados. As distribuições dos parâmetros dos erros sistemáticos obtidas pelo ajuste são mostradas nas Figuras 8.1 e 8.2 e os valores médios retornados pelo ajuste são listados na Tabela 8.1.



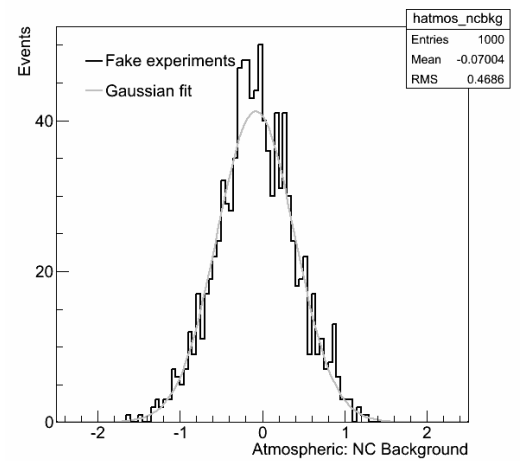
a: Normalização de eventos fiduciais.



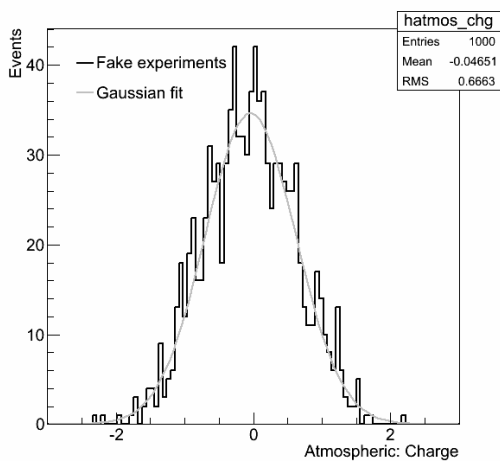
b: Normalização de eventos não fiduciais.



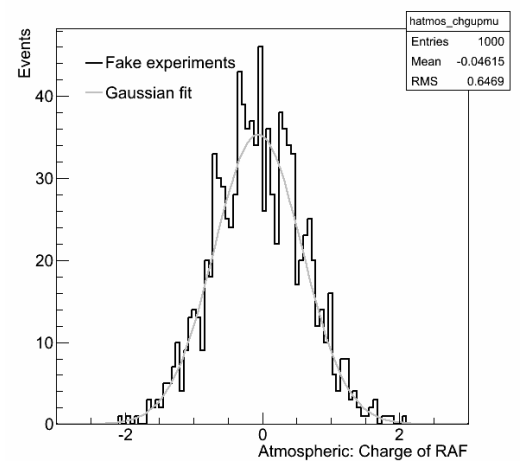
c: Estimativa da energia das trajetórias dos múons pela sua curvatura.



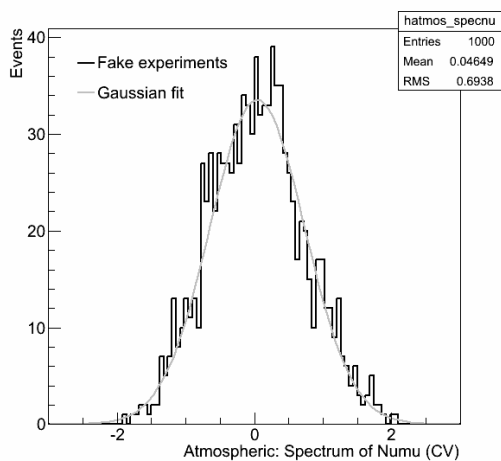
d: Ruído de fundo de interações NC.



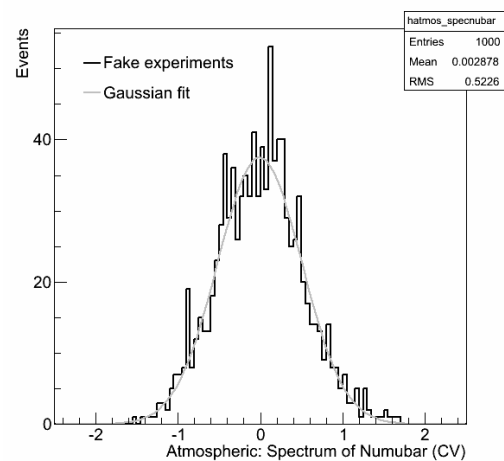
e: Razão $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ em eventos fiduciais.



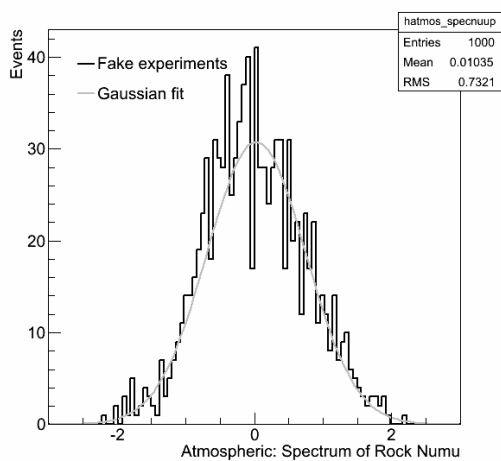
f: Razão $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ em eventos não fiduciais.



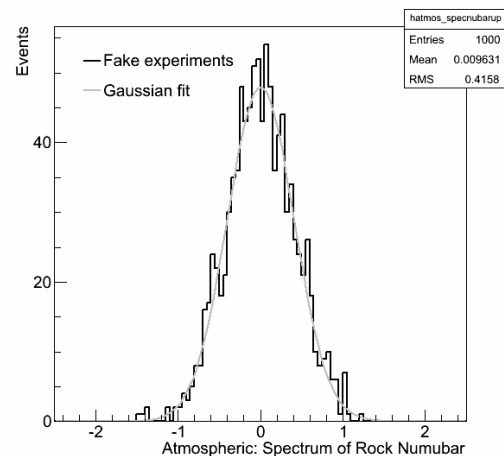
a: Índice espectral para ν_μ fiduciais.



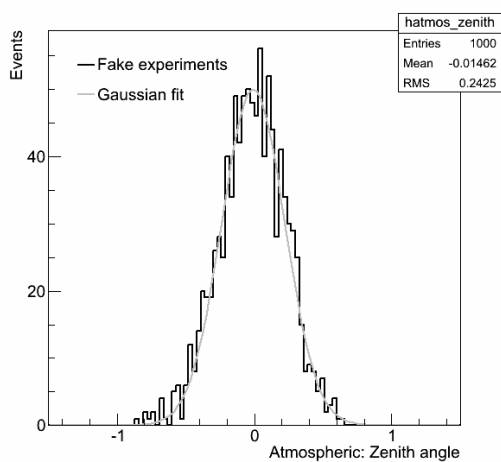
b: Índice espectral para $\bar{\nu}_\mu$ fiduciais.



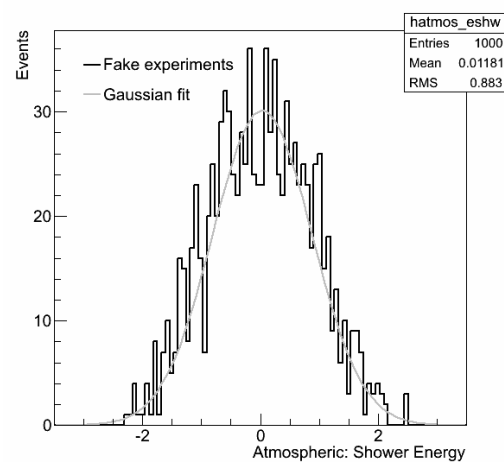
c: Índice espectral para ν_μ não fiduciais.



d: Índice espectral para $\bar{\nu}_\mu$ não fiduciais.

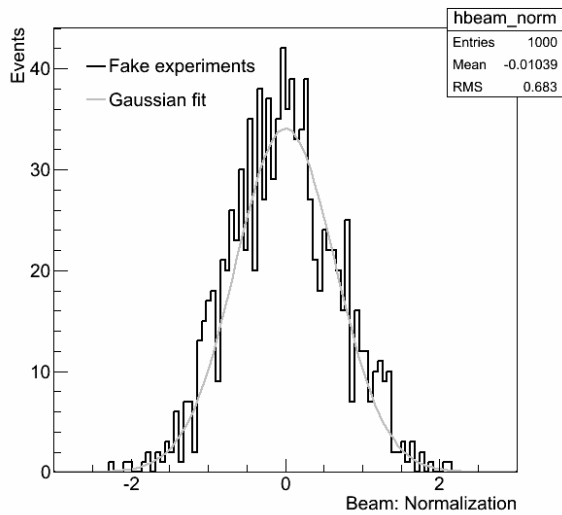


e: Estimativa do ângulo zenital.

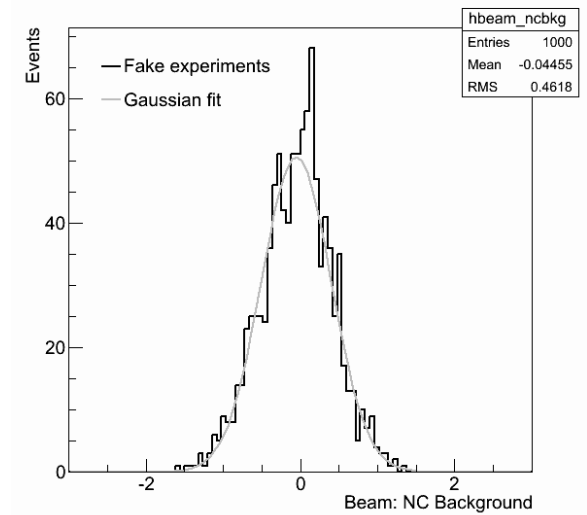


f: Estimativa da energia dos chuvenhos.

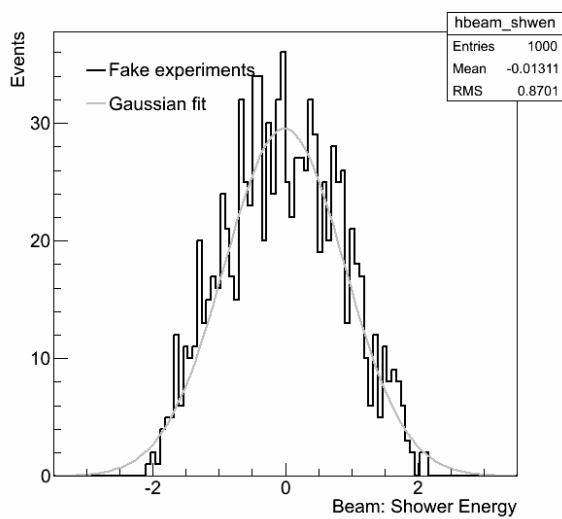
Figura 8.1: Distribuições dos erros sistemáticos relacionados aos dados de neutrinos atmosféricos retornados pelo melhor ajuste do modelo de três sabores. A média dessas distribuições é próxima de zero, indicando ausência de viés no *framework*. O desvio padrão difere da unidade devido aos termos de penalidade adicionados no ajuste.



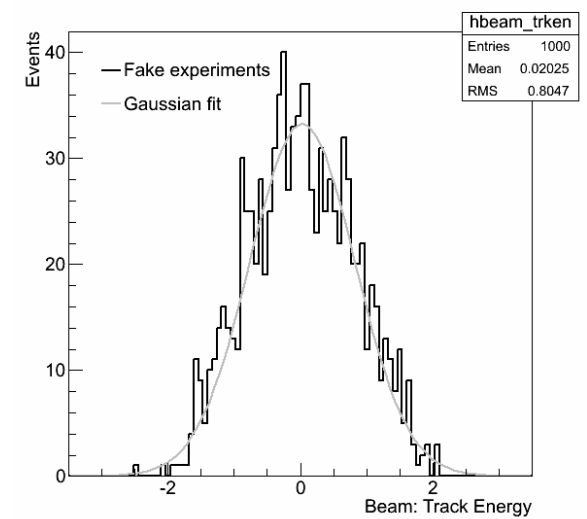
a: Normalização relativa.



b: Ruído de fundo de interações NC.



c: Estimativa da energia dos chuveiros.



d: Estimativa da energia das trajetórias dos múons.

Figura 8.2: Distribuições dos erros sistemáticos relacionados aos dados de neutrinos do feixe retornados pelo melhor ajuste do modelo de três sabores. A média dessas distribuições é próxima de zero, indicando ausência de viés no framework. O desvio padrão difere da unidade devido aos termos de penalidade adicionados no ajuste.

Tabela 8.1: Valores médios retornados pelo ajuste de três sabores feito em 1000 experimentos simulados para dados combinados do experimento MINOS e MINOS+.

Parâmetro	Melhor ajuste médio	Desvio padrão (σ)
Erros sistemáticos de neutrinos atmosféricos		
Normalização de eventos fiduciais	-0,066	0,841
Normalização de eventos não fiduciais	0,009	0,845
Estimativa da energia das trajetórias dos múons pelo sua curvatura	-0,007	0,165
Razão entre as interações NC/CC em eventos fiduciais	-0,070	0,469
Razão $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ em eventos fiduciais	-0,047	0,666
Razão $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ em eventos não fiduciais	-0,046	0,647
Índice espectral para ν_μ fiduciais	+0,047	0,694
Índice espectral para $\bar{\nu}_\mu$ fiduciais	+0,003	0,523
Índice espectral para ν_μ não fiduciais	+0,010	0,732
Índice espectral para $\bar{\nu}_\mu$ não fiduciais	+0,010	0,416
Estimativa do ângulo zenital	-0,015	0,243
Estimativa da energia dos chuveis	+0,012	0,883
Erros sistemáticos de neutrinos do feixe		
Normalização relativa	-0,010	0,683
Ruído de fundo de interações NC	-0,045	0,462
Estimativa da energia dos chuveis	-0,013	0,870
Estimativa da energia das trajetórias dos múons	+0,020	0,805

Todas as distribuições dos erros sistemáticos possuem média (μ) próxima de zero e são bem descritas por uma curva gaussiana. Nenhum viés ou patologia foram observados. Entretanto, nota-se que o desvio padrão das distribuições (σ) é tipicamente menor que uma unidade. Acredita-se que isso seja efeito dos termos de penalidade incluídos no ajuste do *framework*, desfavorecendo valores longe de zero e forçando as distribuições a uma largura mais estreita.

Para testar essa hipótese, de forma similar ao feito anteriormente, foi simulada nova

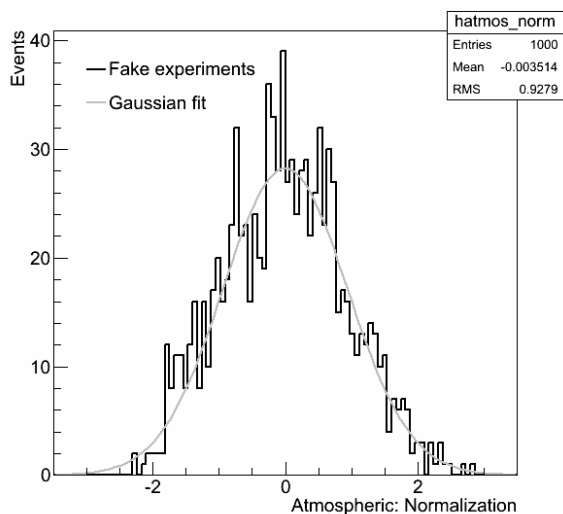
amostra de 1000 “pseudo-experimentos”, mas ajustando cada um deles sem a inclusão dos termos de penalidade. Com essa mudança, o desvio padrão dos erros sistemáticos dominantes (normalizações dos neutrinos atmosféricos e energias dos chuveiros e múons do feixe) torna-se bem próximo de um, enquanto que a média continua perto de zero, como pode ser visto na Figura 8.3.

No caso dos erros sistemáticos menos significantes, as distribuições do melhor ajuste após a retirada dos termos de penalidade possuem desvio padrão maior que uma unidade. Isso é associado ao fato de que os erros sistemáticos dominantes influenciam os erros restantes e estes acabam formando picos nos limites impostos pelo ajuste ($\pm 2,5\sigma$ - bordas das distribuições). Dois exemplos são mostrados na Figura 8.4.

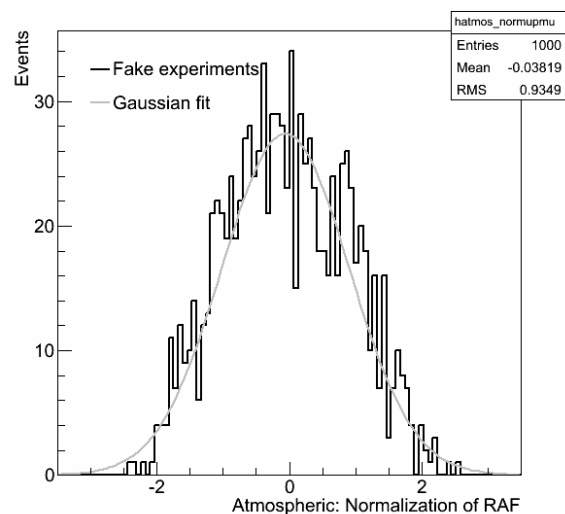
Os parâmetros de oscilação retornados pelo melhor ajuste são mostrados na Figura 8.5. Eles são comparados com o contorno de 90% de nível de confiança obtido por simulação de Monte Carlo. Como os “pseudo-experimentos” e contornos são gerados por simulação, espera-se que 90% dos “pseudo-experimentos” estejam inclusos na região permitida pelo contorno.

Cerca de 93,3% dos melhores ajustes se encontram dentro do contorno, sugerindo boa equiparação entre os experimentos simulados e o que é esperado. Pode-se relacionar o excesso de 3,3% ao limite físico imposto ($\sin^2 2\theta \leq 1$) ao se realizar o ajuste. Portanto, tem-se um pouco mais de 90% dos melhores ajustes dentro dos contornos de 90% de nível de confiança. De fato, observa-se uma concentração em $\sin^2 2\theta = 1$ que pode ser visualizada na Figura 8.5, em torno de $\sin^2 \theta_{23} = 0,52$. Lembrando que a simetria do parâmetro $\sin^2 \theta_{23}$ ocorre para valores um pouco maiores que $\sin^2 \theta_{23} = 0,5$ devido ao parâmetro θ_{13} ser diferente de zero, como visto na seção 2.4.2 e Figura 2.7 do Capítulo 2.

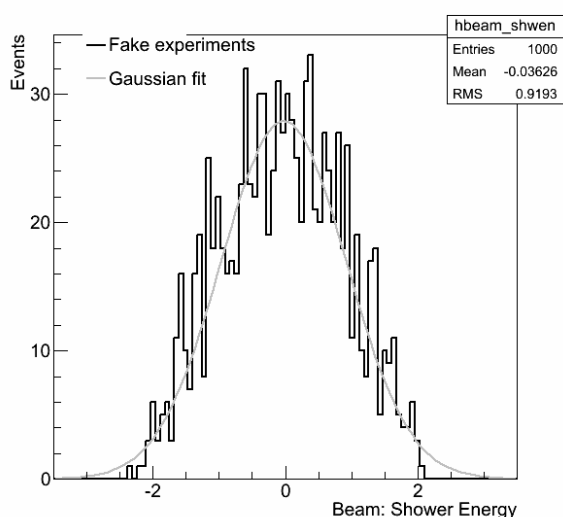
A Figura 8.6 apresenta as distribuições dos parâmetros de oscilação. Mais uma vez se constata o efeito do limite físico imposto ao parâmetro $\sin^2 2\theta_{23}$, por isso a curva mostrada para $\sin^2 \theta_{23}$ possui fração significativa de eventos em $\sin^2 \theta_{23} = 0,5$. Neste mesmo gráfico também é notado que a maioria dos “pseudo-experimentos” ocorrem no octante inferior. Isso é devido ao



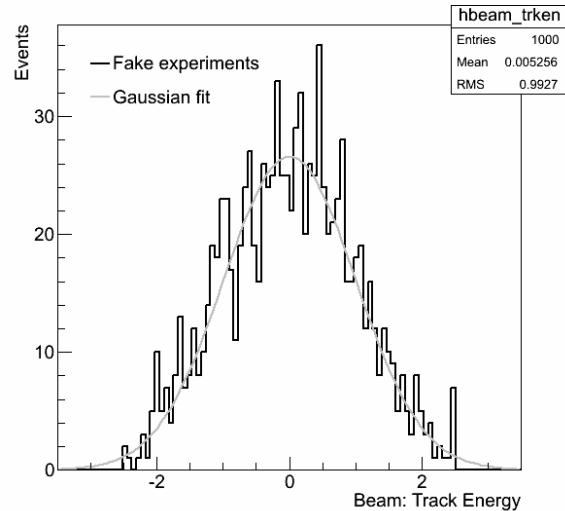
a: Normalização de eventos atmosféricos fiduciais.



b: Normalização de eventos atmosféricos não fiduciais.



c: Estimativa da energia dos chuviscos.

