

Dissertação de  
Mestrado

# Reconstrução de $\pi^0$ no Experimento MINER $\nu$ A

César Enrique Sotelo Chico

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, Julho 2012

*A mis padres José y Rosa  
a mis hermanos José, Magaly y Jesús*

## Agradecimentos

Mil graças a Deus e a todas as pessoas que tornaram possível a realização desta tese.

A meu orientador, Dr. Helio da Motta, pelo apoio, atenção e pela oportunidade de participar do experimento MINERVA.

À toda colaboração MINERVA, em especial ao Dr. Jorge Morfin, pelo apoio à comunidade latina, ao Dr. Vittorio Paolone e ao Dr. Steve Manly pelas sugestões dadas nas reuniões de progresso deste trabalho.

Aos *spokespersons* do experimento MINERVA, Dr. Kevin McFarland e Dra. Deborah Harris.

A todos os pesquisadores do CBPF, em especial ao Dr. Gilvan Alves.

Ao CNPq pela bolsa recebida durante o Mestrado.

Ao pessoal administrativo do CBPF, em especial Bete e Ricardo.

Um agradecimento especial a minha família que, apesar da distância, apoiaram-me em todo estes dois anos, com todo amor para minha mãe Rosa, meu pai José e meus irmãos José, Magaly e Jesús. A uma pessoa muito especial na minha vida, Gisela. Obrigado pelo apoio constante, suporte e por dar-me a motivação para ir em frente. Obrigado. Te amo.

A José e Ruth, bons amigos, obrigado pelos conselhos e apoio e, também, por fazer minha estadia no FERMILAB passar em um ambiente mais familiar. Obrigado, José, por sua paciência de ensinar tudo desde que cheguei ao FERMILAB e pelo apoio constante no desenvolvimento deste trabalho.

A David, um grande amigo, obrigado pela transmissão de conhecimento e conselhos úteis para o desenvolvimento desta tese, assim como por ter sido um companheiro de saídas.

A Arturo, uma boa pessoa e amigo, obrigado pelas ajudas com GAUDI.

Aos companheiros Dr. Cesar Castromonte, Kenyi Hurtado e Gonzalo da PUCP.

A meus professores da Universidad Nacional de Ingeniería.

## Agradecimientos

Mil gracias a Dios y todas las personas que hicieron posible la realización de esta tesis.

A mi orientador el Dr. Helio da Motta, por el apoyo, atención y la oportunidad de participar en el experimento MINER $\nu$ A.

A Toda la colaboración MINER $\nu$ A, en especial a Dr. Jorge Morfin por el apoyo a la comunidad latina, al Dr. Vittorio Paolone y el Dr. Steve Manly por las sugerencias durante las reuniones de avances de este trabajo.

A los Spokespersons del experimento MINER $\nu$ A, Dr. Kevin McFarland y Dra. Deborah Harris.

A todos los investigadores del CBPF, en especial al Dr. Gilvan Alves.

A CNPq por la beca concedida durante la Maestría.

Al personal administrativo del CBPF, especialmente a Bete y Ricardo.

Un agradecimiento especial para mi familia que a pesar de la distancia me apoyaron en todos estos dos años, con todo amor a mi madre Rosa a mi padre José y a mis hermanos José, Magaly y Jesús. A una persona muy especial en mi vida, Gisela, gracias por el constante apoyo, soporte y por darme la motivación para salir adelante. Gracias te amo.

A José y Ruth, buenos amigos, gracias por los consejos y el apoyo, también el hacer que mi estadía en FERMI LAB sea un ámbito más familiar. Muchas gracias José por la paciencia de enseñarme todo desde que llegué a FERMI LAB. Por el apoyo constante en el desarrollo de este trabajo.

A David un gran amigo, gracias por transmitirme esos conocimientos y muchos consejos útiles en el desarrollo de esta tesis así como el compañero de salidas.

A Arturo una buena persona y gran amigo, gracias por ayudarme con GAUDI .

A mis compañeros Dr. Cesar Castromonte, Kenyi Hurtado, Gonzalo de la PUCP.

A mis profesores de la Universidad Nacional de Ingeniería.

## Resumo

O experimento MINER $\nu$ A(Main Injector Experiment  $\nu - A$  interactions) dispõe de um detector de neutrinos de alta precisão que registra uma alta estatística de eventos (mais de 13 milhões em 4 anos de coleta de dados). O MINER $\nu$ A utiliza o feixe do neutrinos muônicos provenientes do NuMI (Neutrino Main Injector) do FERMILAB.

O detector permite o estudo das interações neutrino - núcleo em grande detalhe e, também, tem a capacidade de fazer estudo da produção do píons neutros mediante interações de corrente carregada e corrente neutra. Estes estudos são úteis para o suporte de novos experimentos de oscilação de neutrinos já que o  $\pi^0$  representa o principal *background* no estudo das oscilações  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Neste trabalho apresentamos a calibração dos chuveiros no detector MINER $\nu$ A de forma a desenvolver as primeiras ferramentas para a reconstrução de  $\pi^0$ .

## Abstract

The MINER $\nu$ A experiment (Main Injector Experiment  $\nu - A$  interactions) has a high precision neutrino detector able to record events with high statistic (over 13 millions in a four years run). MINER $\nu$ A uses the muon neutrino beam that comes from the NuMI (Neutrino Main Injector) in FERMILAB.

The detector allows the study of neutrino-nucleus interactions with details and also has the capability to study neutral pion production in charge current and neutral current processes. These studies are useful for new experiments in neutrino oscillations since the  $\pi^0$  represents the main background in the study of  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . We present in this dissertation an analysis of electromagnetic shower calibration in MINER $\nu$ A detector in order to develop the first tools for the  $\pi^0$  reconstruction.