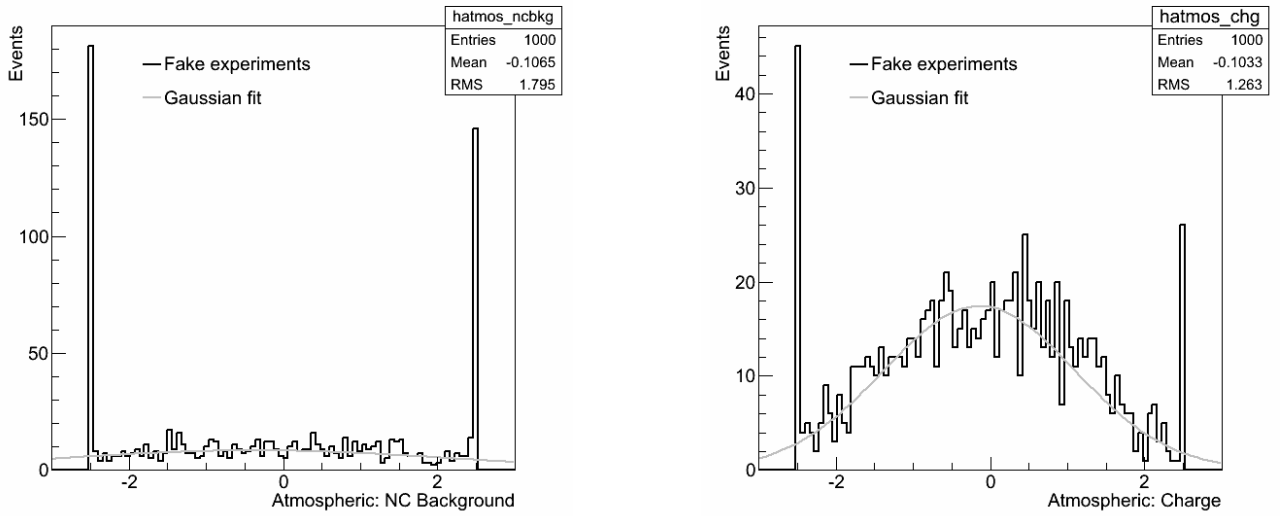


d: Estimativa da energia das trajetórias dos múons.

Figura 8.3: Distribuições dos erros sistemáticos dominantes retornados pelo melhor ajuste do modelo de três sabores na amostra B' simulada sem adição de termos de penalidade no ajuste. Com a retirada desses termos, o desvio padrão torna-se agora próximo da unidade, enquanto a média continua próxima de zero, indicando ausência de viés no framework.

input usado no ajuste, que foi para este octante: $\sin^2 \theta_{23} = 0,43$.

A distribuição de $\sin^2 \theta_{13}$ apresenta um desvio padrão próximo de zero porque este parâmetro foi restringido no ajuste conforme as medidas dos experimentos de reatores nucleares, tal como explicado no Capítulo 6. Por outro lado, a distribuição de δ_{CP} foi apresentada como



a: Ruído de fundo de interações NC.

b: Razão $\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$ em eventos fiduciais.

Figura 8.4: Distribuições de dois erros sistemáticos de menor significância retornados pelo melhor ajuste da amostra simulada sem adição de termos de penalidade no ajuste. O picos são os limites impostos pelo ajuste do framework ($\pm 2.5\sigma$).

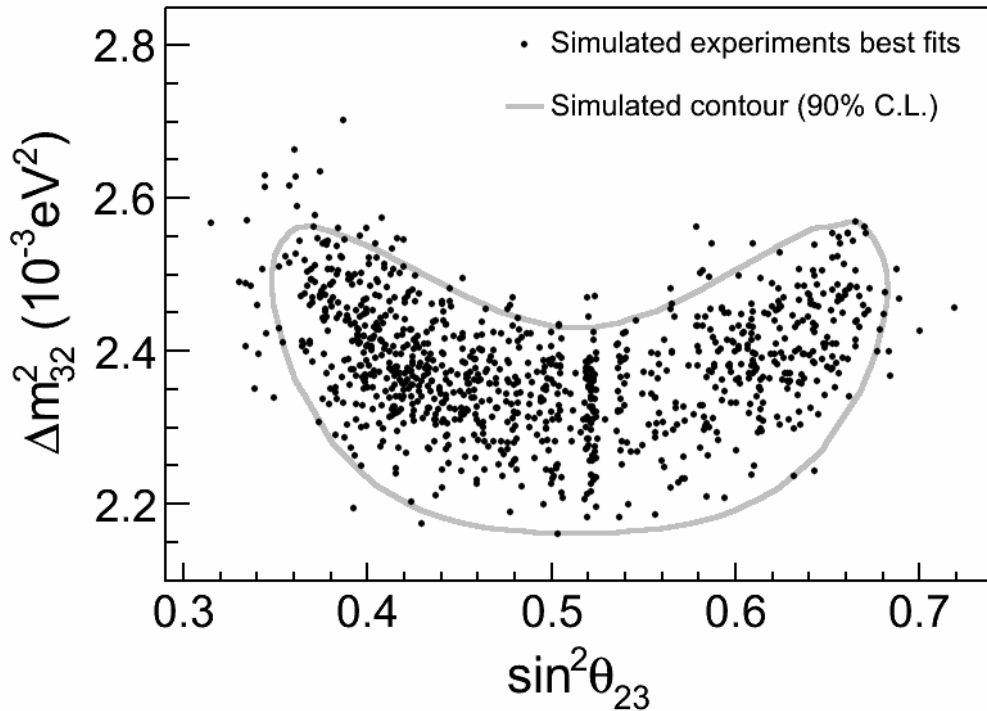
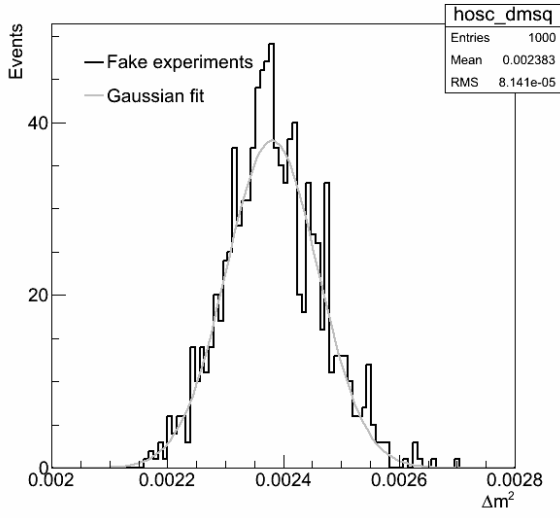
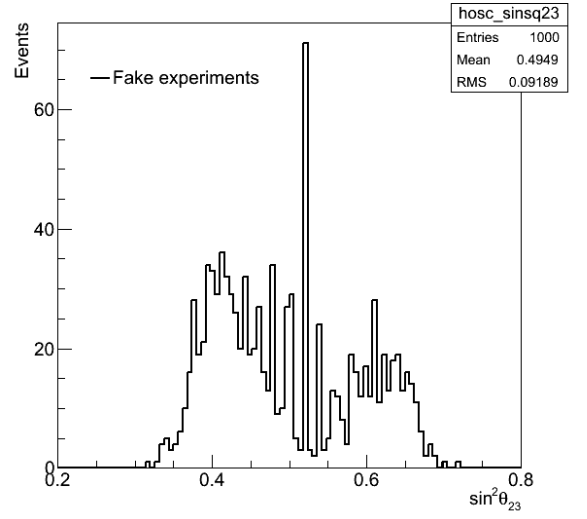


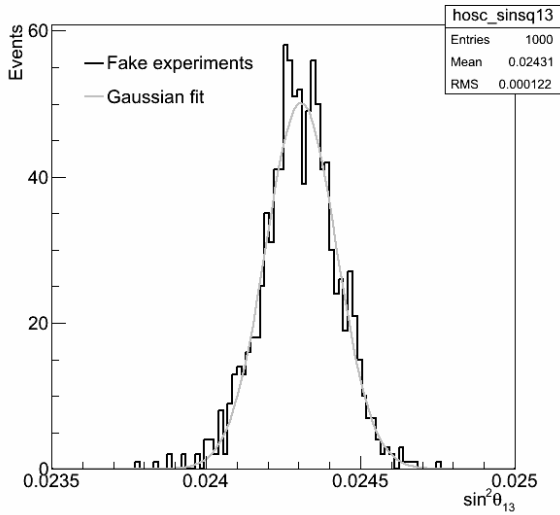
Figura 8.5: Melhores ajustes dos parâmetros de oscilação de neutrinos obtidos pelo ajuste do modelo de três sabores, considerando dados de neutrinos do feixe e atmosféricos, incluindo termos de penalidade no ajuste. Eles são sobrepostos com o contorno esperado de 90% de nível de confiança. 93,3% dos pontos de melhor ajuste se encontram no interior do contorno. O excesso de 3,3% deve-se ao limite físico $\sin^2 2\theta_{eff} \leq 1$ imposto no ajuste.



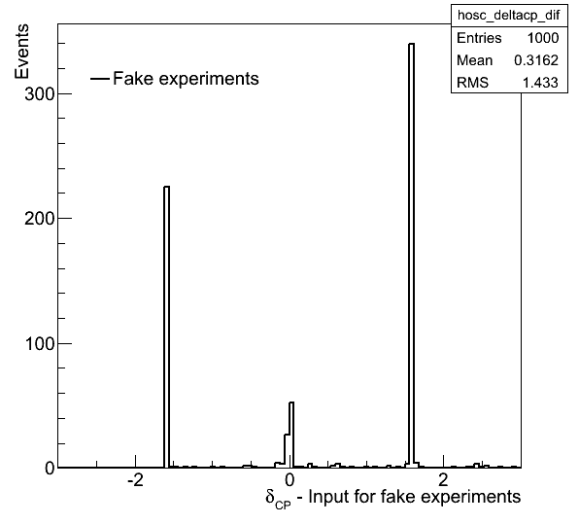
a: Parâmetro de massa, Δm_{32}^2 .



b: Ângulo de mistura, $\sin^2 \theta_{23}$.



c: Ângulo de mistura, $\sin^2 \theta_{13}$.



d: Fase de violação de simetria CP, δ_{CP} .

Figura 8.6: Distribuições dos parâmetros de oscilação obtidos pelo ajuste do modelo de três sabores. Compara a distribuição com os valores usados como *input* no ajuste no qual impomos o limite físico $\sin^2 2\theta \leq 1$.

a diferença entre os valores obtidos pelos melhores ajustes dos “pseudo-experimentos” e o valor usado como *input* na simulação, com o objetivo de demonstrar a insensibilidade de dados de desaparecimento de ν_μ a este parâmetro. A contribuição intrínseca desses dados a δ_{CP} é bastante pequena, fazendo com que a maioria dos “pseudo-experimentos” apresentem melhor ajuste que indica conservação de simetria CP, ou seja, valores de δ_{CP} igual a 0 ou $\pi/2$.

Em geral, os estudos feitos com experimentos simulados demonstram que não há viés ou preferência por valores para os parâmetros de oscilação dos neutrinos, assegurando a validade da *framework* da análise combinada para ser usada nos dados reais.

Capítulo 9

Análise de Dados Combinados dos Experimentos MINOS e MINOS+

Este capítulo descreve os resultados do modelo de três sabores usando dados combinados de neutrinos e antineutrinos atmosféricos e do feixe do experimento MINOS, incluindo todo o conjunto de dados tomados desde seu início até sua cessão, juntamente com dados atmosféricos e do feixe iniciais do MINOS+. O espectro de energia é analisado para o conjunto completo destes dados, e a medida dos parâmetros de oscilação é realizada para dados completos do MINOS combinados com dados atmosféricos do MINOS+.

A adição dos dados de neutrinos e antineutrinos atmosféricos do experimento MINOS+ à análise de dados do experimento MINOS representa um incremento de aproximadamente 28% de dados atmosféricos. Com a estatística aprimorada dessa forma, obtém-se maior sensibilidade aos parâmetros de oscilação dos neutrinos com relação a medidas anteriores.

9.1 Conjunto de dados e espectros de energia

Esta análise inclui dados do experimento MINOS tomados desde 2005 até 2012 com o feixe no modo onde ν_μ são primariamente produzidos e também no modo onde $\bar{\nu}_\mu$ representa o principal processo de produção; além de dados de neutrinos e antineutrinos atmosféricos tomados no período entre 2003 e 2012. A unidade de dados do feixe no experimento MINOS é medida de acordo com a quantidade de prótons que atinge o alvo de grafite (POT - *protons on*

target). Já a quantidade de dados de neutrinos atmosféricos possui a unidade de kt-y, expressão em inglês *kiloton years* = quilotoneladas-anos. Ela é comumente usada em experimentos que medem múons e/ou neutrinos de raios cósmicos e expressa a exposição do detector a tais eventos em termos de seu volume fiducial: $\text{kt-y} = \text{volume fiducial do detector (kt)} \times \text{tempo de exposição em anos}$.

Os dados do experimento MINOS+ usados incluem dados de neutrinos e antineutrinos atmosféricos e neutrinos do feixe. Os dados atmosféricos foram tomados desde 2012 até abril de 2014. Já os dados do feixe foram obtidos desde o início da operação do feixe de alta energia em setembro de 2013, até abril de 2014. O conjunto de dados usados são:

- $10,71 \times 10^{20}$ POT de dados do feixe no modo ν_μ (MINOS)
- $3,36 \times 10^{20}$ POT de dados do feixe no modo $\bar{\nu}_\mu$ (MINOS)
- $1,68 \times 10^{20}$ POT de dados do feixe no modo ν_μ (MINOS+)
- 48,67 kt-y de neutrinos e antineutrinos atmosféricos no FD (MINOS e MINOS+)

As Figuras 9.1 e 9.2 mostram a quantidade de dados do feixe em POT acumulada ao longo do tempo do experimento MINOS e MINOS+, respectivamente. A Tabela 9.1 apresenta a quantidade de POT em cada *run* do experimento MINOS. No MINOS+, apenas um *run* representa a quantidade total de POT usada na análise.

No MINOS, para o conjunto de dados do feixe no modo ν_μ , usa-se tanto neutrinos como os antineutrinos presentes devido aos processos de contaminação. Todavia, para o conjunto de dados provenientes do feixe no modo $\bar{\nu}_\mu$, apenas antineutrinos são usados pois os ν_μ nesta configuração não fornecem poder estatístico na região da energia de interesse. Foram consideradas interações de neutrinos ocorrendo dentro do detector (*contained-vertex* - CV) e aquelas que acontecem na rocha ao redor do detector, fora de sua área fiducial (*non-fiducial* = não fiduciais), para ambos dados do feixe do MINOS e dados atmosféricos de ambos MINOS

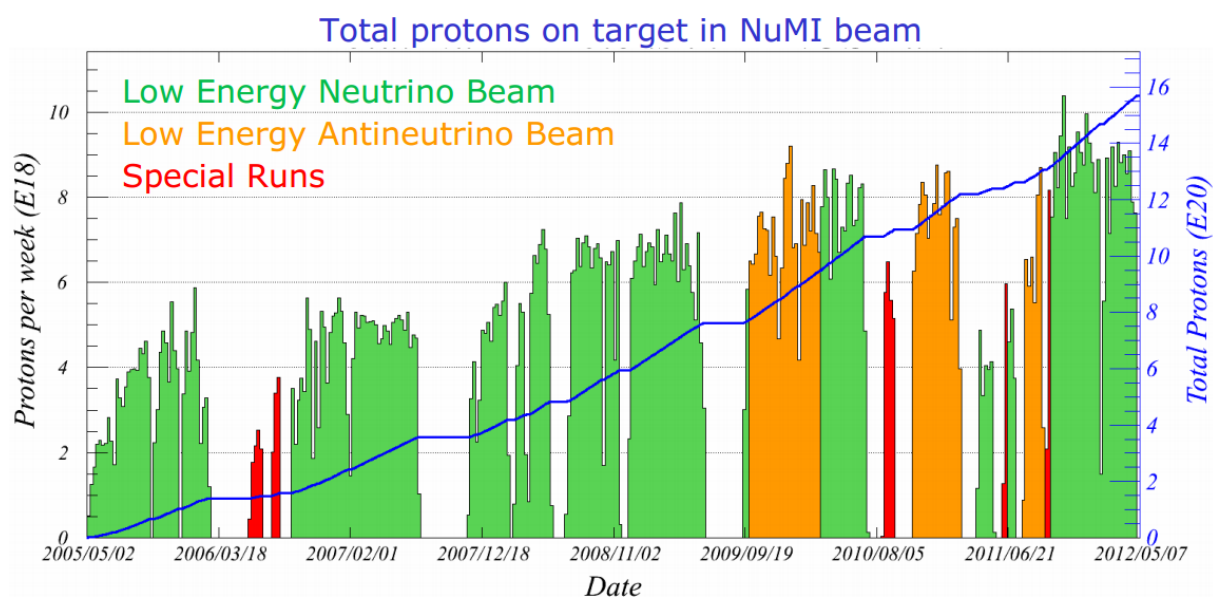


Figura 9.1: Quantidade de dados do feixe em POT acumulada ao longo do tempo do experimento MINOS. Distingue-se as diferentes configurações do feixe usadas no período da tomada de dados.

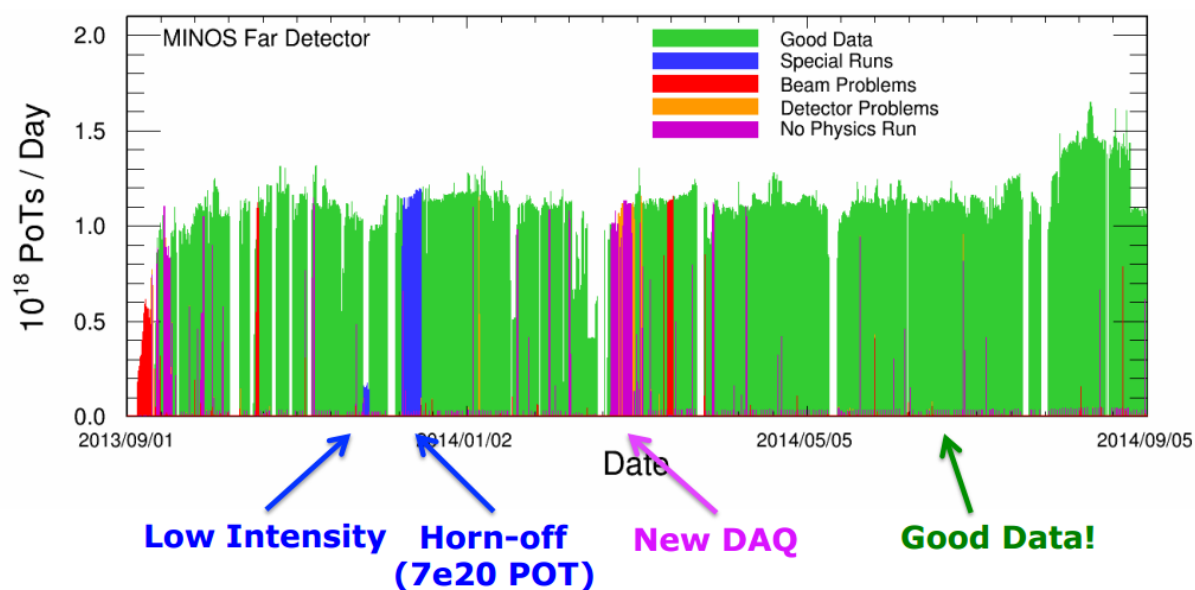


Figura 9.2: Quantidade de dados do feixe em POT acumulada ao longo do tempo do experimento MINOS+. Distingue-se as diferentes particularidades do feixe usadas no período da tomada de dados. Os dados usados na presente análise são aqueles tomados até o final de abril de 2014.

e MINOS+. Para os dados do feixe do MINOS+ somente foram considerados eventos fiduciais de neutrinos e antineutrinos do feixe no modo ν_μ .

As Tabelas 9.2 e 9.3 apresentam a quantidade de eventos detectados no FD para cada amostra usada na análise do MINOS e MINOS+, respectivamente. Constata-se que as quantidades de dados observados são menores do que o esperado na hipótese na qual não há oscilação,

Tabela 9.1: *Runs do experimentos MINOS e quantidade de POT acumulada no FD.*

<i>Run</i>	Configuração do feixe	Modo do feixe	POT ($\times 10^{18}$)
I	baixa energia	ν_μ	126,93
I	média energia	ν_μ	15,31
II	baixa energia	ν_μ	194,27
III	baixa energia	ν_μ	388,71
IV	baixa energia	$\bar{\nu}_\mu$	170,85
V	baixa energia	ν_μ	45,89
VI	baixa energia	ν_μ	61,62
VII	baixa energia	$\bar{\nu}_\mu$	124,08
IX	baixa energia	$\bar{\nu}_\mu$	40,80
X	baixa energia	ν_μ	238,31
Total	ν_μ		1071,04
	$\bar{\nu}_\mu$		335,73

caracterizando o “desaparecimento” dos neutrinos. Tais quantidades concordam melhor com o previsto pelo modelo de oscilação. Porém, a tabela 9.3 do MINOS+ parece mostrar quantidades de eventos que se adequam menos com o previsto considerando oscilações do que a tabela 9.2 do MINOS . Isso provavelmente se deve ao fato de que no MINOS+ a energia média do feixe de neutrinos é maior, portanto há maior quantidade de eventos sendo selecionados na região de energia onde a probabilidade de oscilação é menor. Dessa forma, esses eventos de maior energia mascaram o sinal dos eventos que revelariam oscilação máxima que possuem energia em torno de 3 GeV.

A Figura 9.3 mostra o espectro de energia das amostras de eventos fiduciais de neutrinos proveniente do feixe ν_μ de ambos MINOS e MINOS+. O espectro de energia dos neutrinos medido no FD é comparado com o caso esperado quando não há oscilações (curva cinza), o qual é desfavorecido pelos presentes dados. O melhor ajuste dos dados é mostrado pela curva vermelha. Fazendo-se a razão entre os dados reais e o caso esperado, observa-se o poço típico e característico da oscilação de neutrinos, mostrado na Figura 9.4.