## Colaboração MINERVA

L. Aliaga<sup>21</sup>, O. Altinok<sup>19</sup>, L. Bagby<sup>5</sup>, B. Baldin<sup>5</sup>, A. Bodek<sup>16</sup>, S. Boyd<sup>14</sup>, W. K. Brooks<sup>23</sup>, C. Brown<sup>22</sup>, H. Budd<sup>16</sup>, A. Butkevich<sup>8</sup>, D.A.M. Caicedo<sup>2</sup>, E. Carquin<sup>23</sup>, C. Castromonte<sup>2</sup>, M. E. Christy<sup>7</sup>, J. Chvojka<sup>16</sup>, I. Danko<sup>14</sup>, M. Day<sup>16</sup>, J. Devan<sup>21</sup>, M. Dvornikov<sup>23</sup>, S. Dytman<sup>14</sup>, G. Diaz<sup>15</sup>, B. Eberly<sup>14</sup>, J. Felix<sup>6</sup>, L. Fields<sup>13</sup>, G. A. Fiorentini<sup>2</sup>, R. Flight<sup>16</sup>, A. Gago<sup>15</sup>, C. Gingu<sup>5</sup>, R. Gran<sup>11</sup>, J. Grange<sup>24</sup>, D. Hahn<sup>5</sup>, D. A. Harris<sup>5</sup>, A. Higuera<sup>6</sup>, K. Hurtado<sup>2</sup>, M. Jerkins<sup>18</sup>, P. Kellogg<sup>22</sup>, J. Kilmer<sup>5</sup>, B. Kopeliovich<sup>23</sup>, S. Koop<sup>18</sup>, M. A. Kordosky<sup>21</sup>, S. Kulagin<sup>8</sup>, G. Kumbartzki<sup>17</sup>, T. Le<sup>17</sup>, H. Lee<sup>16</sup>, A. Liyanage<sup>7</sup>, L. Loiacano<sup>16</sup>, G. Maggi<sup>23</sup>, E. Maher<sup>10</sup>, S. Manly<sup>16</sup>, W. A. Mann<sup>19</sup>, C. Marshall<sup>16</sup>, C. Mari<sup>22</sup>, K. McFarland<sup>16</sup>, C. McGivern<sup>14</sup>, A. McGowan<sup>16</sup>, D. Meekins<sup>10</sup>, W. Melnitchouk<sup>10</sup>, A. Mislevic<sup>16</sup>, J. G. Morfin<sup>5</sup>, H. da Motta<sup>2</sup>, J. Mousseau<sup>24</sup>, D. Naples<sup>14</sup>, J. Nelson<sup>21</sup>, A. Norrick<sup>21</sup>, B. Osmanov<sup>24</sup>, J. Osta<sup>5</sup>, B. Pahlka<sup>5</sup>, J. Palomino<sup>2</sup>, V. Paolone<sup>14</sup>, J. Park<sup>16</sup>, E. Paschos<sup>5</sup>, C. Patrick<sup>13</sup>, G. Perdue<sup>16</sup>, J. Poage<sup>19</sup>, I. Potashnikova<sup>23</sup>, F. Prokoshin<sup>23</sup>, R. Ransome<sup>17</sup>, J. Ratchford<sup>18</sup>, H. Ray<sup>24</sup>, D. Schmitz<sup>5</sup>, C. Simon<sup>3</sup>, R. Snider<sup>5</sup>, J. Solano<sup>20</sup>, C. Sotelo<sup>2</sup>, N. Tagg<sup>22</sup>, W. Tan<sup>7</sup>, B. Tice<sup>17</sup>, E. Valencia<sup>6</sup>, J. Velasquez<sup>15</sup>, J. Walding<sup>22</sup>, T. Walton<sup>7</sup>, A. Westerberg<sup>11</sup>, J. Wolcott<sup>16</sup>, S. Wood<sup>10</sup>, G. Zavala<sup>6</sup>, D. Zhang<sup>21</sup>, L. Zhu<sup>7</sup>, B. Ziemer<sup>3</sup>.

University of Athens, Athens, Greece<sup>1</sup>

Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, Rio de Janeiro, Brazil<sup>2</sup>

University of California, Irvine, California<sup>3</sup>

University of Dortmund, Dortmund, Germany<sup>4</sup>

Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois<sup>5</sup>

Universidad de Guanajuato, Guanajuato, Mexico<sup>6</sup>

Hampton University, Hampton, Virginia<sup>7</sup>

Institute for Nuclear Research, Moscow, Russia<sup>8</sup>

James Madison University, Harrisonburg, Virginia<sup>9</sup>

Massachusetts College of Liberal Arts, North Adams, Massachusetts<sup>10</sup>

University of Minnesota Duluth, Duluth, Minnesota<sup>11</sup>

Northern Illinois University, DeKalb, Illinois<sup>12</sup>

Northwestern University, Evanston, IL<sup>13</sup>

University of Pittsburgh, Pittsburgh, Pennsylvania<sup>14</sup>

Pontificia Universidad Catolica del Peru, Lima, Peru<sup>15</sup>

University of Rochester, Rochester, New York<sup>16</sup>

Rutgers University, New Brunswick, New Jersey<sup>17</sup>

University of Texas-Austin, Texas<sup>18</sup>

Tufts University, Medford, Massachusetts<sup>19</sup>

Universidad Nacional de Ingenieria, Lima, Peru<sup>20</sup>

The College of William and Mary College, Williamsburg, Virginia<sup>21</sup>

Otterbein University, Westerville, Ohio<sup>22</sup>

Universidad Técnica Federico Santa María, Valparaíso, Chile<sup>23</sup>

University of Florida, Gainesville, Florida<sup>24</sup>

# Conteúdo

Agradecimentos	ii
Agradecimientos	iii
Resumo	iv
Abstract	v
Colaboração MINER $\nu$ A	vi
Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xiv
<b>1 Introdução</b>	<b>2</b>
<b>2 Física de Neutrinos</b>	<b>3</b>
2.1 História . . . . .	3
2.2 Modelo Padrão . . . . .	4
2.3 Neutrinos no Modelo Padrão . . . . .	5
2.4 Interação Neutrino-Núcleon . . . . .	7
2.5 Neutrinos com Massa, Mistura e Oscilação . . . . .	10
2.6 Experimentos com Neutrinos . . . . .	13
2.6.1 Neutrinos Atmosféricos . . . . .	13
2.6.2 Neutrinos em Aceleradores . . . . .	14
2.6.3 MiniBooNE . . . . .	14
2.6.4 Neutrinos de Reatores . . . . .	15
<b>3 Produção de <math>\pi^0</math></b>	<b>16</b>
3.1 Importância da identificação de $\pi^0$ . . . . .	16
3.2 Mecanismos de Produção de $\pi^0$ . . . . .	17



3.2.1	Produção Ressonante de $\pi^0$ . . . . .	17
3.2.2	Produção coerente de $\pi^0$ . . . . .	19
3.3	História Experimental . . . . .	20
<b>4</b>	<b>O Experimento MINER<math>\nu</math>A</b> . . . . .	<b>23</b>
4.1	O Feixe NuMI . . . . .	23
4.2	O Detector MINER $\nu$ A . . . . .	24
4.3	Tiras de Cintilador . . . . .	30
4.4	Os dispositivos fotossensores . . . . .	30
4.5	Calorímetros . . . . .	31
4.5.1	Calorímetro eletromagnético . . . . .	31
4.5.2	Calorímetro hadrônico . . . . .	32
4.6	Alvos nucleares . . . . .	33
4.7	Eletrônica e aquisição de dados (DAQ) . . . . .	34
4.7.1	Hardware do DAQ . . . . .	35
4.7.2	<i>Software</i> de Aquisição de dados (DAQ) . . . . .	36
4.8	Parâmetros do detector do MINER $\nu$ A . . . . .	36
4.9	Perspectivas do experimento MINER $\nu$ A . . . . .	37
4.9.1	Espalhamento quase-elástico . . . . .	41
4.9.2	Produção ressonante de píons . . . . .	42
4.9.3	Produção coerente de píons . . . . .	42
4.9.4	Dependência em $A$ da seção de choque coerente . . . . .	42
4.9.5	Produção de partículas estranhas e charmosas . . . . .	43
4.9.6	Espalhamento profundamente inelástico (DIS) . . . . .	45
4.10	Reconstrução de Eventos . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Constantes de Calibração</b> . . . . .	<b>48</b>
5.1	Introdução . . . . .	48
5.2	Amostra de elétrons no detector MINER $\nu$ A . . . . .	48
5.3	Cálculo do fator de calibração . . . . .	50
5.4	Análise de chuveiros contidos . . . . .	52
5.4.1	Dependência da energia . . . . .	52
5.5	Análise para chuveiros longos . . . . .	53
5.5.1	Cálculo das constantes de calibração para chuveiros compartilhados por dois subdetectores . . . . .	55

<b>6</b>	<b>Análise da energia associada à trajetória do múon</b>	<b>60</b>
6.1	Perda de energia associada a partículas carregada . . . . .	60
6.2	Múons no MINER $\nu$ A . . . . .	61
6.3	Resíduo da energia do múon . . . . .	62
6.3.1	Caracterização dos <i>blobs</i> vizinhos à trajetória de um múon . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Reconstrução do <math>\pi^0</math></b>	<b>68</b>
7.1	$\pi^0$ no detector MINER $\nu$ A . . . . .	68
7.2	Criando <i>blobs</i> usando a Transformada de Hough . . . . .	69
7.3	Reconstrução de fótons . . . . .	71
7.3.1	Reconstrução da energia do fóton . . . . .	72
7.3.2	Reconstrução da direção . . . . .	73
7.4	Reconstrução do $\pi^0$ . . . . .	74
7.4.1	Energia e momentum do $\pi^0$ . . . . .	76
7.4.2	Reconstrução da massa invariante . . . . .	77
7.4.3	Reconstrução do vértice da interação . . . . .	78
7.5	Estudos de $\pi^0$ no experimento MINER $\nu$ A . . . . .	80
<b>8</b>	<b>Conclusões</b>	<b>83</b>
<b>A</b>	<b>A Transformada de Hough</b>	<b>85</b>
A.1	Detecção de Linhas no Espaço de Hough . . . . .	85
<b>B</b>	<b>Códigos Desenvolvidos</b>	<b>88</b>
B.1	Algoritmo para a caracterização da energia associada ao muon . . . . .	88
B.1.1	BlobStudyAlg.h . . . . .	88
B.1.2	BlobStudyAlg.cpp . . . . .	90
B.2	Algoritmo para a criação de Blobs usando a Transformada de Hough . . . . .	101
B.2.1	HTtool.h . . . . .	101
B.2.2	HTtool.cpp . . . . .	101
B.2.3	HBlob.h . . . . .	105
B.2.4	HBlob.cpp . . . . .	107
B.3	Análise da reconstrução do $\pi^0$ . . . . .	116
B.3.1	Pi0Analysis.C . . . . .	116
	<b>Bibliografia</b>	<b>131</b>