Classificação do evento	Simulação		Dados observados
	Sem oscilação	Com oscilação	
ν_μ CV do feixe ν_μ	3201	2543	2579
$\bar{\nu}_\mu$ CV do feixe ν_μ	363	324	312
μ não fiduciais do feixe ν_μ	3197	2862	2911
$\bar{\nu}_\mu$ CV do feixe $\bar{\nu}_\mu$	313	227	226
$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CV atmosféricos	1100	881	905
$\mu + \bar{\mu}$ não fiduciais atmosféricos	570	467	466
Total	8744	7304	7399

Tabela 9.2: Quantidade de eventos em cada amostra de dados do FD no experimento MINOS. A quantidade de eventos com oscilação de 3 sabores na matéria é o melhor ajuste dos dados.

Classificação do evento	Simulação		Dados observados
	Sem oscilação	Com oscilação	
ν_μ CV do feixe ν_μ	1268	1069	1041
$\bar{\nu}_\mu$ CV do feixe ν_μ	54	48	47
$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CV atmosféricos	314	143	229
$\mu + \bar{\mu}$ não fiduciais atmosféricos	162	108	124
Total	1798	1368	1441

Tabela 9.3: Quantidade de eventos em cada amostra de dados do FD no experimento MINOS+. A quantidade de eventos com oscilação de 3 sabores na matéria é o melhor ajuste dos dados.

O espectro de energia combinado do MINOS e MINOS+ mostrado na Figura 9.3 é separado e apresentado individualmente na Figura 9.5. Novamente é possível observar que os dados de ambos os experimentos são congruentes com o modelo de oscilação de três sabores, além de averiguar que a Figura 9.3 representa a combinação do MINOS e MINOS+ da Figura 9.5.

Os dados usados para a medida dos parâmetros de oscilação não incluem os dados do feixe do MINOS+. A Figura 9.6 apresenta os espectros de energia de cada amostra em particular considerada na análise dos parâmetros de oscilação, compreendendo dados do feixe e atmosféricos. Os dados são comparados com a hipótese de não haver oscilação e com o melhor ajuste para a oscilação de três sabores. Também são evidenciados os principais ruídos

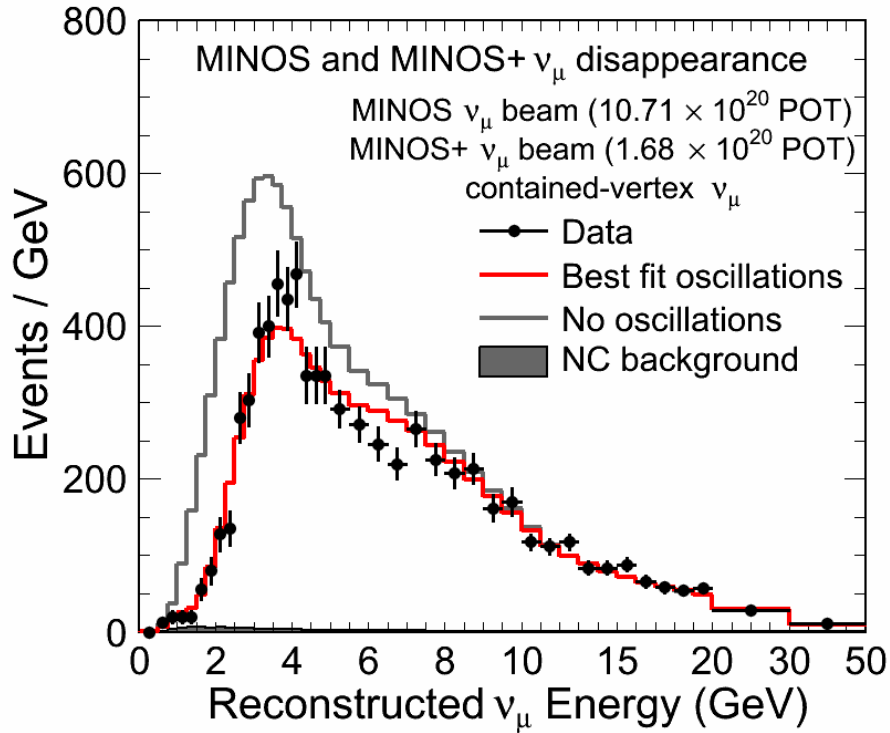


Figura 9.3: Espectro de energia das amostras de eventos fiduciais de neutrinos proveniente do feixe ν_μ de ambos MINOS e MINOS+. Os pontos representam os dados reais medidos no FD, a curva cinza é o esperado para o caso de não haver oscilação, a curva vermelha é o melhor ajuste obtido pela análise com o modelo de três sabores, e o histograma sombreado mostra o principal ruído de fundo que são as interações NC.

de fundo, eventos de interações NC e múons de raios cósmicos, em histogramas sombreados. No topo estão os espectros dos dados de neutrinos e antineutrinos do feixe do MINOS, sendo que o de neutrinos é o mesmo indicado na Figura 9.5. Os gráficos no meio e abaixo são os espectros de energia dos dados atmosféricos combinados do MINOS e MINOS+.

Observa-se que o desaparecimento de neutrinos muônicos para dados atmosféricos somente ocorre quando $\cos\theta_z$ é menor que zero. Isso implica que a oscilação ocorre somente para neutrinos vindos de baixo para cima, *upward*. Neutrinos *downward* percorrem uma distância em torno de 20 km, não sendo o suficiente para que a oscilação ocorra. Já o neutrinos *upward* propagam por mais de 10000 km. Assim, oscilações são observadas apenas para esta amostra de dados.

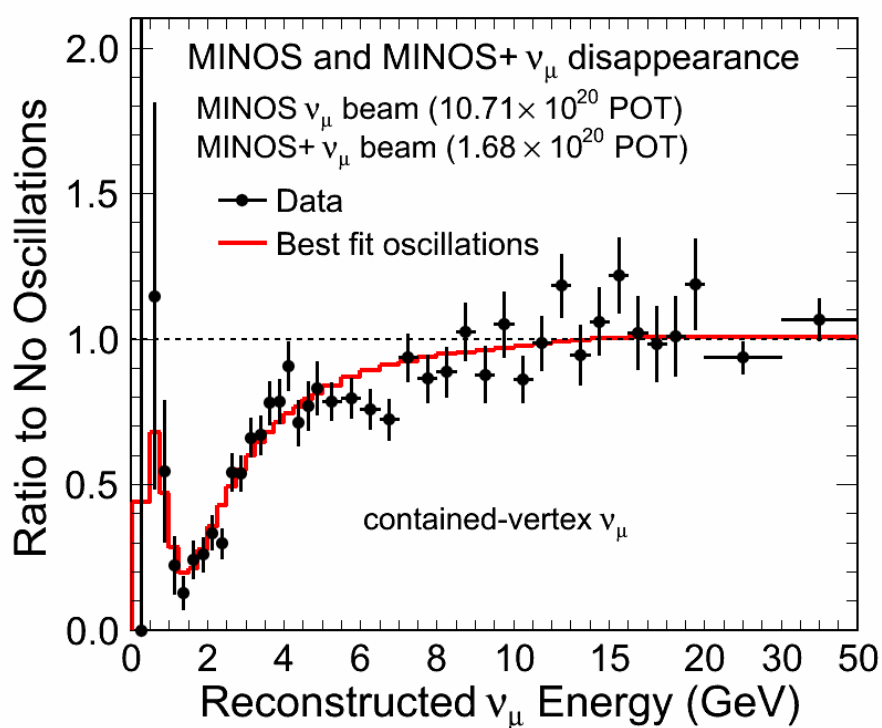


Figura 9.4: Razão entre os dados medidos no FD e o caso esperado de não haver oscilação, em função da energia dos neutrinos para dados do MINOS e MINOS+ tomados com o feixe na configuração ν_μ .

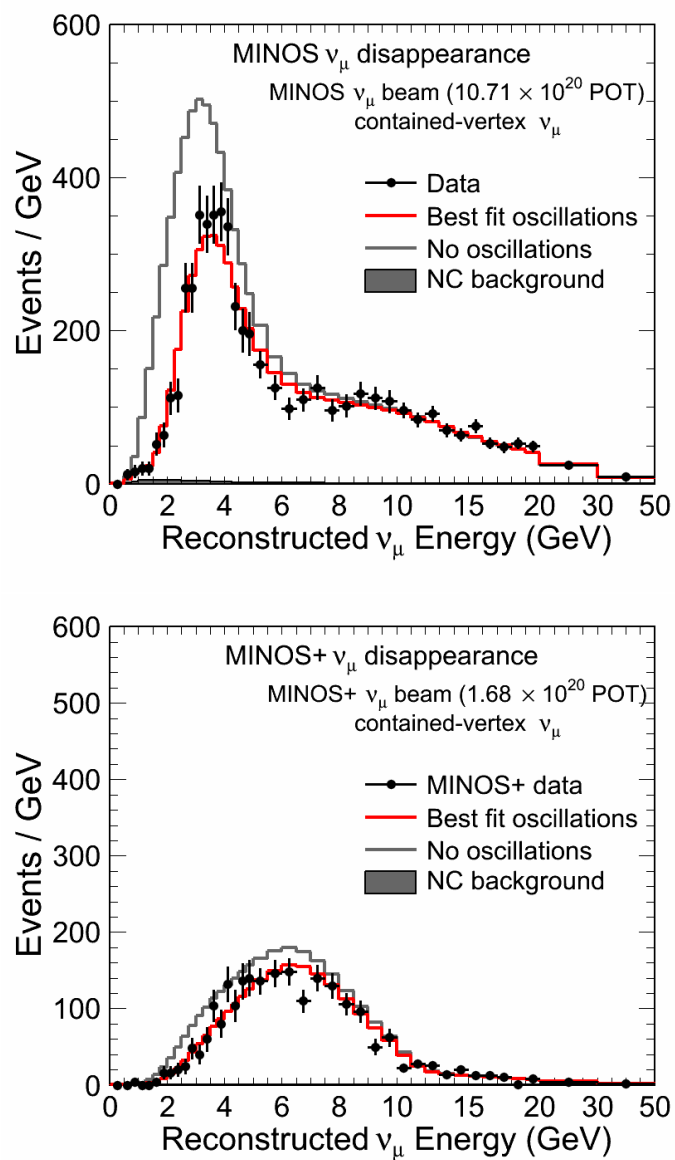


Figura 9.5: Espectro de energia da amostra de eventos fiduciais de neutrinos proveniente do feixe ν_μ do MINOS (acima) e MINOS+ (abaixo). Os pontos representam os dados reais medidos no FD, a curva cinza é o esperado para o caso de não haver oscilação, a curva vermelha é o melhor ajuste obtido pela análise com o modelo de três sabores, e o histograma sombreados mostra o principal ruídos de fundo que são as interações NC.

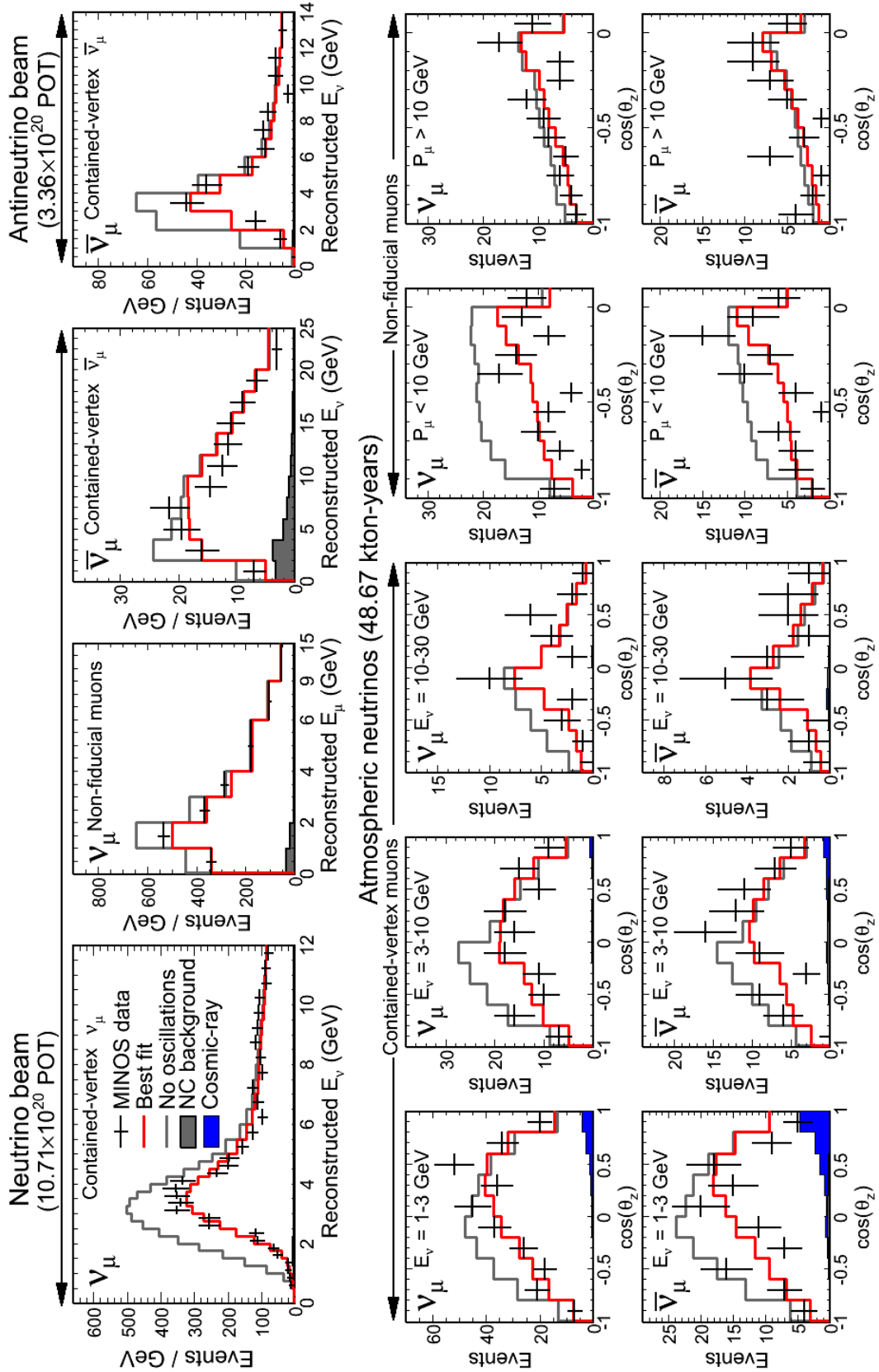


Figura 9.6: Espectros de energia das diversas amostras de neutrinos e antineutrinos usadas na análise de dados combinado dos experimentos MINOS e MINOS+. Os pontos representam os dados reais medidos no FD, a curva cinza é o esperado para o caso de não haver oscilação, a curva vermelha é o melhor ajuste obtido pela análise de três sabores, e os histogramas sombreados mostram os principais ruídos de fundo.

9.2 Medida dos parâmetros de oscilação

Os resultados com o modelo de três sabores apresentados nesta seção representam a medida mais precisa do parâmetro de massa atmosférico dos neutrinos usando-se dados de desaparecimento de ν_μ . Foram usados todos os conjuntos de dados descritos acima combinados, exceto pelos dados do feixe do MINOS+.

Tabela 9.4: Melhor ajuste dos parâmetros de oscilação de neutrinos para dados combinados do experimento MINOS e MINOS+, favorecendo a hierarquia invertida. Note que o ajuste inclui o limite externo de $\sin^2 \theta_{13} = 0,0242 \pm 0,0025$, baseado nos resultados de experimentos de reatores.

Hierarquia de massa	Octante	Melhor ajuste dos parâmetros de oscilação				$-2\Delta\ln\mathcal{L}$
		$\Delta m_{32}^2 (\times 10^{-3} \text{ eV}^2)$	$\sin^2 \theta_{23}$	$\sin^2 \theta_{13}$	δ_{CP}/π	
Normal	inferior	2,31	0,43	0,0243	0	0,076
	superior	2,31	0,59	0,0243	0	0,020
Invertida	inferior	2,37	0,43	0,0243	0,5	0
	superior	2,37	0,60	0,0242	1	0,209

A Tabela 9.4 exhibe o melhor ajuste dos dados combinados do MINOS e MINOS+ para os diferentes octantes e hierarquias de massa. O melhor ajuste global ocorre para hierarquia invertida e octante inferior, $\Delta m_{32}^2 = 2,37 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 \theta_{23} = 0,43$, e seus limites de confiança são $\Delta m_{32}^2 (\times 10^{-3} \text{ eV}^2) = 2,29 - 2,49$ (68%) e $\sin^2 \theta_{23} = 0,36 - 0,66$ (90%). Comparações foram feitas entre esses resultados e resultados obtidos utilizando-se apenas dados do experimento MINOS e constatou-se que ambos os limites melhoram com a adição dos dados do MINOS+. A diferença da verossimilhança negativa entre as hierarquias e octantes é bem pequena, indicando que os dados de desaparecimento usados na análise são insuficientes para afirmar qual é a verdadeira preferência de hierarquia ou octante dos neutrinos com esses dados. Uma maneira de se melhorar a discriminação do octante e hierarquia de massa é incluir dados de aparecimento de ν_e , como já foi feito anteriormente para o experimento MINOS [139]. Contudo, esse tipo de dado não é objeto de estudo desta tese.

Os contornos de 90% e 68% de nível de confiança para ambas hierarquias de massa

podem ser observados na Figura 9.7. Ao se comparar estes contornos com aqueles da Figura

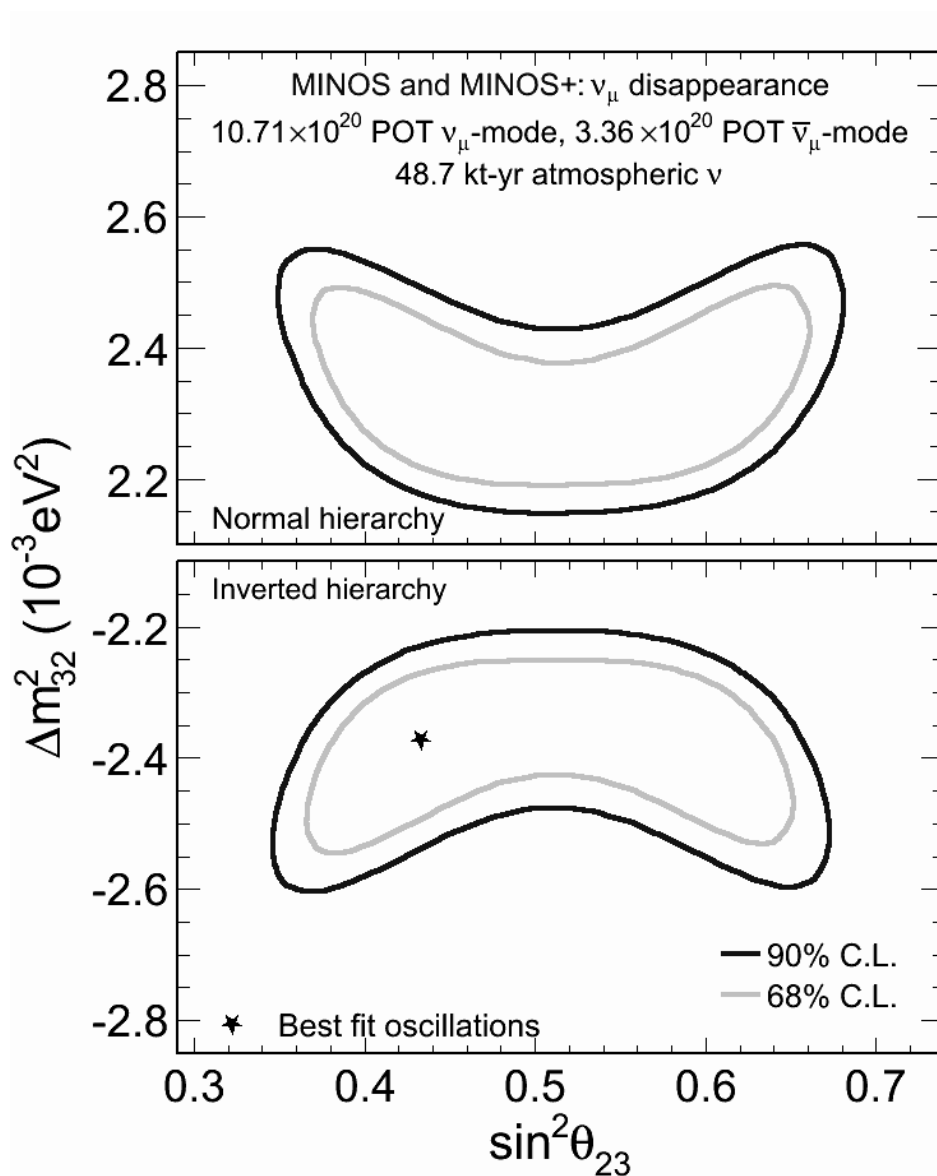


Figura 9.7: Contorno de 90% (curva preta) e 68% (curva cinza) de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para os dados reais do MINOS e MINOS+ combinados, usando o modelo de três sabores, para hierarquia de massa normal (topo) e invertida (abaixo). O melhor ajuste global, representado pela estrela, é para hierarquia invertida e octante inferior.