# Lista de Figuras

2.1	Espalhamento Inelástico neutrino-núcleon. . . . .	8
2.2	Espalhamento Quase-Elastico. . . . .	9
2.3	Espalhamento Ressonante. . . . .	9
2.4	Processo DIS. . . . .	9
3.1	Dois eventos no experimento T2K. À esquerda vemos o sinal deixado por um elétron que serve para identificação da presença de $\nu_e$ e, à direita, como é visto um $\pi^0$ resultante da interação de $\nu_\mu$ . O sinal deixado pelo $\pi^0$ pode ser confundido com o sinal de um elétron. . . . .	17
3.2	Diagrama de Feynman para uma produção ressonante de $\pi^0$ . . . . .	18
3.3	Diagrama de Feynman para produção coerente de $\pi^0$ . . . . .	19
4.1	Componentes do feixe NuML. . . . .	23
4.2	Diferentes configurações do feixe NuML. . . . .	25
4.3	Vista superior do detector MINER $\nu$ A. . . . .	26
4.4	Vista das principais partes do Detector MINER $\nu$ A. . . . .	26
4.5	Vista de um módulo ativo do detector. À direita vemos os três planos X,U e V. Observa-se a rotação de $\pm 60$ graus dos planos U e V em relação aos planos X. . . . .	28
4.6	Vista de módulo ativo do detector. Um módulo é uma composição de planos UX ou VX. . . . .	28
4.7	Vista de módulo para o calorímetro eletromagnético. Um módulo é uma composição de planos de cintiladores e material absorvente. . . . .	29
4.8	Vista de módulo do calorímetro hadrônico. Um módulo é uma composição de planos de cintiladores e placas de ferro intercalados. . . . .	29
4.9	Corte transversal do prisma cintilador triangular com 3,3 cm de espessura e 1,7 cm de altura empregado no <i>Inner Detector</i> . . . . .	30
4.10	Arranjo de cintiladores para formar um plano. Cada tira contém uma fibra óptica inserida ao longo de seu comprimento. . . . .	31
4.11	Alvos nucleares: Vermelho = Fe, Cinza = Pb, Preto = C . . . . .	34

4.12	Alvo de água do experimento MINER $\nu$ A. . . . .	31
4.13	Diagrama esquemático do sistema de aquisição de dados do MINER $\nu$ A. . . . .	37
4.14	Eventos com topologias diferentes podem ser distinguidos graças à capacidade de reconstrução do detector do MINER $\nu$ A. Resultados obtidos com simulação. . . . .	40
4.15	Medidas de seção de choque para vários processos. Mostramos a região de energia acessível a diversos experimentos. Observa-se a faixa de energia de atuação do MINER $\nu$ A. Gráfico extraído de [71]. . . . .	41
4.16	Superior: medidas atuais da seção de choque quase-elástica. A linha pontilhada em azul emprega um modelo de gás de Fermi. Inferior: previsão dos resultados de medida da seção de choque quase-elástica esperada pelo MINER $\nu$ A (apenas erros estatísticos). . . . .	43
4.17	Comparação entre os resultados existentes para produção coerente de píons e os resultados esperados pelo experimento MINER $\nu$ A. . . . .	44
4.18	Seção de choque coerente como função de $A$ . A região sombreada indica a faixa de medidas anteriores. As cruzes são as previsões do modelo de Rein-Sehgal para espalhamento por C, Fe e Pb e os círculos são as previsões do modelo de Paschos-Kartavtsev. O experimento MINER $\nu$ A pode resolver as diferenças entre os diversos modelos. . . . .	44
4.19	Objetos reconstruídos no MINER $\nu$ A e no MINOS. Os <i>hits</i> são representados por pequenos triângulos, o traço é a linha e os <i>blobs</i> são os objetos verdes ou azuis. . . . .	47
4.20	Traço de um múon visto no detector do MINOS. . . . .	47
5.1	Elétron de 777 MeV dentro do detector MINER $\nu$ A como visto no mostrador de eventos “Arachne” [72]. O elétron foi produzido no início da região ativa. . . . .	49
5.2	Elétron de 791 MeV no Calorímetro eletromagnético. . . . .	49
5.3	Elétron de 1,908 GeV no Calorímetro Hadrônico. . . . .	50
5.4	Chuveiro produzido por um elétron de 6,9 GeV que inicia-se no <i>tracker</i> e termina no calorímetro eletromagnético. . . . .	50
5.5	Distribuição da constante de calibração para o sub-detector <i>tracker</i> (esquerda superior), calorímetro eletromagnético (direita superior) e calorímetro hadrônico (inferior) . . . . .	52
5.6	Distribuição da energia do elétron totalmente contido no <i>tracker</i> (esquerda superior), calorímetro eletromagnético (direita superior) e calorímetro hadrônico (inferior). . . . .	53

5.7	Dependência da constante de calibração na região do <i>tracker</i> em função da energia. Os valores maiores ocorrem para valores pequenos de energia. Para o <i>tracker</i> (esquerda superior) os valores altos da constante ocorrem para energia menor que 80 MeV. Para o calorímetro eletromagnético (direita superior) os valores mais altos ocorrem para energia abaixo de 20 MeV e para o calorímetro hadrônico os valores mais altos ocorrem para energias abaixo de 200 MeV. . . . .	54
5.8	<i>Event Display</i> para um elétron de 23 MeV de energia no detector nas vistas X, U e V. A quantidade de <i>hits</i> é pequena ou mesmo zero. . . . .	54
5.9	O gráfico da esquerda mostra a distribuição da constante de calibração para o <i>tracker</i> com um valor médio de 1,209 e o gráfico da direita mostra a dependência com a energia. . . . .	55
5.10	O gráfico da esquerda mostra a distribuição da constante de calibração para o calorímetro eletromagnético aplicando-se o corte e o gráfico da direita mostra a dependência com a energia. . . . .	55
5.11	O gráfico da esquerda mostra a distribuição da constante de calibração para o calorímetro hadrônico aplicando-se o corte e o gráfico da direita mostra a dependência da constante de calibração com a energia . . . . .	56
5.12	Distribuição da constante de calibração para o calorímetro eletromagnético empregando a expressão 5.3 (esquerda) e para o calorímetro hadrônico empregando a expressão 5.4 . . . . .	56
5.13	Distribuição da constante no calorímetro eletromagnético com corte no número de <i>hits</i> no segundo sub-detector. . . . .	57
5.14	Dependência das constantes de calibração nos calorímetros em função do número de <i>hits</i> . . . . .	57
5.15	Energia Monte Carlo versus energia reconstruída. Nenhum corte aplicado (esquerda superior), com corte no número mínimo de <i>hits</i> em cada vista (direita superior) e quando emprega-se corte no número mínimo de <i>hits</i> por vista e quantidade mínima de <i>hits</i> nos calorímetros. . . . .	58
6.1	Podem parar para o caso de um anti-múon que atravessa o cobre em função do momento do anti-múon [73]. . . . .	61
6.2	Evento de interação neutrino com um próton resultando em um múon que deixa um rastro (traço) no detector (evento gerado por Monte Carlo). . . . .	62
6.3	Trajetória de um múon no MINERνA. Podemos observar <i>blobs</i> energéticos que não são levados em conta na reconstrução da energia do múon . . . . .	63
6.4	Distribuição de <i>blobs</i> em uma amostra de múons. . . . .	63