4.4, nota-se que a sensibilidade de separação dos octantes diminui, contrário ao que se esperava ao se adicionar mais dados. A causa de tal fato foi investigada, realizando-se a análise de diferentes amostras de dados, separadamente. Historicamente, dados do experimento MINOS sempre apontaram para um ângulo de mistura $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ (oscilação máxima) até os resultados reportados no capítulo 4, onde esse parâmetro obteve um melhor ajuste para um valor

diferente da unidade. Como discutido na teoria de neutrinos, quando $\sin^2 2\theta_{23}$ não é máximo, $\sin^2 \theta_{23}$ pode ter duas possíveis soluções (octante inferior e superior). Portanto, para os dados usados na análise do Capítulo 4, observa-se uma certa sensibilidade com relação aos octantes, embora ela seja pequena. Contudo, averigou-se que os novos dados incluídos na presente análise, dados atmosféricos do MINOS+, favorecem a oscilação máxima ($\sin^2 \theta_{23} \sim 0,5$) como pode ser visto na Figura 9.8, influenciando o resultado dos dados combinados. O melhor ajuste global considerando-se apenas dados atmosféricos é $\Delta m_{32}^2 = 2,03 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 \theta_{23} = 0,50$.

Pode-se retratar em gráficos o perfil da verossimilhança em termos dos parâmetros ângulo de mistura e parâmetro de massa, os quais são respectivamente apresentados nas Figuras 9.9 e 9.10, confirmando a característica dos contornos exibidos na Figura 9.7.

Além disso, a avaliação entre os dados reais e a simulação de Monte Carlo sugere que os dados simulados desempenham bem seu papel em reproduzir os dados reais, como pode ser visto na Figura 9.11. Isso é essencial para a validação dos dados de Monte Carlo.

Os resultados apresentados nesta análise são a medida mais precisa do parâmetro de massa dos neutrinos usando-se dados de desaparecimento de ν_μ . Para fins ilustrativos, a Figura 9.12 compara este resultado combinado do experimento MINOS e MINOS+ com os resultados mais recentes de outros dois experimentos similares, T2K e Super-Kamiokande (Super-K) [174]. É possível observar claramente que o experimento MINOS/MINOS+ possuem limites mais restritos para o parâmetro de massa, significando uma maior precisão na sua medida. Perspectivas para medidas dos parâmetros de oscilação combinando os dados usados nesta tese com futuros dados do MINOS+ são mostradas no Apêndice B.

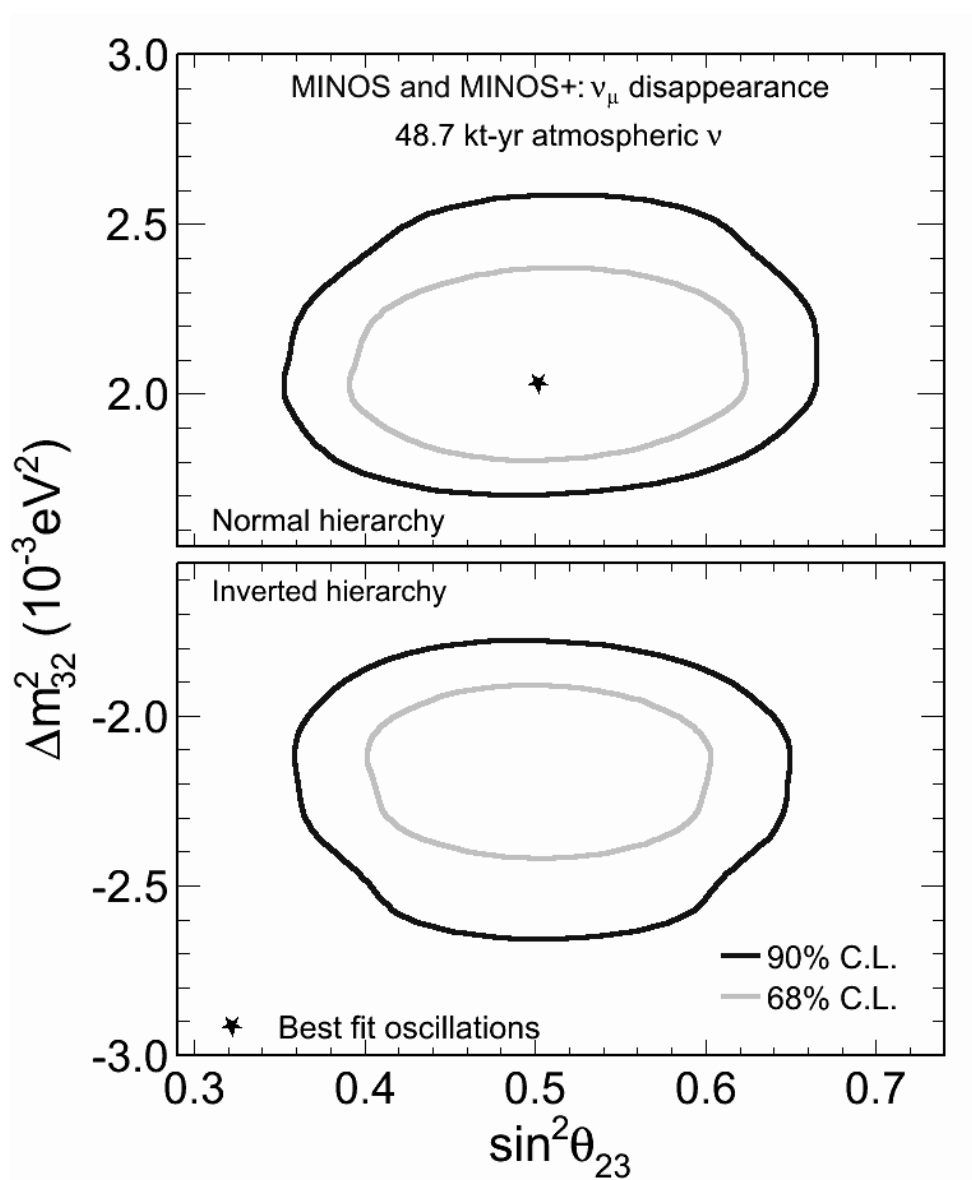


Figura 9.8: Contorno de 90% (curva preta) e 68% (curva cinza) de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para apenas dados atmosféricos reais do MINOS e MINOS+ combinados, usando o modelo de três sabores, para hierarquia de massa normal (topo) e invertida (abaixo). O melhor ajuste global, representado pela estrela, favorece oscilação máxima e hierarquia normal.

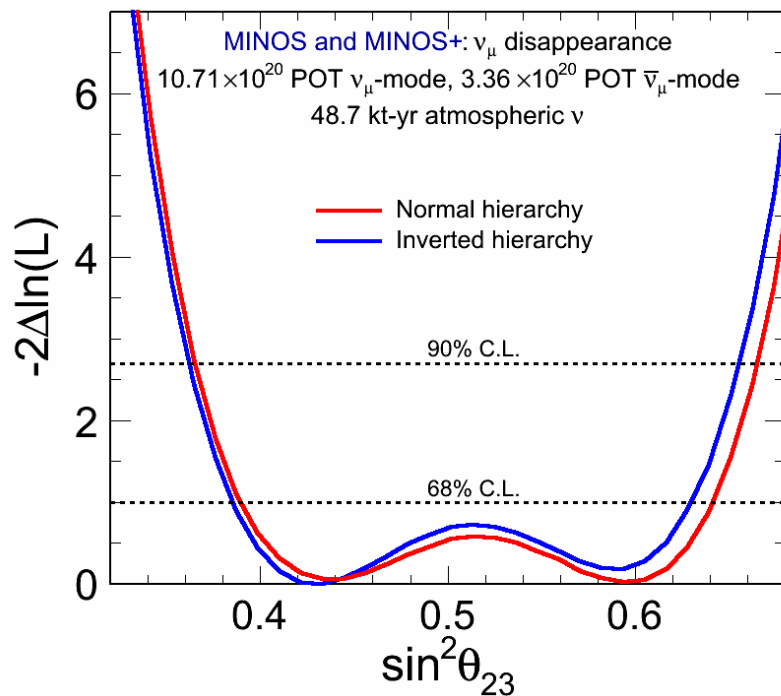


Figura 9.9: Perfil da verossimilhança negativa resultante do ajuste dos dados combinados do MINOS e MINOS+, em função do ângulo de mistura. O melhor ajuste ocorre para hierarquia invertida e octante inferior.

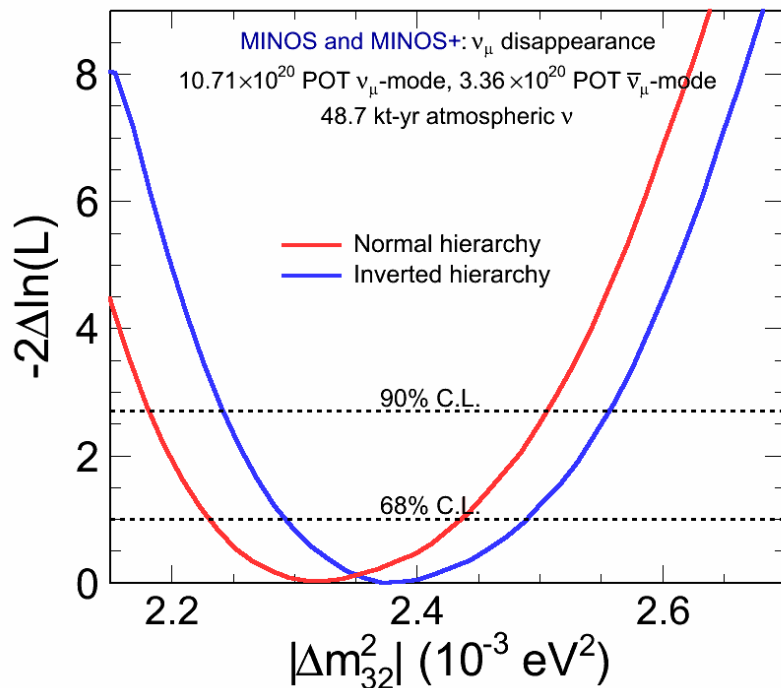


Figura 9.10: Perfil da verossimilhança negativa resultante do ajuste dos dados combinados do MINOS e MINOS+, em função do parâmetro de massa. O melhor ajuste ocorre para hierarquia invertida.

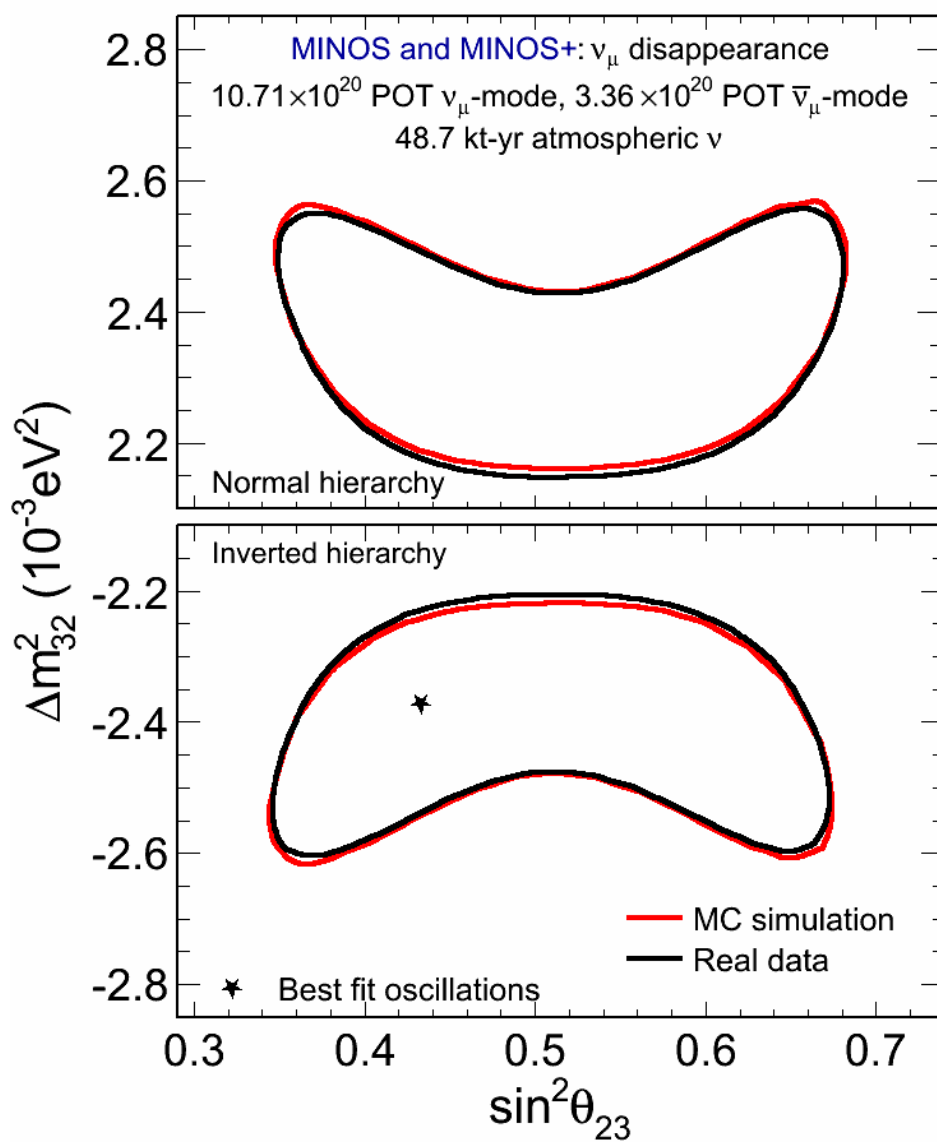


Figura 9.11: Contorno de 90% de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para os dados reais combinados (curva preta) e para dados de simulação de Monte Carlo (curva vermelha), usando o modelo de três sabores para dados combinados do MINOS e MINOS+. O gráfico mostra que os dados de simulação representam bem os dados reais.

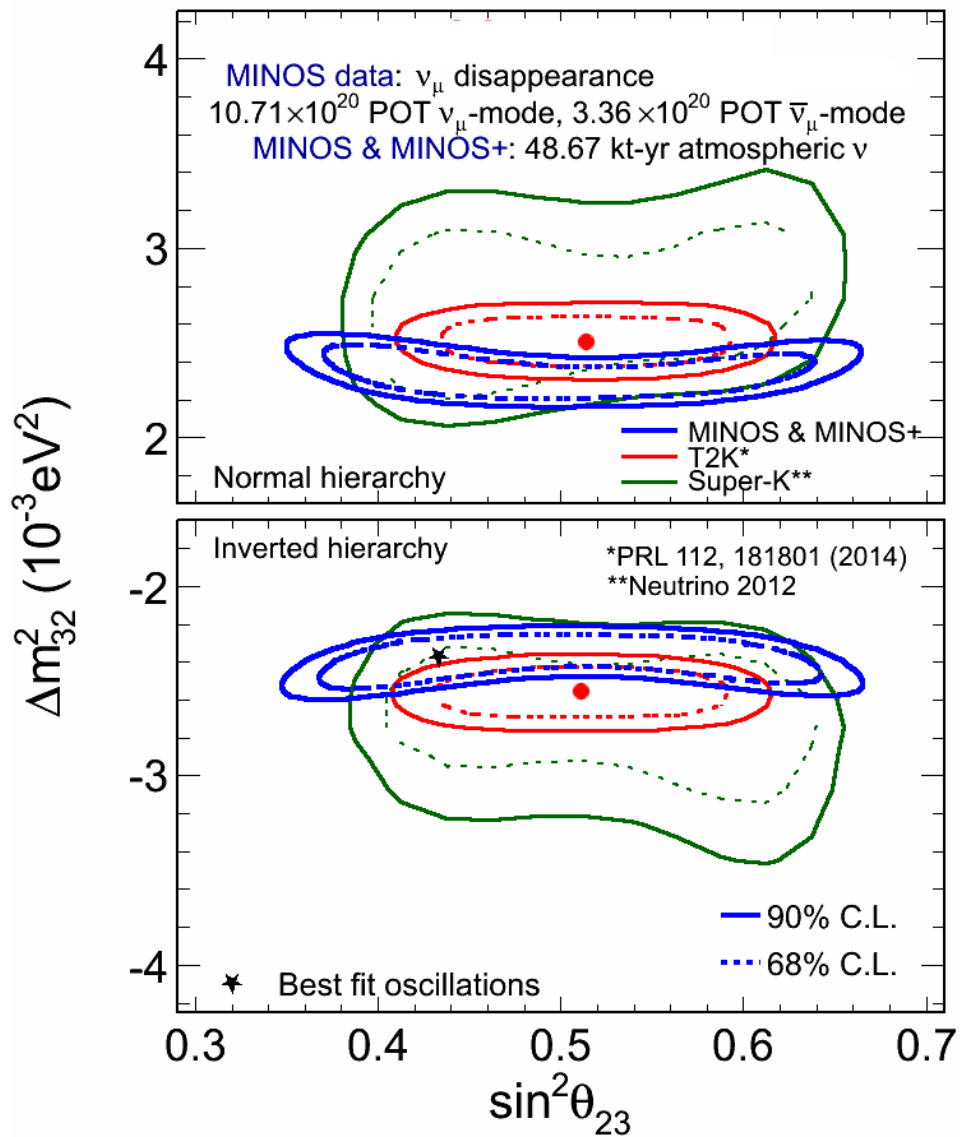


Figura 9.12: Contorno de 90% (curva contínua) e 68% (curva tracejada) de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para os dados combinados dos experimentos MINOS e MINOS+ (curvas azuis) são comparados com os aqueles dos experimentos T2K (curvas vermelhas) e Super-K (curvas verdes). MINOS e MINOS+ possuem limites mais restritos para o parâmetro de massa, e é portanto a medida mais precisa usando-se dados de desaparecimento de ν_μ .

Capítulo 10

Conclusões

Esta tese teve como objetivo fazer a medição dos parâmetros de oscilação dos neutrinos usando dados de desaparecimento de neutrinos muônicos nos experimentos MINOS e MINOS+. Apresentou-se no Capítulo 1 as motivações e objetivos, e no Capítulo 2 foram discutidos os aspectos mais importantes da teoria pertinente à análise de dados realizada, focando-se principalmente na oscilação de neutrinos.

Os experimentos MINOS e MINOS+ foram descritos no Capítulo 3. A diferença entre tais experimentos é o uso de um feixe mais intenso de neutrinos de maior energia média no MINOS+. Isso acarreta em maior quantidade de neutrinos interagindo no *Near Detector*, impondo a implementação de melhorias na reconstrução de eventos. Enquanto as possíveis análises de dados no MINOS e MINOS+ são descritas no Capítulo 4, o novo algoritmo para a separação de eventos no MINOS+, o *slicing*, desenvolvido nesta tese é detalhado no Capítulo 5. O *slicing* representa a maior parte do novo *framework* elaborado para o MINOS+. Sua contribuição para este experimento é significativa, eventos do MINOS+ tem sido reconstruídos com seu uso e futuros eventos que ainda serão acumulados por anos também serão.

A análise apresentada foi realizada com dados completos de desaparecimento de ν_μ do experimento MINOS e MINOS+ usando o modelo de três sabores incorporando efeitos de matéria. O espectro de energia dos dados iniciais do feixe do MINOS+ foi analisado juntamente e separadamente do espectro dos dados do MINOS. Os dados atmosféricos do MINOS+ foram

combinados aos dados completos do experimento MINOS para a medida dos parâmetros de oscilação dos neutrinos.

A motivação da análise combinada foi o aumento da estatística de modo a aprimorar a sensibilidade com relação aos parâmetros de oscilação. De fato, os resultados obtidos são a medida mais precisa dos parâmetros de massa dos neutrinos, usando dados de desaparecimento de neutrinos muônicos. Além disso, a análise de desaparecimento de ν_μ feita com dados combinados do MINOS e MINOS+ nesta tese é a primeira análise de dados do MINOS+ e serviu de base para uma análise complementar, incluindo dados de aparecimento de ν_e , realizada por Joseph O'Connor como parte de sua tese de doutorado (em andamento).

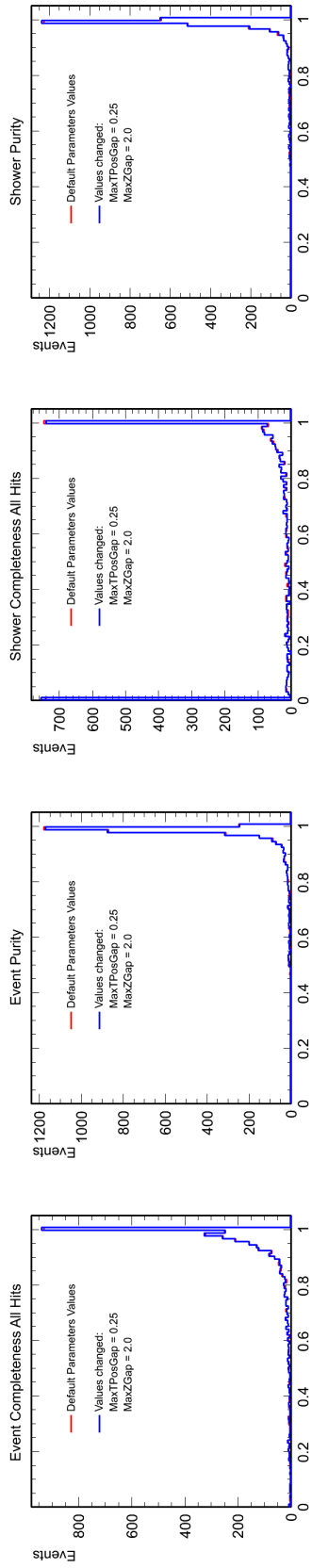
Apêndice A

Testes com os parâmetros do *slicing*

Abaixo são mostrados alguns testes feitos com os parâmetros do *slicing* para identificar os valores que otimizam a reconstrução de eventos, como descrito no Capítulo 5. Estes testes são comparado com a reconstrução realizada com valores dos parâmetros do *slicing* inicialmente definidos como *default*, como mostra a Tabela A.1. Os parâmetros variados e os diferentes valores testados são apresentados nos gráficos de A.1 a A.11. O resultado de cada uma dessas mudanças também foi extensivamente avaliado pelo escaneamento manual de diversos eventos. As variações que produziram o melhor resultado são aquelas mostradas na Figura A.11. A Figura A.12 mostra o “*display*” de obtido com o *slicing* antigo do MINOS onde há dois eventos que não foram separados. Usando-se o novo *slicing* desenvolvido para o MINOS+ com os parâmetros otimizados, esses eventos são separados, como mostram seus “*display*” nas Figuras A.13 e A.14.

Tabela A.1: Valores inicialmente definidos como *default* para os parâmetros do *slicing*.

Parâmetro	Valor
<i>MaxTimeGap</i>	20 ns
<i>MinCharge</i>	2 fe
<i>MinCalPlane</i>	101
<i>EarlyTimeDiff</i>	30 ns
<i>TimeDiffSpect</i>	60 ns
<i>MaxTPosGap</i>	0,4 m
<i>MaxZGap</i>	1,8 m
<i>MinOverlap</i>	0,7
<i>ReduceMinOverlap</i>	0,5
<i>FullyInstrumentedWeight</i>	2

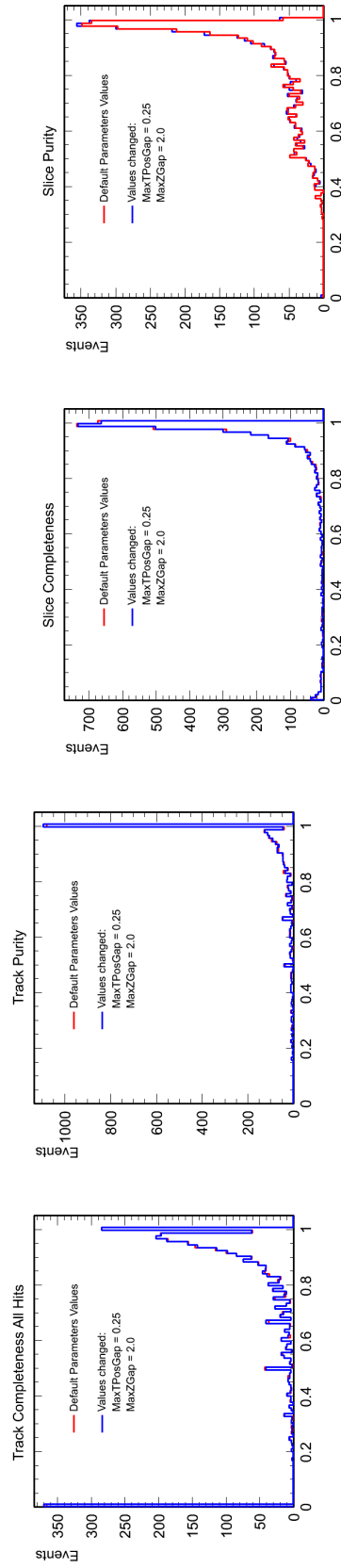


a: *Completeza dos eventos.*

b: *Pureza dos eventos.*

c: *Completeza dos chuviros.*

d: *Pureza dos chuviros.*



e: *Completeza das trajetórias dos múons.*

f: *Pureza das trajetórias dos múons.*

g: *Completeza do slices.*

h: *Pureza do slices.*

Figura A.1: *Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *shcgm* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 1.*

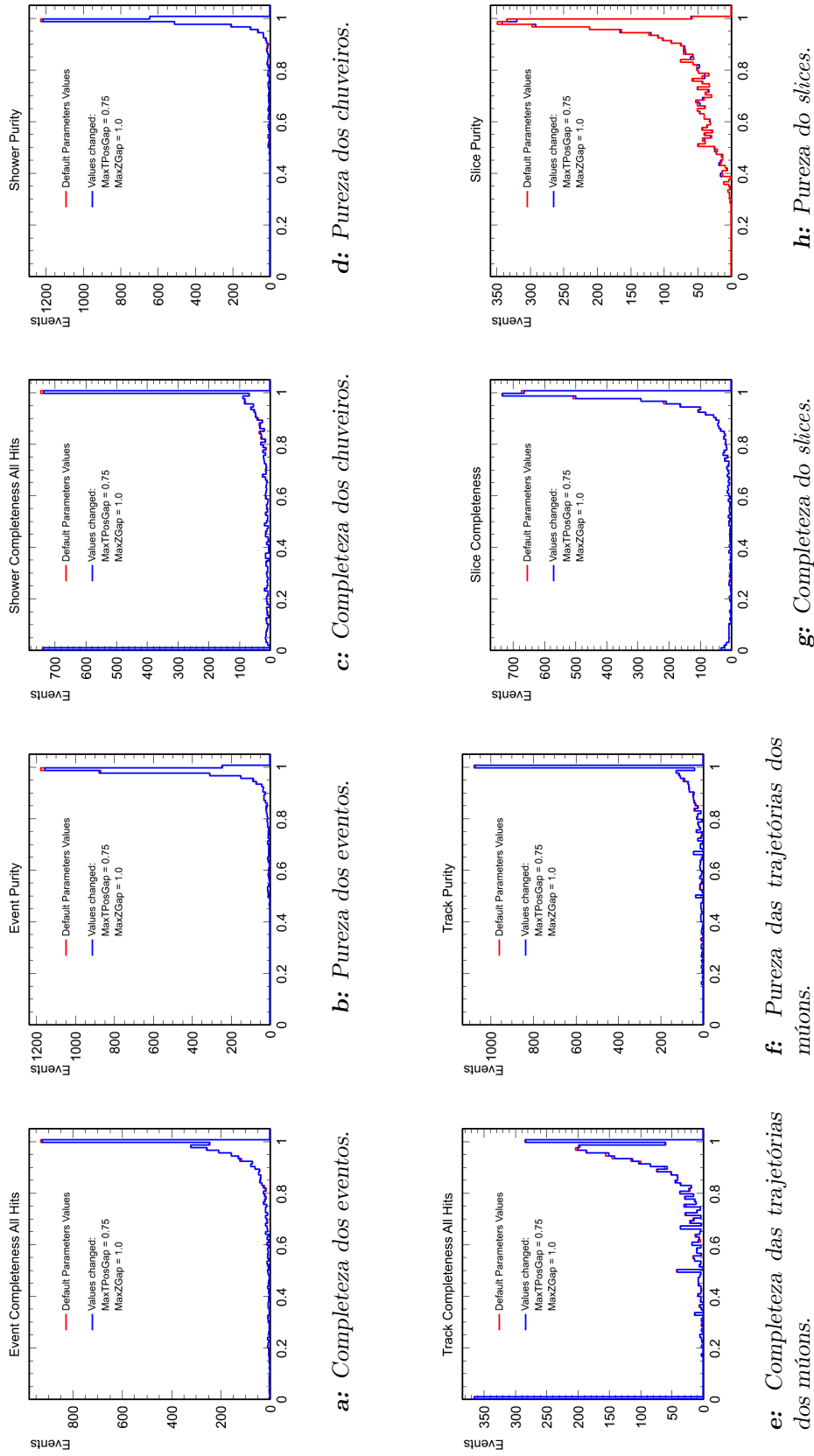


Figura A.2: Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *slicing* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 2.

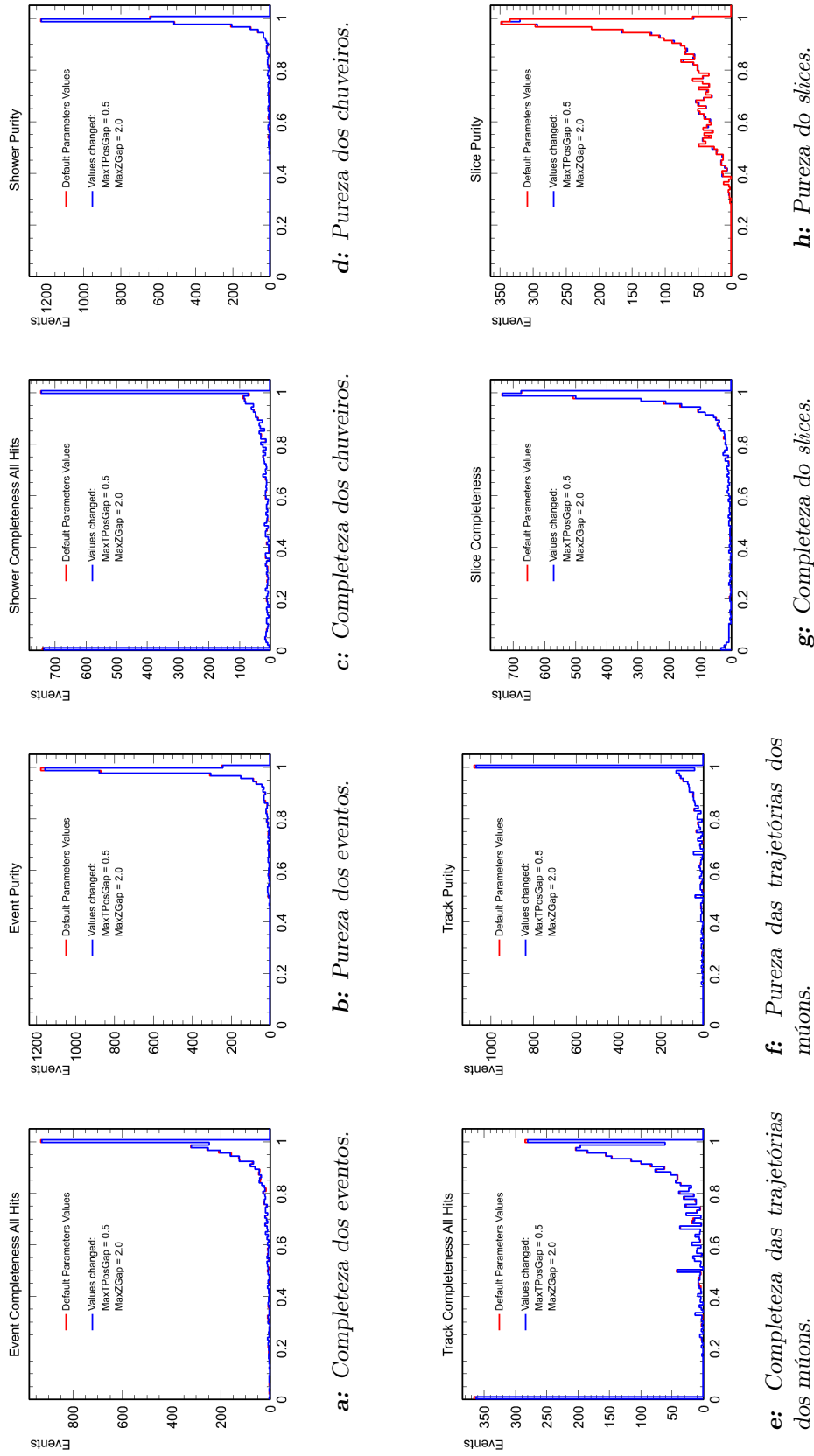


Figura A.3: Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *slicing* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 3.

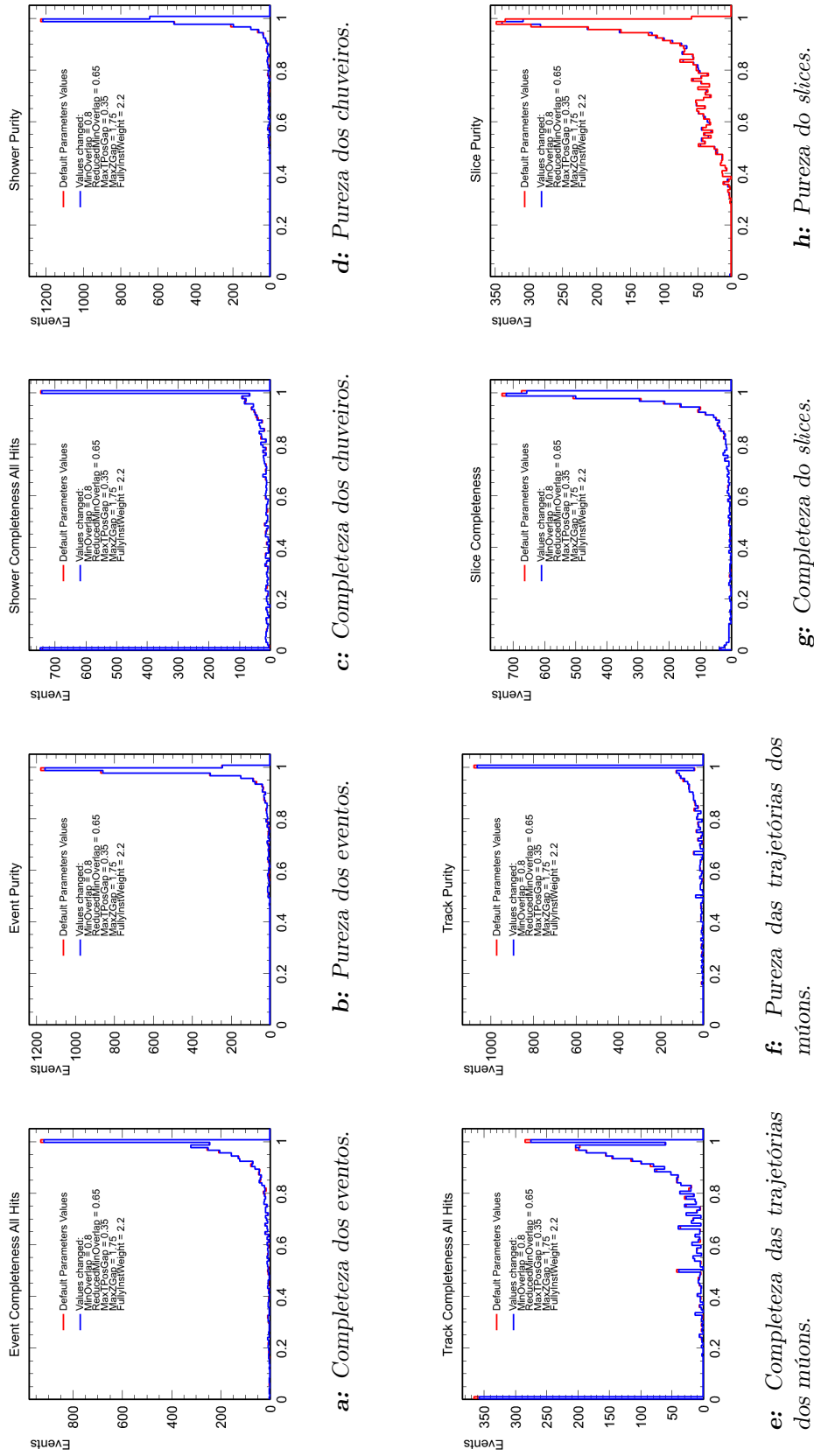
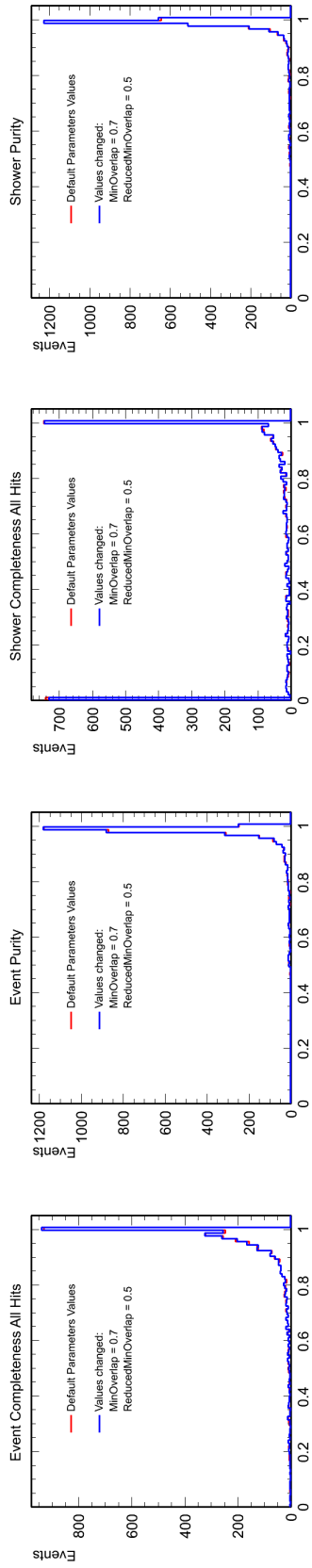


Figura A.4: Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuveiros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *slicing* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 4.

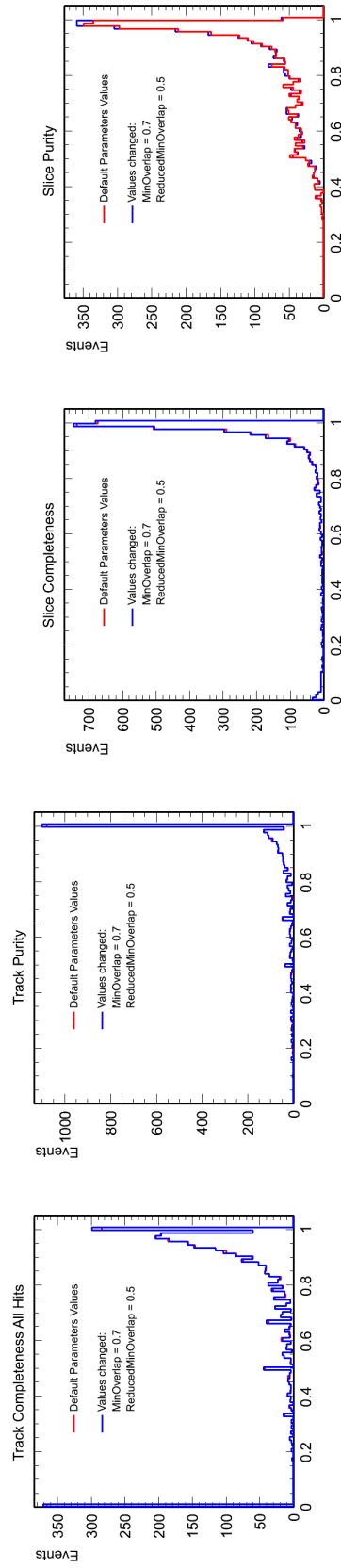


a: *Completeza dos eventos.*

b: *Pureza dos eventos.*

c: *Completeza dos chuviros.*

d: *Pureza dos chuviros.*



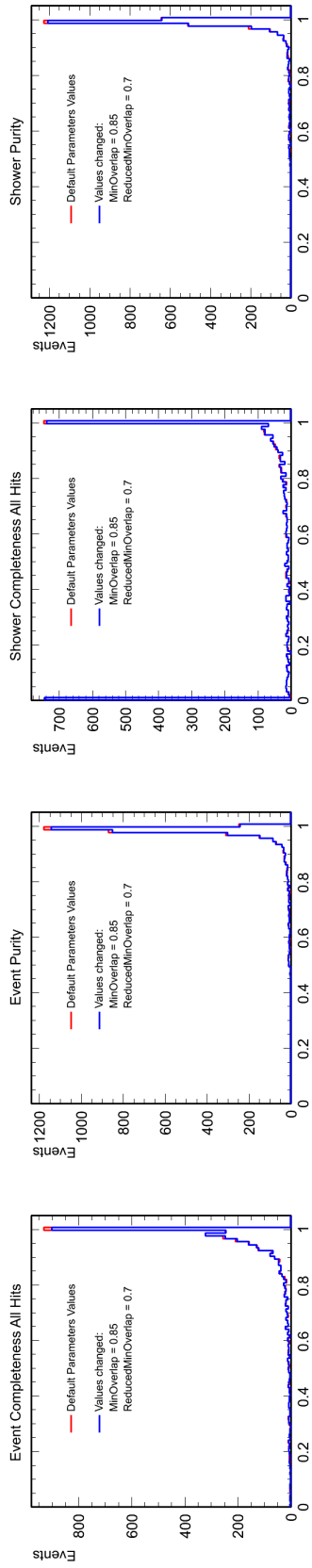
e: *Completeza das trajetórias dos múons.*

f: *Pureza das trajetórias dos múons.*

g: *Completeza do slices.*

h: *Pureza do slices.*

Figura A.5: *Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *slicing* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 5.*

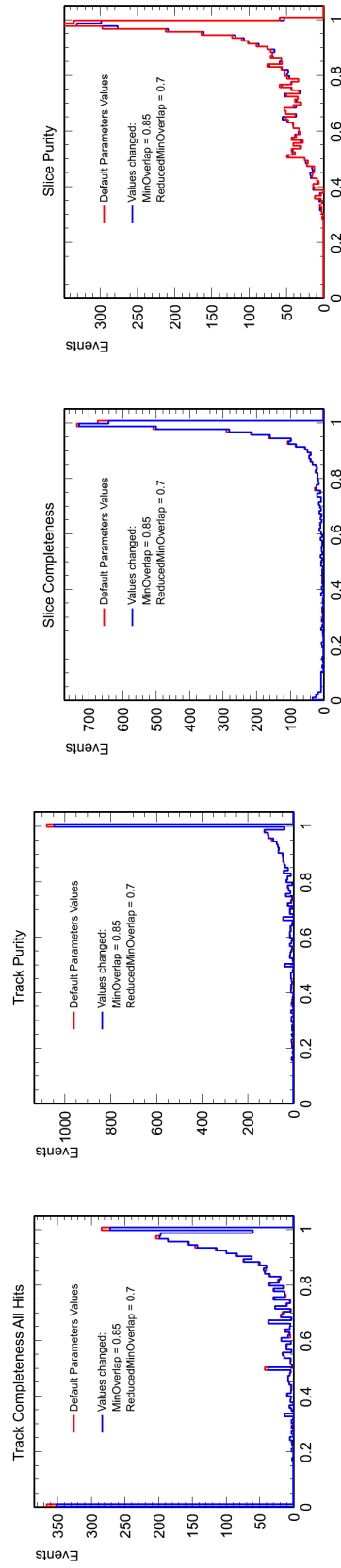


a: Completeza dos eventos.

b: Pureza dos eventos.

c: Completeza dos chuviros.

d: Pureza dos chuviros.



e: Completeza das trajetórias dos múons.

f: Pureza das trajetórias dos múons.

g: Completeza do slices.

h: Pureza do slices.