6.5	Resíduo na reconstrução da energia do $\mu$ . O gráfico de cima trata de reconstrução quando não há <i>blobs</i> ao redor da trajetória do múon e o gráfico de baixo quando há <i>blobs</i> . O ajuste foi feito com duas gaussianas. . . . .	64
6.6	Distribuição da energia dos <i>blobs</i> que se encontram ao redor da trajetória do múon. . . . .	65
6.7	Resíduo na energia do $\mu^-$ quando a energia dos <i>blobs</i> é incluída. . . . .	66
6.8	<i>Blobs</i> ao redor da trajetória de um múon. Aqui mostram-se as distâncias $d$ e $l$ que caracterizam os <i>blobs</i> correspondentes ao traço do múon. . . . .	66
6.9	Distribuição dos parâmetros de caracterização dos <i>blobs</i> vizinhos à trajetória de um múon. . . . .	67
7.1	Evento $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow \bar{\nu}_\mu + n + \pi^0$ visto no detector MINER $\nu$ A. O $\pi^0$ decaí em dois $\gamma$ que deixam rastros no detector (evento simulado por Monte Carlo). As linhas dadas indicam as direções do $\pi^0$ , $\bar{\nu}_\mu$ e $n$ . . . . .	68
7.2	Conjunto de <i>clusters</i> usado como entrada para a transformada de Hough no plano XZ. A linha dada indica a direção do $\pi^0$ . . . . .	70
7.3	À esquerda é mostrado o espaço de Hough correspondente a todos os <i>clusters</i> vistos na figura 7.2 e, à direita, é mostrado o espaço de Hough quando uma coleção de <i>clusters</i> é removida. . . . .	70
7.4	Linhas retas obtidas como resultado da aplicação da transformada de Hough. Os pontos vermelho correspondem aos <i>clusters</i> do evento visto no detector MINER $\nu$ A e as linhas verdes correspondem às linhas de Hough. . . . .	71
7.5	Movendo a origem das coordenadas para o <i>cluster</i> com maior valor de $pe$ . . . . .	71
7.6	Espaço de Hough para uma amostra de <i>clusters</i> no plano XZ. nesta figura é possível distinguir entre dois máximos (os pontos com acumulação de curvas) correspondentes a cada uma das duas linha no plano cartesiano. . . . .	72
7.7	Fóton visto no detector MINER $\nu$ A. . . . .	73
7.8	Resultado da aplicação do algoritmo de formação de <i>blob</i> usando a transformada de Hough. . . . .	73
7.9	O gráfico da esquerda mostra a energia Monte Carlo (em vermelho) e a reconstruída (em azul). O gráfico da direita mostra a relação entre a energia Monte Carlo e a energia reconstruída na amostra de fótons. . . . .	74
7.10	Resíduo da direção de uma amostra de fótons com a projeção do ângulo no plano XZ (esquerda) e YZ (direita). . . . .	74
7.11	Um $\pi^0$ gerado dentro no detector MINER $\nu$ A decaí em dois fótons cujos chuveiros são identificados como <i>blobs</i> e empregados para a análise. . . . .	75
7.12	Formação de <i>blobs</i> para reconstrução do $\pi^0$ mostrado na figura 7.11. . . . .	75
7.13	Distribuição de <i>blobs</i> em uma amostra pura de $\pi^0$ . . . . .	76

7.14	Energia reconstruída e energia Monte Carlo para o fóton com maior energia (esquerda) e menor energia (direita). . . . .	77
7.15	Razão das energia para $\gamma_1$ e $\gamma_2$ no decaimento do $\pi^0$ . . . . .	77
7.16	Resíduo dos ângulos $\theta_{xz}$ e $\theta_{yz}$ para o fóton 1 . . . . .	78
7.17	Resíduos dos ângulos $\theta_{xz}$ e $\theta_{yz}$ para o fóton 2. . . . .	78
7.18	Reconstrução do cosseno do ângulo entre os dois fótons do decaimento do $\pi^0$ . . .	79
7.19	Distribuição da massa invariante reconstruída do $\pi^0$ . Um ajuste com duas gaussianas resulta em um valor médio de de 132,4 MeV para a primeira gaussianas. A menor gaussianas corresponde aos eventos no qual a direção não é bem reconstruída. . . . .	79
7.20	Resíduo para a coordenada X (superior esquerda), Y (superior direita) e Z (inferior) do vértice de decaimento do $\pi^0$ . . . . .	80
7.21	Evento de produção de $\pi^0$ em de corrente carregada. É possível distinguir dois <i>blobs</i> ( um vermelho e um verde) correspondentes aos fótons. . . . .	81
7.22	Formação de <i>blobs</i> pelos metodos <i>angle scan</i> e transformada de Hough para ângulos menores a 25°. O método de <i>angle scan</i> não consegue discriminar os dois <i>blobs</i> . . . . .	81
7.23	Vista de um evento obtido durante a tomada de dados. Temos uma superposição de uma interação de um neutrino (candidata a uma produção de $\pi^0$ por corrente carregada) e dois múons vindos vindos da rocha externa ao detector. . . . .	82
7.24	Cálculo da massa invariante (dados e Monte Carlo) empregando os dois métodos. . . . .	82
A.1	Linha reta no plano $xy$ que pode ser representada usando os parametros $\rho$ e $\theta$ . . .	86
A.2	A figura à esquerda mostra um conjunto de pontos e as linhas que resultam ao aplicarmos a transformada. A figura da direita mostra o espaço de Hough para estes pontos . . . . .	87