Figura A.6: Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *slicing* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 6.

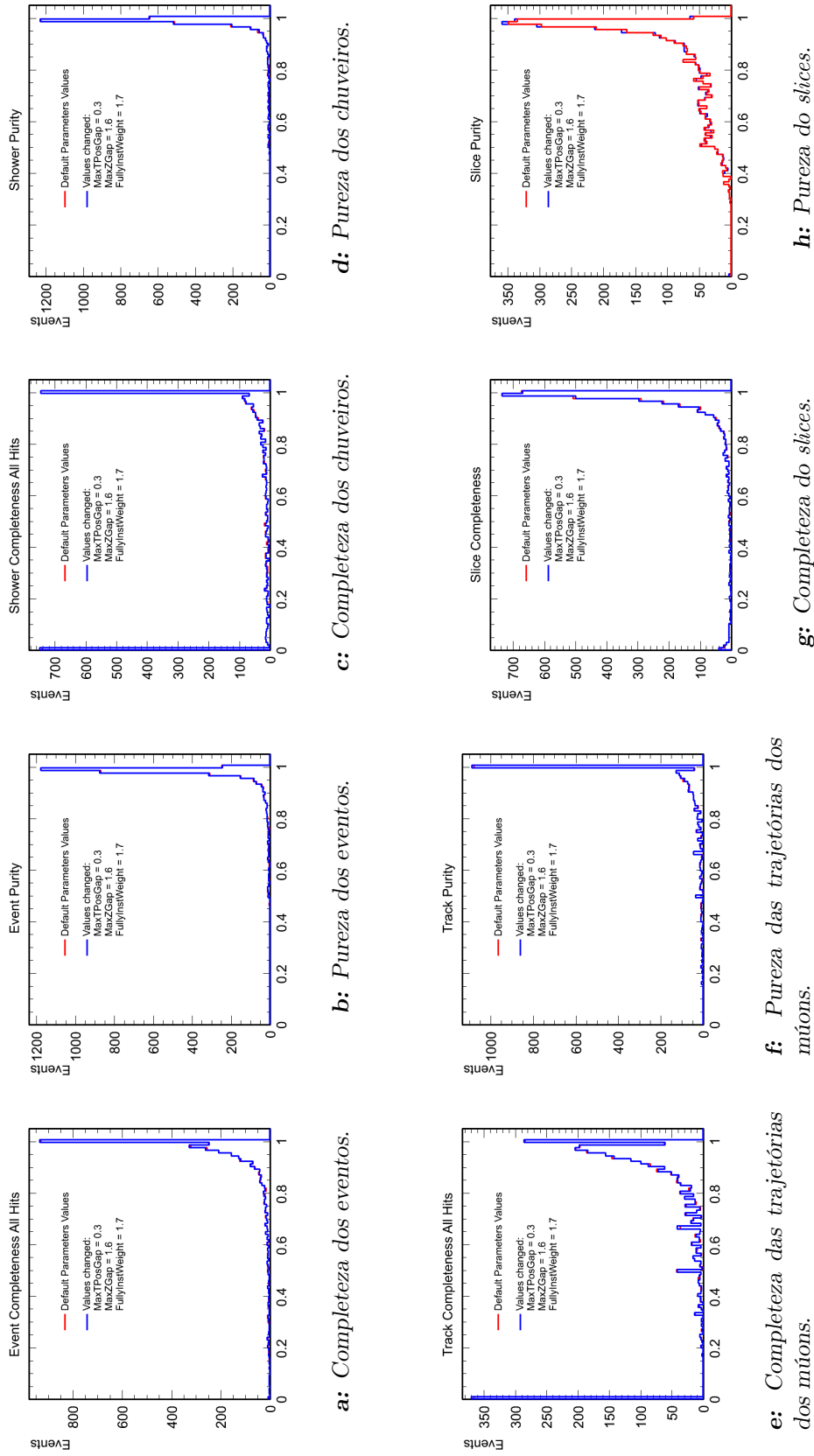
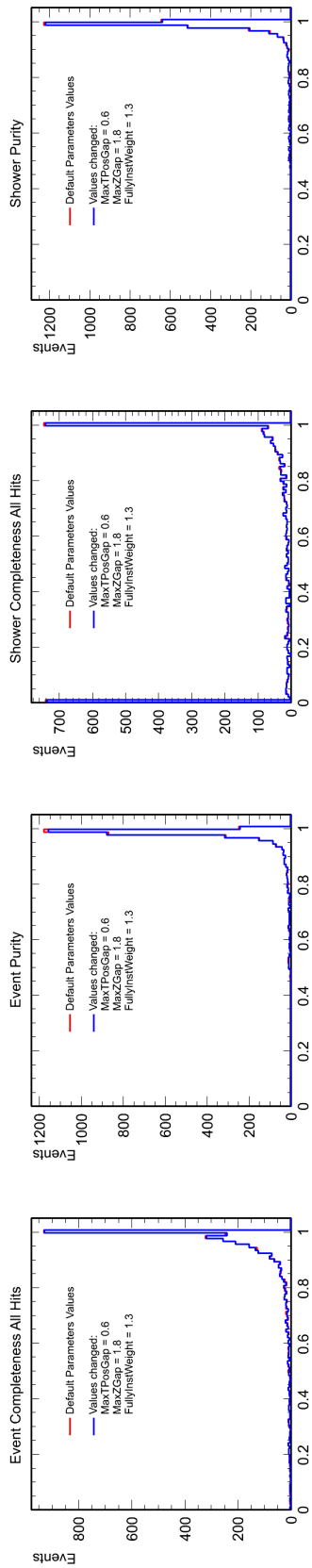


Figura A.7: Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *slicing* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 7.

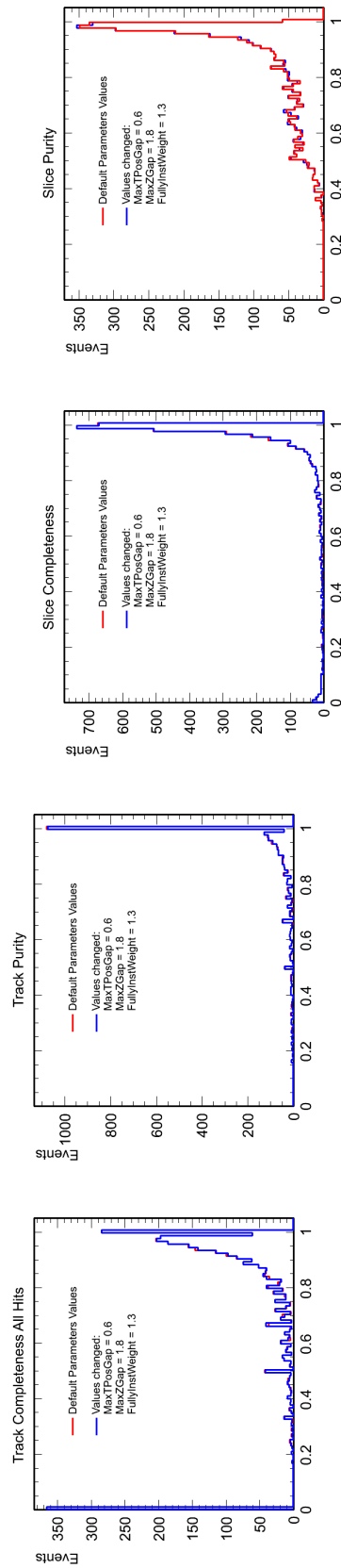


a: Completeza dos eventos.

b: Pureza dos eventos.

c: Completeza dos chuviros.

d: Pureza dos chuviros.



e: Completeza das trajetórias dos múons.

f: Pureza das trajetórias dos múons.

g: Completeza do slices.

h: Pureza do slices.

Figura A.8: Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *slicing* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 8.

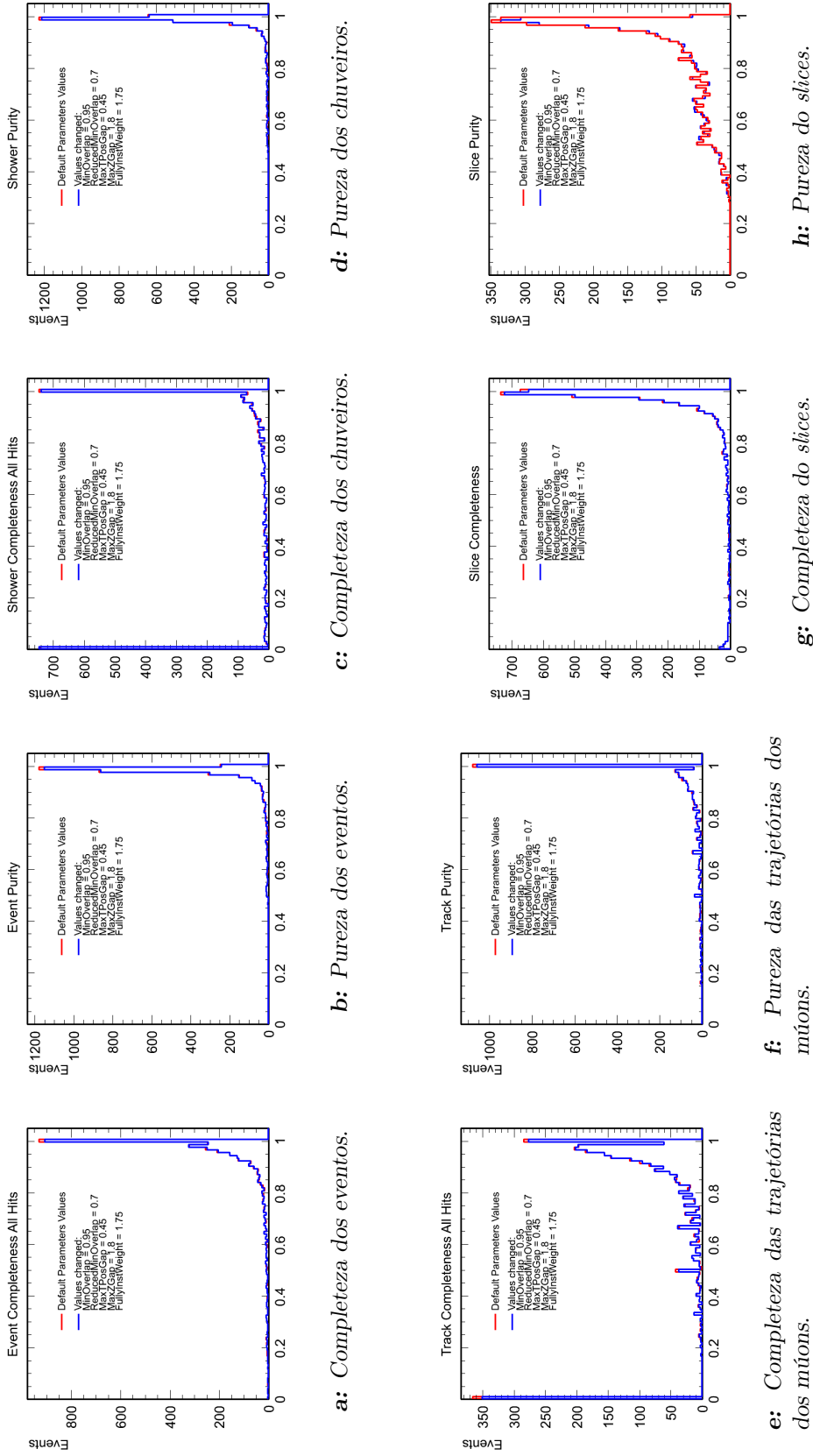
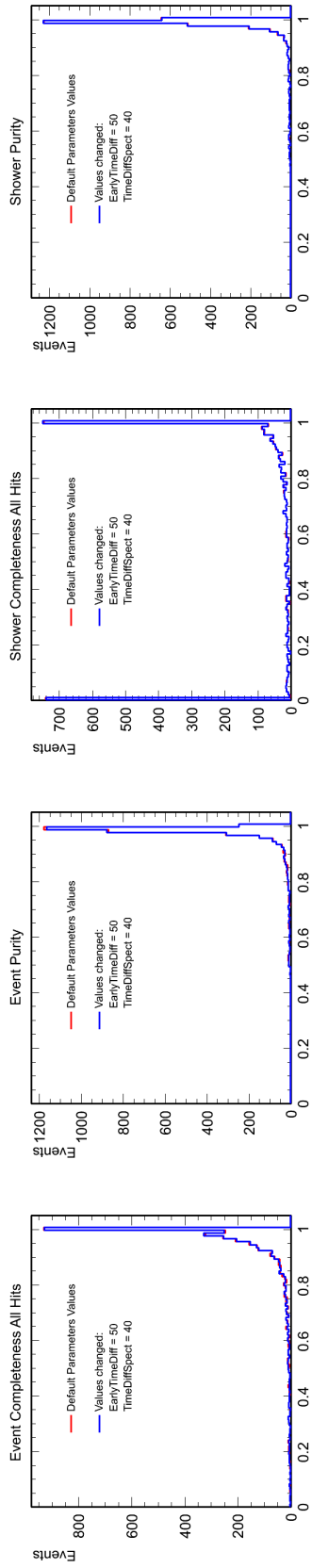


Figura A.9: Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *scheming* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 9.

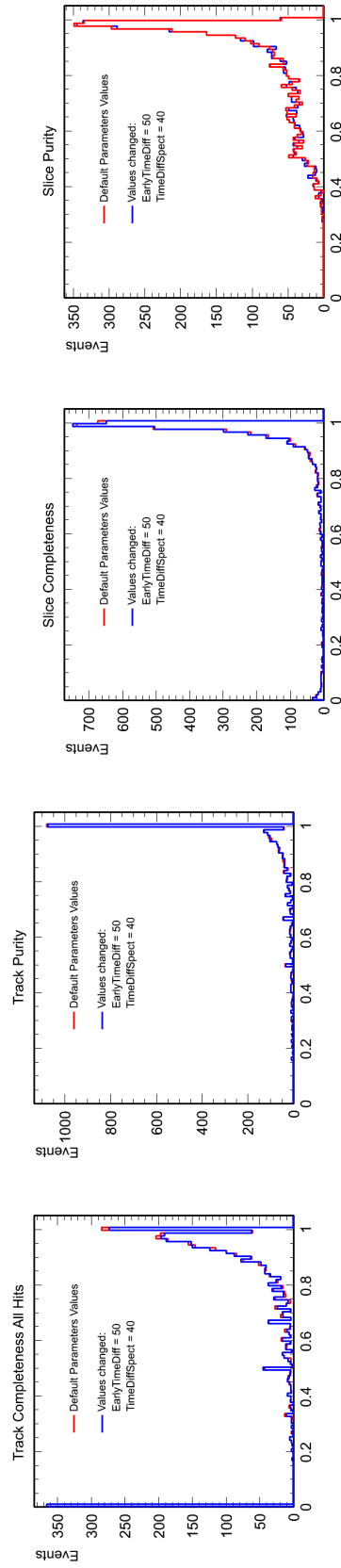


a: Completeza dos eventos.

b: Pureza dos eventos.

c: Completeza dos chuviros.

d: Pureza dos chuviros.



e: Completeza das trajetórias dos múons.

f: Pureza das trajetórias dos múons.

g: Completeza do slices.

h: Pureza do slices.

Figura A.10: Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *slicing* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 10.

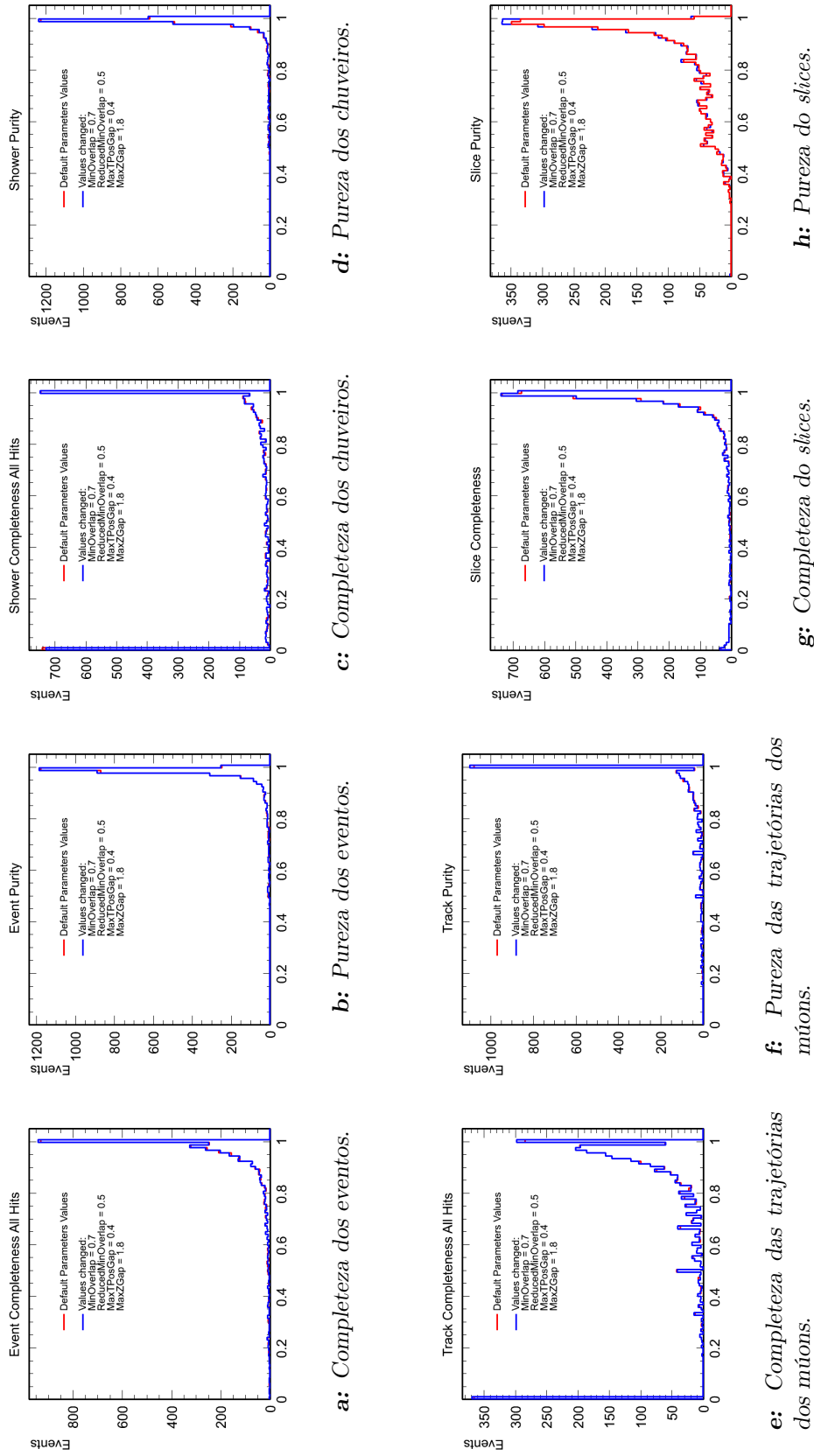


Figura A.11: Comparação das completezas e purezas dos eventos, chuviros, trajetórias dos múons e slices entre a reconstrução realizada com o novo *slicing* com valores *default* para os parâmetros e a reconstrução com alguns valores modificados conforme o teste 11.

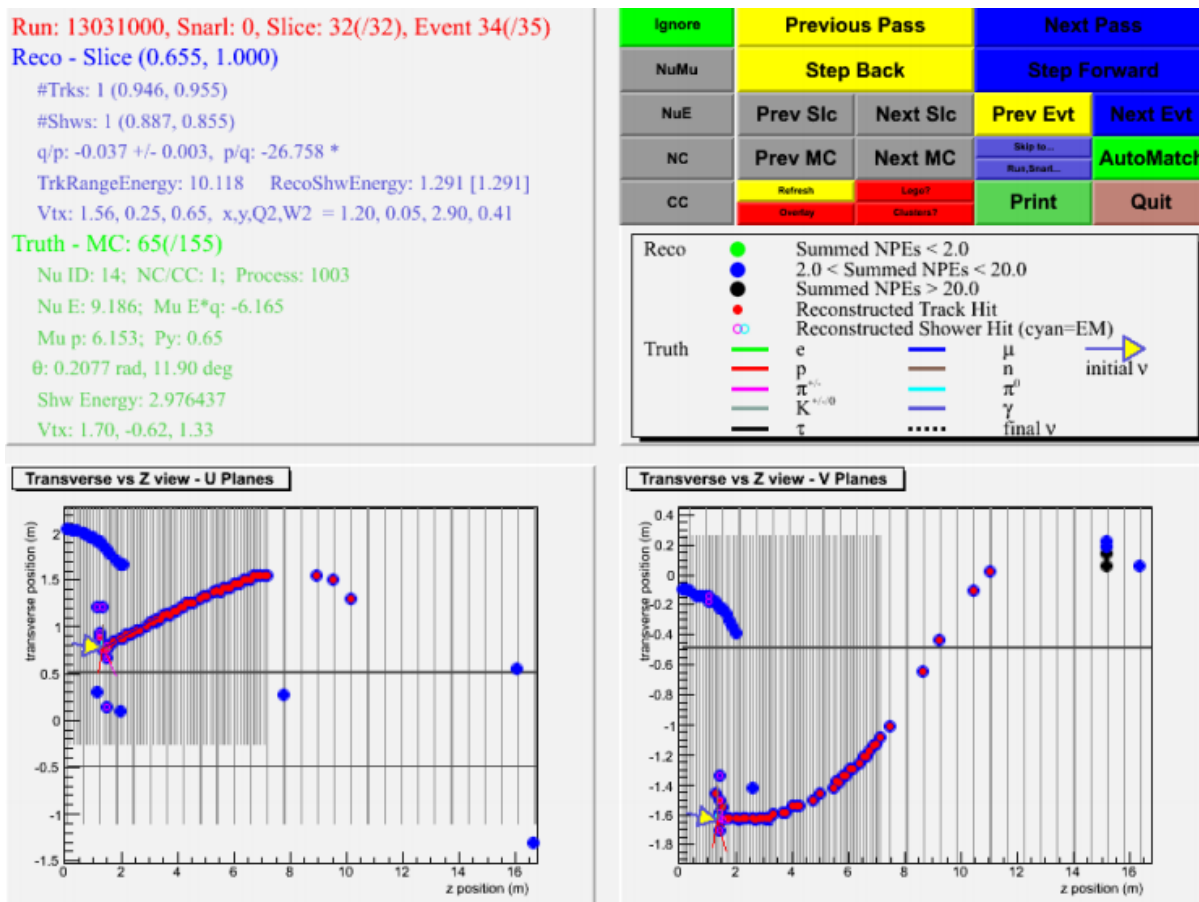


Figura A.12: “Display” de um slice contendo dois eventos obtido com o antigo *slicing*, o qual não é capaz de separar eventos ocorrendo ao mesmo tempo no ND.

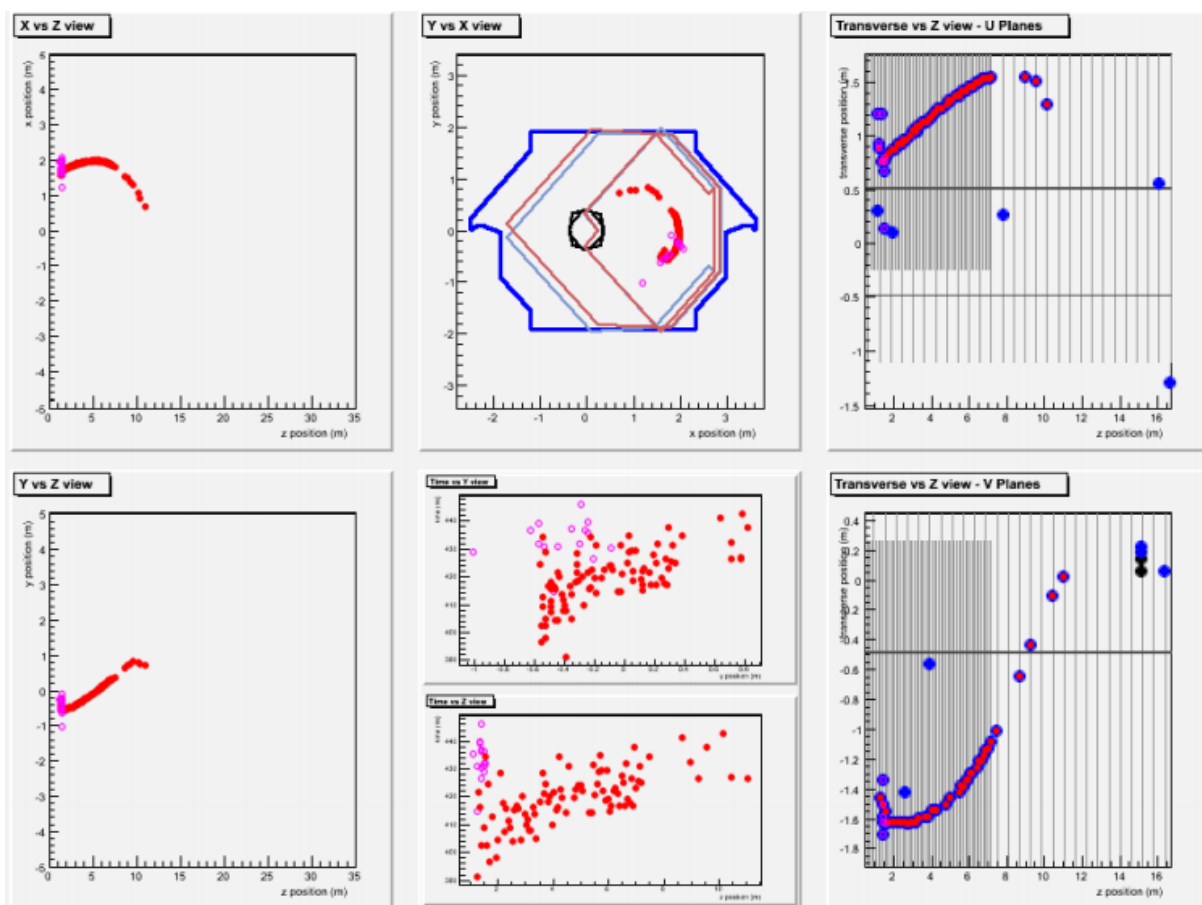


Figura A.13: “Display” do primeiro evento do slice da Figura A.12, o qual é separado do outro evento com o uso do novo slicing desenvolvido para o MINOS+.

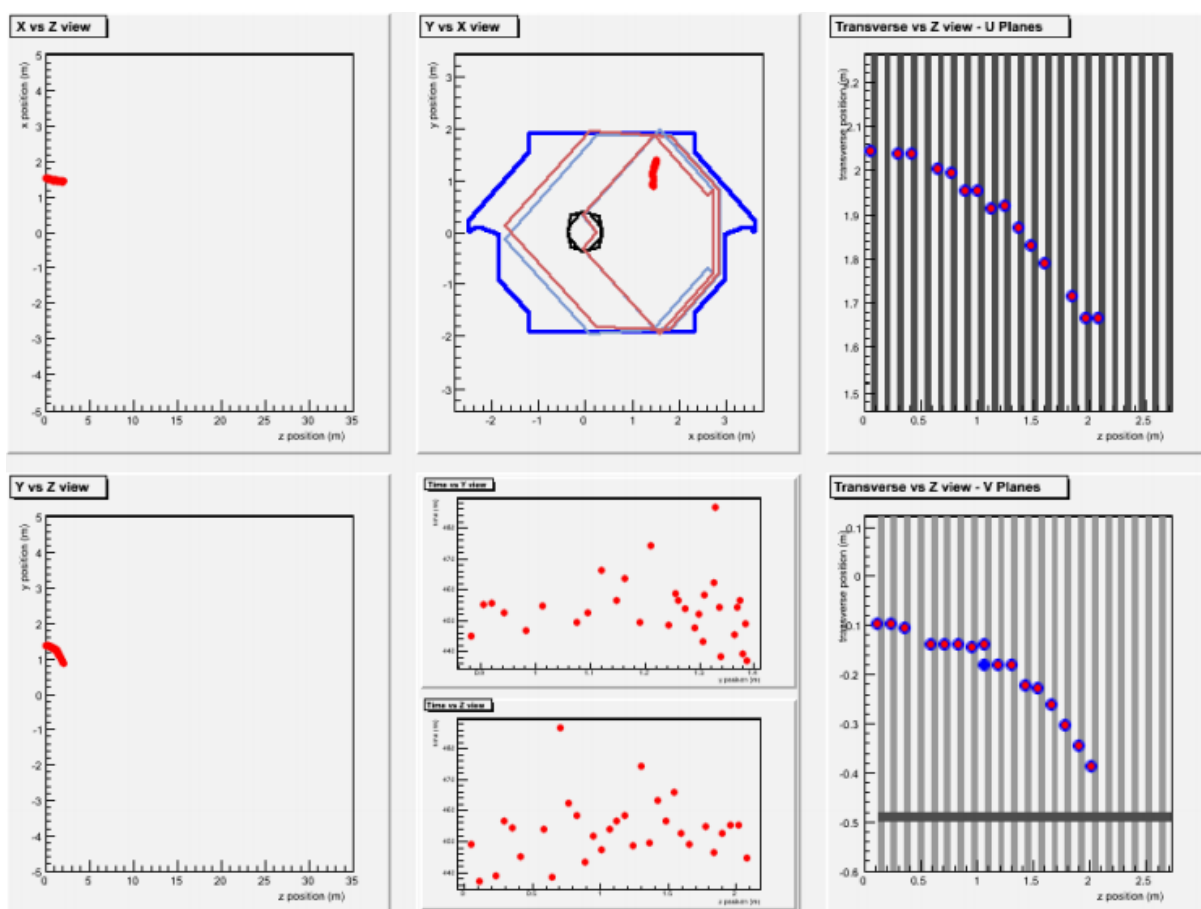


Figura A.14: “Display” do segundo evento do slice da Figura A.12, o qual é separado do outro evento com o uso do novo *slicing* desenvolvido para o MINOS+.

Apêndice B

Perspectivas dos parâmetros de oscilação no MINOS+

De forma a obter uma estimativa dos parâmetros de oscilação no MINOS+, foram simulados, usando os métodos descritos anteriormente, dados de Monte Carlo considerando o conjunto completo de amostras usadas nesta tese combinado com dados do feixe de neutrinos do MINOS+ que serão coletados durante 3 anos. A Figura B.1 mostra os contornos esperados para hierarquia normal e invertida, e os perfis da verossimilhança negativa. Embora o melhor ajuste para o parâmetro de massa com relação ao obtido sem os dados do feixe do MINOS+ (Figura 9.7) mude pouco, a melhoria nos limites dos parâmetros de oscilação é apreciável: $\Delta m_{32}^2 (\times 10^{-3} \text{ eV}^2) = 2,36 - 2,52$ (68%) e $\sin^2 \theta_{23} = 0,39 - 0,64$ (90%). Todavia, o experimento MINOS+, mesmo com dados de neutrinos do feixe coletados por 3 anos, não será capaz de distinguir a hierarquia de massa e o octante de $\sin^2 \theta_{23}$. Experimentos desviados do eixo do feixe de neutrinos (*off-axis*), como o NOvA, serão essenciais para a determinação desses aspectos da oscilação de neutrinos.

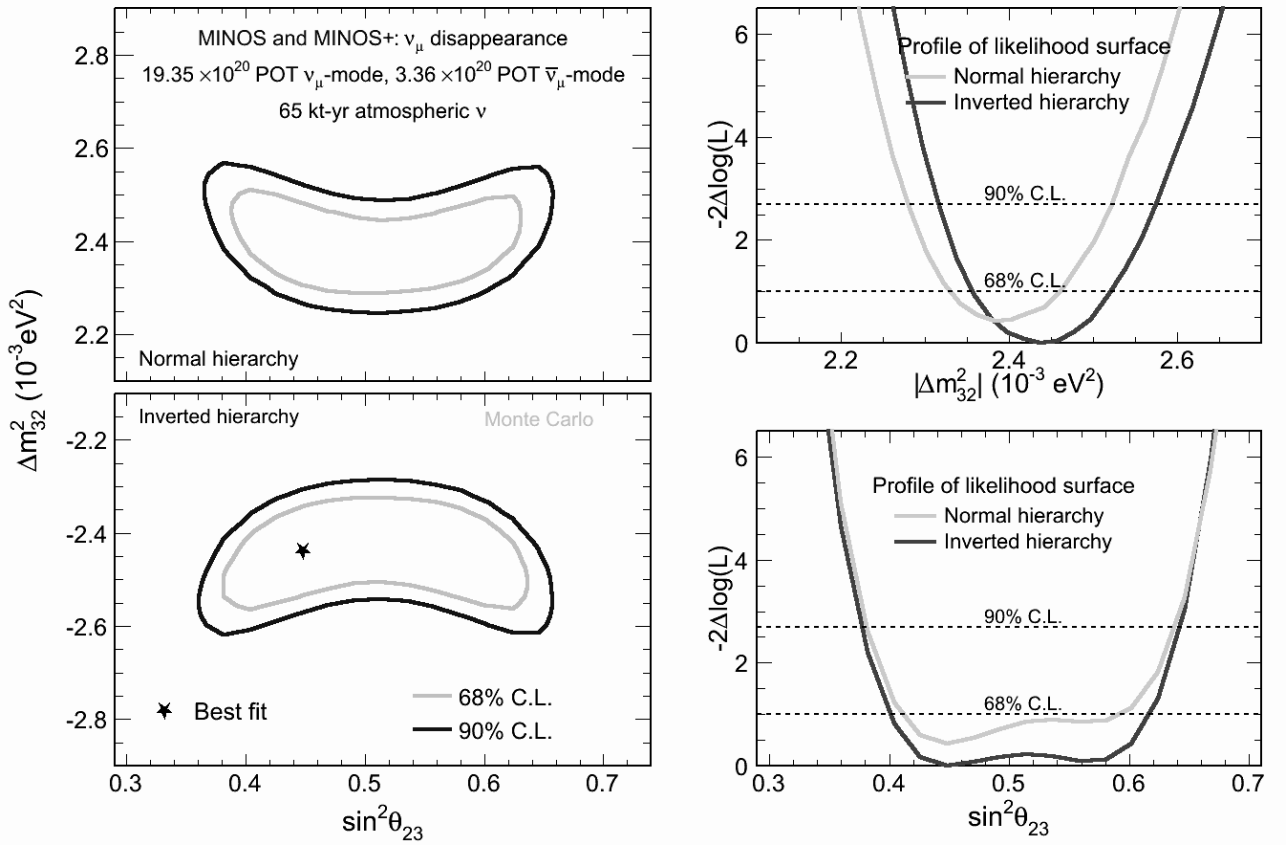


Figura B.1: Contorno de 90% e 68% de nível de confiança dos parâmetros de oscilação dos neutrinos para os dados de Monte Carlo representativos das amostras do MINOS e MINOS+ usadas na análise desta tese, combinados com dados de Monte Carlo do MINOS+ referentes a 3 anos de operações do feixe de neutrinos, usando o modelo de três sabores, para hierarquia de massa normal (topo) e invertida (abaixo). O melhor ajuste global, representado pela estrela, é para hierarquia invertida e octante inferior.

Bibliografia

- [1] H. Pas, Neutrino masses and particle physics beyond the standard model. *Annalen Phys.* 11, 551-572, 2002.
- [2] F. Close, Neutrinos. Oxford University Press, 176 pag., ISBN 978-0-19-957459-9, 2010.
- [3] E. Rutherford, J. Chadwick e C. D. Ellis, Radiations from Radioactive Substances. Cambridge University Press, 632 pag., ISBN: 9781108009010, 2010.
- [4] P. M. Parker, Neutrinos: Webster's Timeline History, 1897 - 2007. ICON Group International, 176 pag., ISBN 0-546-88506-3, 2009.
- [5] A. Strumia e F. Vissani, Neutrinos masses and mixings and oscillations. IFUP-TH/2004-1, arXiv:hep-ph/0606054v3, 2010.
- [6] Members of the American Physical Society, The Neutrino Matrix. Multi-Divisional Neutrino Study, U.S. Department of Energy e National Science Foundation, 72 pag., 2004.
- [7] M. L. Perl *et al.* Evidence for anomalous lepton production in $e^+ - e^-$ annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 35(22):1489-1492, 1975.
- [8] K. Kodama *et al.* Observation of tau neutrino interactions. *Physics Letters B*, 504(3):218 - 224, 2001.
- [9] S. Abe *et al.* Precision measurement of neutrino oscillation parameters with kamle. *Phys. Rev. Lett.*, 100(22):221803, Jun 2008.
- [10] Y. Fukuda *et al.* Measurement of a small atmospheric muon-neutrino / electron-neutrino ratio. *Phys. Lett. B* 433, 9-18, 1998.
- [11] M. Ambrosio *et al.* Atmospheric neutrino oscillations from upward throughgoing muon multiple scattering in MACRO. *Phys. Lett. B* 566:35-44, 2003.
- [12] M. Sanchez *et al.* Observation of Atmospheric Neutrino Oscillations in Soudan 2. *Phys. Rev. D* 68:113004, 2003.

- [13] L. Jenner, Measurement of the Absolute Energy Scale of MINOS e Background Measurements in NEMO-3. Tese de doutorado, University College London, 2006.
- [14] Figura encontrada na Wikipedia, artigo *Elementary Particle*. Disponível em http://en.wikipedia.org/wiki/Elementary_particle.
- [15] A. Aguilar *et al.* (LSND Collaboration), Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam. Phys. Rev. D 64, 112007, 2001.
- [16] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* Event excess in the MiniBooNE search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations. Phys. Rev. Lett., 105(18):181801, 2010.
- [17] B. Kayser, Neutrino phenomenology. Aula ministrada na Escola Internacional de Neutrinos, 2012.
- [18] G. Lüders, Proof of the TCP Theorem. Annals of Physics 2, 1, 1957.
- [19] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch e R. Turlay. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson. Phys. Rev. Lett. 13, 138, 1964.
- [20] G. P. Zeller, Neutrino Cross Section Measurements. Particle Data Group, 2012.
- [21] H. M. Gallagher e M. Goodman, Neutrino cross sections. NuMI-112, 1995.
- [22] M. Thomson, Methods and problems in experiments with neutrino beam (short e long baseline). SAPP, Varenna, 2011.
- [23] F.J. Hasert *et al.* Search for elastic muon-neutrino electron scattering. Phys. Lett. B, 46(1):121 – 124, 1973.
- [24] B. Pontecorvo. Inverse beta processes e nonconservation of lepton charge. Sov. Phys. JETP, 7:172–173, 1958.
- [25] Z. Maki, M. Nakagawa e S. Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. Prog. Theor. Phys., 28:870–880, 1962.
- [26] B. Kayser, Neutrino Physics. SLAC Summer Institute on Particle Physics (SSI04), Fermilab, Batavia IL 60510, USA, 2004.
- [27] P. Dita, On the parametrisation of unitary matrices by the moduli of their elements. Comm. Math. Phys., Volume 159, Number 3, 581-591, 1994.
- [28] A. J. Coleman, A Measurement of Neutrino Oscillations With Muon Neutrinos in the MINOS Experiment. Tese de doutorado, The College of William e Mary, 2011.

- [29] J. J. Evans, Measuring Antineutrino Oscillations With the MINOS Experiment. Tese de doutorado, College of Oxford, 2008.
- [30] H. Nunokawa, S. J. Parke, e R. Zukanovich Funchal, Another possible way to determine the Neutrino Mass Hierarchy. *Phys.Rev. D* 72, 013009, 2005.
- [31] A. de Gouvea, J. Jenkins, e B. Kayser, Neutrino Mass Hierarchy, Vacuum Oscillations, and Vanishing U_{e3} . *Phys. Rev. D* 71, 113009, 2005.
- [32] H. Minakata, M. Sonoyama, e H. Sugiyama, Determination of θ_{23} in long-baseline neutrino oscillation experiments with three-flavor mixing effects. *Phys. Rev. D* 70, 113012, 2004.
- [33] M. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni, J. Salvado, e T. Schwetz, Global fit to three neutrino mixing: critical look at present precision *JHEP* 1212:123, 2012.
- [34] Y. Abe *et al.* (Double Chooz Collaboration), Indication of Reactor $\bar{\nu}_e$ Disappearance in the Double Chooz Experiment. *Phys. Rev. Lett.* 108, 131801, 2012.
- [35] F. P. An *et al.* (Daya Bay Collaboration), Improved measurement of electron antineutrino disappearance at Daya Bay. *Chinese Phys. C* 37 011001 doi:10.1088/1674-1137/37/1/011001, 2013.
- [36] J. K. Ahn *et al.* (RENO Collaboration), Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment. *Phys. Rev. Lett.* 108, 191802, 2012.
- [37] H. Nunokawa, S. Parke e J. W. F. Valle, CP Violation and Neutrino Oscillations IFIC/07-58, arXiv:0710.0554v2 [hep-ph], 2007.
- [38] S. K. Raut, Effect of non-zero θ_{13} on the measurement of θ_{23} hep-ph 1209.5658v2, 2013.
- [39] J. Kopp, Phenomenology of Three-Flavour Neutrino Oscillations. Tese de doutorado, Technische Universität Munnchen, 2006.
- [40] C. Lam, A 2-3 Symmetry in Neutrino Oscillations. *Phys. Lett. B* 507, 214, 2001.
- [41] L. Wolfenstein, Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev. D*, 17(9):2369–2374, 1978.
- [42] S. P. Mikheev e A. Yu. Smirnov, Resonance enhancement of oscillations in matter e solar neutrino spectroscopy. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 42:913–917, 1985.
- [43] M. Honda, N. Okamura e T. Takeuchi, Matter Effect on Neutrino Oscillations from the violation of Universality in Neutrino Neutral Current Interactions. OCHA-PP-257, YITP-06-01, VPI-IPPAP-06-02, arXiv:hep-ph/0603268v1, 2006.