# Lista de Tabelas

2.1	Férmions do modelo Padrão. . . . .	5
2.2	Bósons Intermediários no Modelo Padrão. . . . .	5
3.1	Seção de choque para os feixe ANL([38, 39] e GGM [40, 41]) empregando os modelos de FN e RS. As unidades são expressas em $10^{-38}cm^2$ . . . . .	18
3.2	Medida inclusiva da produção de $\pi^0$ mostrando as razões entre os processos de corrente neutra e corrente carregada. . . . .	21
3.3	Medidas para produção coerente de $\pi^0$ . O experimento NOMAD consiste em um alvo de múltiplos materiais. . . . .	21
3.4	Medidas de produção incoerente de $\pi^0$ , mostrando as razões entre diferentes canais. Estas medidas correspondem às colaborações ANL, Gargamelle (GGM), Columbia-Illinois Rockefeller no BNL (CIR), e Aachen-Padova no CERN (AP). . . . .	22
3.5	Medidas de seções de choque para produção incoerente de $\pi^0$ . . . . .	22
4.1	Quantidade de eventos de corrente carregada nos alvos nucleares. . . . .	33
4.2	Algumas das exigências e parâmetros para o projeto da eletrônica do MINER $\nu$ A. . . . .	35
4.3	Parâmetros do detector do MINER $\nu$ A. . . . .	36
4.4	Medidas atuais de corrente neutra. . . . .	38
4.5	Número de eventos em diferentes tópicos (valores aproximados). . . . .	39
4.6	Incertezas nas medidas das seções de choque atuais e as esperadas após o experimento MINER $\nu$ A. . . . .	42
4.7	Amostras esperadas pelo experimento MINER $\nu$ A para diversos eventos de produção exclusiva de partículas estranha durante uma tomada de dados de 4 anos. . . . .	45
5.1	Amostra de elétrons gerados por MC para calibração do detector. . . . .	48
5.2	Amostra de elétrons para chuveiros longos. . . . .	50
5.3	Constante de calibração para cada sub-detector. . . . .	53
5.4	Número de <i>hits</i> necessários para a reconstrução de eventos . . . . .	58
5.5	Constantes de calibração. . . . .	59



# Capítulo 1

## Introdução

A física de neutrinos é um dos campos mais interessantes no mundo da física de partículas. Agora temos evidências que os neutrinos possuem uma massa não nula [1] e podem mudar de sabor [2]. A mudança de sabor, conhecida como oscilação de neutrinos, foi observada em experimentos com neutrinos solares, neutrinos atmosféricos e em experimentos com aceleradores. O presente trabalho, realizado no experimento MINER $\nu$ A, que faz uso da linha de feixe NuMI no FERMILAB (um feixe intenso de neutrinos), descreve parte de nossa atuação no grupo de reconstrução e análise. Apresentamos o trabalho feito na parte de *software* visando à reconstrução de  $\pi^0$ .

No Capítulo 2, faz-se uma breve introdução aos aspectos básicos da física de neutrinos, estado atual e, também, alguns experimentos realizados.

No Capítulo 3, faz-se uma breve introdução à produção de  $\pi^0$  em processos que envolvem neutrinos.

No Capítulo 4, descreve-se a linha do feixe NuMI e as principais características do experimento MINER $\nu$ A.

No Capítulo 5, descreve-se o estudo feito para determinação das constantes de calibração necessárias para a caracterização brasileira realce de chuveiros no detector MINER $\nu$ A, parte fundamental do processo de reconstrução de  $\pi^0$ .

No Capítulo 6, descreve-se uma análise da energia associada à trajetória de múons em MINER $\nu$ A.

No Capítulo 7, descreve-se o trabalho realizado para reconstrução de  $\pi^0$ .

No Capítulo 8, faz-se um sumário e apresentam-se as conclusões desta tese.

Acrescentamos dois apêndices: O apêndice A descreve o método da transformada de Hough usada na identificação de chuveiros e o apêndice B apresenta os algoritmos que desenvolvemos para a realização do trabalho apresentado nesta dissertação.

# Capítulo 2

## Física de Neutrinos

### 2.1 História

Em 1930, o físico Wolfgang Pauli enviou uma carta para os participantes da Conferência de Radioatividade em Tübingen (Alemanha) [3]. Ele propôs a existência de uma partícula para evitar a violação do princípio da conservação de energia no decaimento  $\beta$  que foi, inicialmente, entendido como um decaimento de dois corpos provenientes de uma transição nuclear resultando na emissão de um elétron. Neste decaimento, inicialmente suposto de dois corpos, o elétron deveria ter uma energia igual à transição nuclear. Em vez disso, a energia do elétron foi observada ter um espectro contínuo e nenhuma outra partícula era detectada. Isto levou Pauli a concluir, admitindo a validade da conservação da energia, que deveria existir uma segunda partícula neutra com spin  $\frac{1}{2}$ , a qual chamou de nêutron.