- [44] P. Lipari, Matter effects in long-baseline experiments, the flavor content of the heaviest (or lightest) neutrino and the sign of Δm^2 . *Phys. Rev. D* 61, 113004, 1999.
- [45] V. Barger *et al.*, Matter effects on three-neutrino. *Phys. Rev. D* 22, 11, 1980.
- [46] J. Kopp, Efficient numerical diagonalization of hermitian 3×3 matrices, *Int. J. Mod. Phys. C*, 19, 523, 2008.
- [47] C. Giunti, C. W. Kim e M. Monteno, Atmospheric neutrino oscillations with three neutrinos and a mass hierarchy. *Astroparticle Physics* 4, 241-251, hep-ph/950530, 1996.
- [48] J. Beringer *et al.* Review of Particle Physics, Particle Data Group. *Phys. Rev. D* 86, 010001, 2012.
- [49] R. Davis, Solar neutrinos. II: Experimental. *Phys. Rev. Lett.*, 12:303–305, 1964.
- [50] B. T. Cleveland *et al.*, Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector. *Astrophys. J.* 496, 505, 1998.
- [51] C. Arpesella *et al.*, Direct measurement of the ${}^7\text{Be}$ solar neutrino flux with 192 days of Borexino data. *Phys. Rev. Lett.*, 101(9):091302, Aug 2008.
- [52] W. Hampel *et al.*, GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV. *Physics Letters B*, 447(1-2):127 – 133, 1999.
- [53] V. N. Gavrin *et al.*, Solar neutrino results from SAGE. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 77(1-3):20 – 25, 1999.
- [54] B. Aharmim *et al.*, Electron energy spectra, fluxes, e day-night asymmetries of ${}^8\text{B}$ solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the sudbury neutrino observatory. *Phys. Rev. C*, 72(5):055502, Nov 2005.
- [55] S. Fukuda *et al.*, Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data. *Physics Letters B*, 539(3-4):179 – 187, 2002.
- [56] J. Mitchell. Measuring ν_μ Disappearance with the MINOS Experiment. Tese de doutorado, University of Cambridge, 2011.
- [57] T. K. Gaisser, T. Stanev and G. Barr, Cosmic-ray neutrinos in the atmosphere. *Phys. Rev. D* 38, 85, 1988.
- [58] G. Barr, S. Robbins, T. K. Gaisser, e T. Stanev, Uncertainties in Atmospheric Neutrino Fluxes. *Phys. Rev. D* 74, 094009, 2006.

- [59] Ch. Berger *et al.*, Study of atmospheric neutrino interactions with the Frejus detector. Physics Letters B, 227(3-4):489 – 494, 1989.
- [60] M. Aglietta *et al.*, Experimental study of atmospheric neutrino flux in the NUSEX experiment. Europhys. Lett, 8:611, 1989.
- [61] J. M. LoSecco *et al.* (IMB Collaboration), Test of Neutrino Oscillations Using Atmospheric Neutrinos. Phys. Rev. Lett. 54, 2299, 1985.
- [62] S. Ahlen *et al.*, Atmospheric neutrino flux measurement using upgoing muons. Physics Letters B, 357(3):481 – 486, 1995.
- [63] W. W. M. Allison *et al.*, Measurement of the atmospheric neutrino flavour composition in Soudan 2. Physics Letters B, 391(3-4):491 – 500, 1997.
- [64] Y. Ashie *et al.*, Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillations. Phys. Rev. Lett., 93(10):101801, Set 2004.
- [65] G. Danby *et al.*, Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. Phys. Rev. Lett., 9(1):36–44, Jul 1962.
- [66] N. Agafonova *et al.*, Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam. Phys. Lett. B 691:138-145, 2010.
- [67] K. Jepsen, OPERA snags third tau neutrino. Symmetry magazine, Março 2013. <http://www.symmetrymagazine.org/article/march-2013/opera-snags-third-tau-neutrino>.
- [68] G. De Lellis, OPERA Observes the Second Tau Neutrino. INFN Press Release. Junho 2012. <http://www.interactions.org/cms/?pid=1031794>.
- [69] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Combined analysis of ν_μ disappearance and $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ appearance in MINOS using accelerator and atmospheric neutrino. Phys. Rev. Lett. 112, 191801, 2014.
- [70] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Parameter θ_{23} from Muon Neutrino Disappearance in an Off-axis Beamline Phys. Rev. Lett. 112, 181801, 2014.
- [71] T. Araki, *et al.*, Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: evidence of spectral distortion. Phys. Rev. Lett. 94, 081801, 2005.
- [72] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Measurement of Neutrino and Antineutrino Oscillations Using Beam and Atmospheric Data in MINOS. Phys. Rev. Lett. 110, 251801 – Published 17 June 2013.

- [73] D.G. Michael *et al.*, The magnetized steel and scintillator calorimeters of the MINOS experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 596, Issue 2, p. 190-228, 2008.
- [74] A. Blake, A Study of Atmospheric Neutrino Oscillations in the MINOS Far Detector, Tese de doutorado, University of Cambridge, 2005.
- [75] A. Radovic, Measuring the Disappearance of Muon Neutrinos with the MINOS Detectors. Tese de doutorado, University College London, 2013.
- [76] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), A study of muon neutrino disappearance using the Fermilab Main Injector neutrino beam. Phys. Rev. D, 77:072002, 2008.
- [77] D. Ayres, *et al.*, NOvA Collaboration. NOvA Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study Neutrino Oscillations in the Fermilab NuMI Beamline. arXiv:hep-ex/0503053, 2005.
- [78] G. Tzanankos *et al.*, MINOS+ Collaboration, MINOS+: a Proposal to FNAL to run MINOS with the medium energy NuMI beam. FERMILAB-PROPOSAL-1016, Experiment: FNAL-E-1016, 2011.
- [79] C. Backhouse, Results from MINOS and NOvA. Seminário na conferência NuPHYS, Prospects in Neutrino Physics, London, 2013.
- [80] J. D. Chapman, Atmospheric Neutrino Observations in the MINOS Far Detector, Tese de doutorado, University of Cambridge, 2007.
- [81] M. P. May, G. W. Foster, G. P. Jackson, e J. T. Volk. The design and construction of the permanent magnet lamberstone for the recycler ring at Fermilab. Proceedings of Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, 1997. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/pac97/papers/pdf/7P030.PDF>
- [82] A.G Abramov *et al.*, Beam optics and target conceptual designs for the NuMI project. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 485, Issue 3, p. 209-227, 2002.
- [83] A. M. Holin, Electron Neutrino Appearance in the MINOS Experiment. Tese de doutorado, University College London, 2010.
- [84] E. W. Grashorn, Astroparticle Physics with the MINOS Far Detector, University of Minnesota, Tese de doutorado, 2008.

- [85] R. Zwaska *et al.*, Beam-based alignment of the NuMI target station components at FNAL. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 568, Issue 2, p. 548-560, 2006.
- [86] J. Hylen *et al.*, NuMI Technical Design Hebook. <http://www-numi.fnal.gov/numwork/tdh/tdhindex.html>.
- [87] J. Hylen *et al.*, The Hadron Hose: continuous toroidal focusing for conventional neutrino beams. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 498, Issues 1–3, p. 29-51, 2003.
- [88] M. H. Orchanian, Electron Neutrino Appearance in the MINOS Experiment. Tese de doutorado, California Institute of Technology, 2012.
- [89] Z. Pavlovic. Observation of Disappearance of Muon Neutrinos in the NuMI Beam. Tese de doutorado, The University of Texas at Austin, 2008.
- [90] A. I. Himmel, Antineutrino Oscillations in the Atmospheric Sector. Tese de doutorado, California Institute of Technology, 2011.
- [91] R. Toner, Measuring θ_{13} via Muon Neutrino to Electron Neutrino Oscillations in the MINOS Experiment. Tese de doutorado, University of Cambridge, 2010.
- [92] C. J. Backhouse, Measuring Neutrino Oscillations Parameters Using ν_{μ} Disappearance in MINOS. Tese de doutorado, University of Oxford, 2011.
- [93] J. Hylen *et al.*, MINOS detectors for neutrino interactions. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 461, Issues 1–3, p. 290-292, 2001.
- [94] A. Osipowicz *et al.*, KATRIN: A next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. Letter of intent. hep-ex/0109033, 2001.
- [95] W. Bugg, Yu. Efremenko e S. Vasilyev, Large plastic scintillator panels with WLS fiber readout: Optimization of components. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 758, p. 91-96, 2014.
- [96] K. Lang *et al.*, A comprehensive characterization of Hamamatsu 16- and 64-anode PMTs. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 461, Issues 1–3, p. 571-573, 2001.

- [97] N. Tagg *et al.*, Performance of Hamamatsu 64-anode photomultipliers for use with wavelength—shifting optical fibres. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 539, Issue 3, p. 668-678, 2005.
- [98] K. Lang *et al.*, Characterization of 1600 Hamamatsu 16-anode photomultipliers for the MINOS Far detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 545, Issue 3, p. 852-871, 2005.
- [99] S. Avvakumov *et al.*, Spontaneous light emission from fibers in MINOS. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 545, Issues 1–2, p. 145-155, 2005.
- [100] A. Cabrera *et al.*, Comparisons of the MINOS near and far detector readout systems at a test beam. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 609, Issues 2–3, p. 106-113, 2009.
- [101] P. Rodrigues, A Sterile-Neutrino Search with the MINOS Experiment. Tese de doutorado, University of Oxford, 2010.
- [102] R. J. Yarema, G. W. Foster, J. Hoff, M. Sarraj, e T. Zimmerman, A fast, wide range charge integrator and encoder ASIC for photomultiplier tubes. IEEE Trans. Nucl. Sci., 40:750–752, 1993.
- [103] J. Oliver, N. Felt, G. Feldman, A. Lebedev, e R. Lee, Design and performance of the readout system of the MINOS Far Detector. IEEE Trans.Nucl.Sci. 51, 2193–2195, 2004.
- [104] B. Anderson, A. Anjomshoaa, P. Dervan, J.A. Lauber e J. Thomas, Ultra bright LED light injection calibration system for MINOS. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, vol 423, Issues 2–3, p. 320-327, 1999.
- [105] P. Adamson, An LED calibration system for the MINOS long baseline neutrino oscillation experiment. Tese de doutorado, University College London, 2001.
- [106] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), The MINOS light injection calibration system. Nucl. Instrum. Meth. A492, 325–343, 2002.
- [107] M. A. Kordosky, Hadronic interactions in the MINOS detectors. Tese de doutorado, University of Texas at Austin, 2004.
- [108] P. L. Vahle, Electromagnetic interactions in the MINOS detectors. Tese de doutorado, University of Texas-Austin, 2004.

- [109] M. Kordosky e D. Petyt, Study of Muon Neutrino Disappearance Using the Fermilab Main Injector Neutrino Beam. *Phys. Rev. D* 77, 072002, 2008.
- [110] J. J. Hartnell, Measurement of the calorimetric energy scale in MINOS. Tese de doutorado, The University of Oxford, 2005.
- [111] M. Campanella, A. Ferrari, P.R. Sala, e S. Vanini, First Calorimeter Simulation with the FLUGG Prototype. ATL-SOFT-99-004, ATL-COM-SOFT-99-004, CERN-ATL-SOFT-99-004, 1999.
- [112] M. Campanella, A. Ferrari, P.R. Sala, e S. Vanini, Reusing Code from FLUKA and GEANT4 Geometry. ATL-SOFT-98-039, ATL-COM-SOFT-98-003, CERN-ATL-SOFT-98-039, 1998.
- [113] F. Ballarini, G. Battistoni, F. Cerutti, A. Empl, A. Fasso, *et al.*, Nuclear models in FLUKA: Present capabilities, open problems and future improvements. *AIP Conf.Proc.*, 769:1197–1202, 2005.
- [114] S. Agostinelli *et al.*, Geant4 a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250 – 303, 2003.
- [115] H. Gallagher, The NEUGEN neutrino event generator. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 112:188–194, 2002.
- [116] T. Yang *et al.*, A hadronization model for few-gev neutrino interactions. *Eur. Phys. J.*, C63:1–10, 2009.
- [117] D. Rein e L. M. Sehgal, Neutrino Excitation of Baryon Resonances and Single Pion Production. *Annals Phys.* 133, 79–153, 1981.
- [118] A. Bodek e U. Yang, Unified approach for modelling neutrino and electron nucleon scattering cross sections from very high Q^{*2} to $Q^{*2} = 0$. *AIP Conf.Proc.* 721, 358–362, 2004.
- [119] A. Bodek e U.-K. Yang, Update to the Bodek-Yang Unified Model for Electron- and Neutrino-Nucleon Scattering Cross Sections. *PoS ICHEP2010*, 292, 2010.
- [120] R. Merenyi *et al.*, Determination of pion intranuclear rescattering rates in muon-neutrino Ne versus muon-neutrino D interactions for the atmospheric neutrino flux. *Phys. Rev. D* 45:743–751, 1992.
- [121] R. Brun *et al.*, GEANT Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writeup W5013, 1994.

- [122] G. Barr, T. Gaisser, P. Lipari, S. Robbins, e T. Stanev, A Three - dimensional calculation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. D* 70, 023006, 2004.
- [123] C. Zeitnitz e T. Gabriel, The GEANT - CALOR interface and benchmark calculations of ZEUS test calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth. A* 349, 106–111, 1994.
- [124] D. Casper, The Nuance neutrino physics simulation, and the future. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 112, 161–170, 2002.
- [125] M. Gluck, E. Reya, e A. Vogt, Dynamical parton distributions of the proton and small x physics. *Z. Phys. C* 67, 433–448, 1995.
- [126] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Measurements of atmospheric neutrinos and anti-neutrinos in the MINOS Far Detector. *Phys. Rev. D* 86, 052007, 2012.
- [127] I. Heinze, Development of a Hough Transformation Track Finder for Time Projection Chambers. Tese de doutorado, Universität Hamburg, 2013.
- [128] D. Petyt, A Study of Parameter Measurement in a Long-Baseline Neutrino Oscillation Experiment. Tese de doutorado, University of Oxford, 1998.
- [129] A. Strandlie e R. Fruhwirth, Track and vertex reconstruction: From classical to adaptive methods. *Rev. Mod. Phys.* 82, 1419–1458, 2010.
- [130] R. Fruhwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting. *Nucl. Instrum. Meth. A* 262, 444–450, 1987.
- [131] P. Billoir e S. Qian, Simultaneous pattern recognition and track fitting by the Kalman filtering method. *Nucl. Instrum. Meth. A* 294, 219–228, 1990.
- [132] A. Cervera-Villanueva *et al.*, Kalman filter tracking and vertexing in a silicon detector for neutrino physics. *Nucl. Instrum. Meth. A* 486, 639–662, 2002.
- [133] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), The MINOS calibration detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A 556:119–133, 2006.
- [134] M. M. Medeiros, MINOS Document Database, n. 9400, 2013.
- [135] M. M. Medeiros, MINOS Document Database, n. 9400 - 9536 - 9559 - 9590 - 9659 - 9679 - 9708 - 9719 - 9748 - 9558, 2013.
- [136] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Measurement of Neutrino and Antineutrino Oscillations Using Beam and Atmospheric Data in MINOS. *Phys. Rev. Lett.* 110, 251801, 2013.

- [137] J. M. Cline. Baryogenesis. arXiv:hep-ph/0609145v3, 2006.
- [138] K. Enqvist, K. Kainulainen e A. Sorri, On chaoticity of the amplification of the neutrino asymmetry in the early universe. Phys. Lett. B 464, 199-205, 1999.
- [139] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Combined analysis of ν_μ disappearance and $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ appearance in MINOS using accelerator and atmospheric neutrino. Phys. Rev. Lett. 112, 191801, 2014.
- [140] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Electron Neutrino and Antineutrino Appearance in the Full MINOS Data Sample. Phys. Rev. Lett. 110, 171801, 2013.
- [141] G. Karagiorgi *et al.*, Viability of $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ sterile neutrino mixing models in light of MiniBooNE electron neutrino and antineutrino data from the Booster and NuMI beamlines. Phys. Rev. D 80, 073001, 2009.
- [142] E. Komatsu *et al.* (WMAP), Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. Astrophys. J. Suppl. Ser. 192, 18, 2011.
- [143] Active to Sterile Neutrino Mixing Limits from Neutral-Current Interactions in MINOS Phys. Rev. Lett. 107, 011802, 2011.
- [144] R. N. Mohapatra e A. Y. Smirnov, Neutrino Mass and New Physics. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 56, 569, 2006.
- [145] T. Adam *et al.* (OPERA), Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam. arXiv:1109.6604897v2[hep-ex, 2011.
- [146] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Measurement of neutrino velocity with the MINOS detectors and NuMI neutrino beam Phys. Rev. D 76, 072005, 2007.
- [147] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Observation of muon intensity variations by season with the MINOS near detector. Phys. Rev. D 90, 012010, 2014.
- [148] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Comparisons of annual modulations in MINOS with the event rate modulation in CoGeNT. Phys. Rev. D 87, 032005, 2013.
- [149] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Measurement of the underground atmospheric muon charge ratio using the MINOS Near Detector. Phys. Rev. D 83, 032011, 2011.
- [150] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Observation in the MINOS far detector of the shadowing of cosmic rays by the sun and moon. Astropart.Phys.34:457-466, 2011.

- [151] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Observation of muon intensity variations by season with the MINOS far detector. *Phys. Rev. D* 81, 012001, 2010.
- [152] M. L. Strait, A Measurement of Neutrino Oscillation Parameters Using Anti-fiducial Charged Current Events in MINOS. Tese de doutorado, University of Minnesota, 2010.
- [153] A. M. McGowan, Observation of deficit in NuMI neutrino-induced rock and non-fiducial muons in MINOS Far Detector and measurement of neutrino oscillation parameters. Tese de doutorado, University of Minnesota, 2007.
- [154] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), Search for the disappearance of muon antineutrinos in the NuMI neutrino beam. *Phys. Rev. D* 84, 071103, 2011.
- [155] A. Blake, MINOS Document Database, n. 8476, 2011.
- [156] A. S. T. Blake, J. D. Chapman, e M. A. Thomson, A Bayesian technique for improving the sensitivity of the atmospheric neutrino L/E analysis. *Nucl. Instrum. Methods A* 707, 127-134, 2013.
- [157] A. Blake, Atmospheric Neutrino Analysis: Bayesian L/E Resolution. MINOS Collaboration Meeting, Ely, 2011.
- [158] A. M. Dziewonskia e D. L. Andersonb, Preliminary reference Earth model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, vol 25, Issue 4,p. 297–356, 1981.
- [159] G. Bohm e G. Zech, Introduction to Statistics and Data Analysis for Physicists. ISBN 978-3-935702-41-6, DOI 10.3204/DESY-BOOK/statistics (e-book), 2006.
- [160] F. James e M. Roos, MINUIT - A System for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Comput. Phys. Commun.* 10, 343, 1975. Documentação:
<http://seal.web.cern.ch/seal/snapshot/work-packages/mathlibs/minuit/>
<http://root.cern.ch/root/html/TMinuit.html>
- [161] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), An improved measurement of muon antineutrino disappearance in MINOS. *Phys. Rev. Lett.* 108, 191801, 1202.2772, 2012.
- [162] G. L. Fogli *et al.*, Global analysis of neutrino masses, mixings and phases: entering the era of leptonic CP violation searches. *Phys. Rev. D* 86:013012, 2012.
- [163] P. K. Sinervo, Definition and Treatment of Systematic Uncertainties in High Energy Physics and Astrophysics. PHYSTAT2003, Stanford Linear Accelerator Center, September 8-11, 2003.
- [164] R. J. Barlow, Systematic Errors, Fact and Fiction. Proceedings of the Conference on Advanced Statistical Techniques in Particle Physics, Durham England, Mar 16-22, 2002.

- [165] R. A. Armstrong, Muon neutrino disappearance at MINOS. Tese de doutorado, Indiana University, 2009.
- [166] MINOS Calibration Group, Position paper on calibration of runs I-II-III. MINOS-doc-6717, 2009.
- [167] H. Gallagher M. Kordosky e S. Dytman. Shower energy scale uncertainty for the run I+II CC analysis. MINOS-doc-4287, 2009.
- [168] R. P. Litchfield, Neutrino induced events in the MINOS detectors. Tese de doutorado, University of Oxford, 2008.
- [169] N. S. Mayer, A Measurement of the MA Parameter Using Multiple Quasi-Elastic Dominated Sub-samples in the MINOS Near Detector, 2011.
- [170] G. Battistoni, A. Ferrari, T. Monturuli, e P. Sala, The FLUKA atmospheric neutrino flux calculation. *J. Astropart. Phys.* 19, 269, 2003.
- [171] M. Honda *et al.*, Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data. *Phys. Rev. D* 75, 043006, 2007.
- [172] A. Blake, Results of 2011 Atmospheric Neutrino Analysis Part II: Systematic Uncertainties. MINOS-doc-8477, 2011.
- [173] T. M. Karbacha e M. Schluppb, Constraints on Yield Parameters in Extended Maximum Likelihood Fits. arXiv:1210.7141v1 [physics.data-an], 2012.
- [174] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), Measurement of Neutrino Oscillation Parameters from Muon Neutrino Disappearance with an Off-axis Beam. *Phys. Rev. Lett.* 111, 211803, 2013.