Em 1932, James Chadwick descobriu uma partícula neutra [4] com uma massa de valor muito próximo a do próton. O nome “nêutron” foi o primeiro candidato para designar essa nova partícula. Em 1934, Enrico Fermi desenvolveu a teoria do decaimento  $\beta$  incorporando a partícula neutra de Pauli [5] e deduziu que a partícula de Chadwick era muito pesada para ser esta partícula. Compreendendo que a partícula neutra deveria ter massa da ordem de grandeza da massa do elétron, Fermi chamou a nova partícula de “neutrino” (*pequeno neutron* em italiano).

Em 1934, Bethe e Peierls empregaram a teoria de Fermi e calcularam a seção de choque de neutrinos com a matéria [6] e concluíram que ela não podia ser observada e, em consequência, “não haviam meios de se detectar o neutrino”. Seus cálculos foram muito importantes para os experimentos modernos e para a avaliação de valores teóricos.

Nos anos 1940 Sakata e Inoue [7] e, independentemente, Marshak [8] sugeriram que o méson de Yukawa [9] era, na verdade, duas partículas diferentes: o pión e o múon. Lattes e colegas [10] notaram que o decaimento do pión em múon é muito similar ao decaimento  $\beta$  e deveria, então, envolver também um neutrino. Em 1953, Reines e Cowan [11] fizeram a primeira tentativa de observação de antineutrinos em um reator de Hanford, que proporcionava um fluxo da ordem de  $10^{12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , que é muito maior que o fluxo de qualquer fonte radioativa. Eles não observaram neutrinos diretamente e sim pósitrons provenientes da reação  $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$  em um tanque cheio cintilador líquido.

Em 1959, Melvin Schwartz conseguiu produzir um feixe de neutrinos a partir do decaimento de pions carregados que são o principal produto das colisões de um feixe de prótons com um alvo fixo. Lee e Yang discutiram a carência do evento  $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$  [12] com os fótons proveniente da aniquilação do  $\nu + \bar{\nu} \rightarrow \gamma$ . Isto sugeria que aqueles neutrinos são de tipos diferentes: um deles associado ao múon e outro associado ao elétron. Em 1962, Schwartz e colegas publicaram resultados do primeiro acelerador gerando neutrinos no Laboratório Nacional de Brookhaven. Eles mostraram que os neutrinos produzidos pelo feixe de pions carregados interagem para produzir apenas múons [13]. Isto era evidência de que existem mais de uma família de neutrinos.

Experimentos em 1974 completaram o descobrimento das duas gerações de quarks e léptons. Em 1975 Martin Perl e colegas no SLAC-LBL adicionaram um terceiro lépton: o tau  $\tau$ . Dois anos depois, Leon Lederman e colegas no FERMILAB descobriram o quark  $b$ . Isto sugeria que deveria existir uma terceira geração de neutrinos correspondente ao lépton  $\tau$ . Devido ao pouco tempo de vida do  $\tau$ , não foi possível encontrar evidências do  $\nu_\tau$  até o ano 2000 no experimento DONUT no FERMILAB [14].

## 2.2 Modelo Padrão

O Modelo Padrão é a teoria básica para a física de partículas elementares e descreve as interações fortes, eletromagnéticas e fracas<sup>1</sup>. Todos os fenômenos podem ser atribuídos a uma destas interações. Por exemplo, a força que mantém os prótons e nêutrons no núcleo atômico é a força forte; a que mantém o elétron ligado ao núcleo atômico é a força eletromagnética. No sol temos interações que são descritas pelas interações fracas.

O Modelo Padrão é uma teoria quântica de campos. É uma teoria de calibre não abeliana com grupo de simetria  $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ . O Modelo Padrão descreve a natureza em termos de partículas elementares (quarks e léptons) e partículas mediadoras das interações (bósons). Os quarks tem um tipo de carga, que é associada a um número quântico chamado "cor" que pode tomar os valores vermelho, azul ou verde. No Modelo Padrão as partículas de spin  $\frac{1}{2}$  são

<sup>1</sup>A gravitação não está incluída no Modelo Padrão.

os quarks que possuem cor e carga elétrica e que são os constituintes dos prótons, dos nêutrons e de todos os hádrons e os léptons (elétron  $e^-$ , múon  $\mu^-$ , tau  $\tau^-$  associados a seus respectivos neutrinos  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ ) que não possuem cor, já que não interagem fortemente, mas têm carga eletro-fraca. A matéria fermiônica é formada de três gerações de família com números quânticos similares mas com massa diferente.

Cada um dos mediadores está associado a um tipo de interação, como ilustrado na tabela 2.2: o fóton está associado com a interação eletromagnética: os bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  estão associados à interação fraca e os glúons estão associados à interação forte.

Geração	I	II	III
quarks	up (u)	charm (c)	top (t)
	down (d)	strange (s)	bottom (b)
léptons	e	$\mu$	$\tau$
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$

Tabela 2.1: Férmions do modelo Padrão.

Intermediário	Interação
$\gamma$	Electromagnética
$W^\pm, Z^0$	Fraca
g	Forte

Tabela 2.2: Bósons Intermediários no Modelo Padrão.

## 2.3 Neutrinos no Modelo Padrão

Os neutrinos são os únicos férmions do Modelo Padrão que interagem somente pela interação fraca. Isto ocorre pela troca de dois tipos de bósons: a troca de  $Z^0$ , chamada de interação de corrente neutra (NC em inglês) e a troca de  $W^\pm$ , chamada de interação de corrente carregada (CC em inglês). Quando um  $W$  é emitido a conservação de carga no vértice requer que um lépton carregado deixe o vértice da interação. Sabemos a que família pertence o neutrino incidente pelo tipo de partícula que sai da interação de corrente carregada. Por exemplo, o espalhamento de um  $e^-$  indica uma interação de " $\nu_e$ ", um  $\mu^-$  indica interação de um  $\nu_\mu$  e um  $\tau^-$  indica interação de  $\nu_\tau$ . Um neutrino sempre emite o bóson  $W^+$  e o antineutrino sempre emite  $W^-$  nas interações de corrente carregada. Também, para conservar a carga em um nível mais baixo, a interação de corrente carregada troca o sabor dos quarks. Por exemplo, se em uma interação neutrino-nêutron o nêutron absorve um  $W^+$ , então um próton tem que ser emitido. O bóson  $W^+$  converte um quark do tipo  $d$  em um quark do tipo  $u$ .

Em 1989, medições da largura da distribuição de massa do bóson  $Z^0$  realizadas pelos experimentos LEP [15] e SLD [16] determinaram que há três famílias de neutrinos que interagem fracamente. Estas partículas são  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$ . As interações de neutrinos são consistentes com o Modelo Padrão em interações fracas. No Modelo Padrão os neutrinos tem massa nula o que é consistente com os experimentos da época e também com a propriedade de “quiralidade” associada aos neutrinos<sup>2</sup>.

Para as partículas de Dirac com spin  $\frac{1}{2}$ , a helicidade é a projeção do spin da partícula na direção de seu movimento  $\hat{p}$  (Operador  $\Sigma \cdot \hat{p}$ ). A helicidade tem dois estados possíveis: spin alinhado em sentido oposto à direção do movimento (helicidade negativa) ou na mesma direção do movimento (helicidade positiva). Se uma partícula possui massa, então o sinal da helicidade é dependente do sistema de referência onde a partícula esteja sendo analisada. Se o sistema de referência está se movendo mais rapidamente que a partícula, o sinal do momentum muda mas o do spin não. Portanto, a helicidade muda.

A quiralidade é um invariante de Lorentz, assim como a helicidade para partículas de Dirac, tem dois estados: “quiralidade direita (RH)” e “quiralidade esquerda (LH)”. Para partículas sem massa, como os neutrinos do Modelo Padrão, a helicidade e a quiralidade são idênticas. Um férmion sem massa é puramente LH ou RH. Partículas com massa apresentam ambos os estados, o que significa que elas apresentam uma componente LH e outra RH. Do ponto de vista da mecânica quântica, o autoestado da helicidade para partículas com massa seria uma combinação dos estados de quiralidade.

Em 1956 foi demonstrado que os neutrinos são LH e os antineutrinos são RH [17]. Se os neutrinos respeitam a paridade, então uma quantidade igual de neutrinos LH e RH deveria ser produzida. Com base neste resultado, verificou-se que os neutrinos diferenciam-se dos outros férmions do Modelo Padrão por apresentarem uma quebra desta simetria. Este efeito é conhecido como “Violação da Paridade.”

Consideremos uma função de onda para um férmion separando as componentes LH e RH:

$$\psi = \psi_L + \psi_R \quad (2.1)$$

Podemos introduzir um operador de projeção:

$$\gamma^5 \psi_{L,R} = \mp \psi_{L,R} \quad (2.2)$$

Para forçar uma correta quiralidade nos cálculos que envolvem interação fraca, um fator  $(1 - \gamma^5)/2$  é incluído em cada vértice onde ocorre interação de um neutrino. Extensões do Modelo Padrão podem incluir neutrinos RH e antineutrinos LH mas eles não podem ser detectados devido a que eles não interagem. Eles não interagem eletromagneticamente, pois

<sup>2</sup>Para partículas sem massa a helicidade é um conceito similar ao de quiralidade.

são partículas neutras, ou via interação forte, devido a que são léptons. Neutrinos RH de Dirac não se encaixam ao Modelo Padrão devido ao fato que eles são de quiralidade esquerda. Eles são chamado neutrinos estéreis. Por definição o Modelo Padrão não tem neutrinos com quiralidade direita.

Sem um par RH o neutrino pode não ter um termo da massa na Lagrangiana de Dirac. A Lagrangiana para uma partícula livre de spin  $\frac{1}{2}$  é:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi - m\bar{\psi}\psi. \quad (2.3)$$

onde  $\bar{\psi}$  e  $\psi$  podem ser escritos como:

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)\psi, \quad (2.4)$$

$$\bar{\psi}_{L,R} = \frac{1}{2}\bar{\psi}(1 \pm \gamma^5). \quad (2.5)$$

Donde obtemos:

$$\bar{\psi}\psi = \bar{\psi} \left[ \frac{1+\gamma^5}{2} + \frac{1-\gamma^5}{2} \right] \left[ \frac{1+\gamma^5}{2} + \frac{1-\gamma^5}{2} \right] \psi = \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L. \quad (2.6)$$

O que quer dizer que o termo de "massa"  $m\bar{\psi}\psi$  na Lagrangiana faz uma mistura dos estados fermiônicos RH e LH. Se o férmion só tem uma quiralidade, então o termo de massa de Dirac desaparece automaticamente. No Modelo Padrão não há um termo de massa associado aos neutrinos.

## 2.4 Interação Neutrino-Nucleon

Sejam as seguintes interações:

$$\nu N \rightarrow l^- X \quad (2.7)$$

$$\nu N \rightarrow \nu X \quad (2.8)$$

$$\bar{\nu} N \rightarrow l^+ X \quad (2.9)$$

$$\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} X \quad (2.10)$$

onde  $l^\pm$  representa um lépton arbitrário e  $X$  representa os hádrons que são produzidos em uma colisão inelástica como ilustrado na figura 2.1. Neste tipo de processo só a energia e o ângulo de espalhamento das partículas resultantes são medidos. Estes tipos de interações são mediadas pelos bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$ . Para neutrinos e para antineutrinos podemos distinguir entre interações de corrente neutra e de corrente carregada.

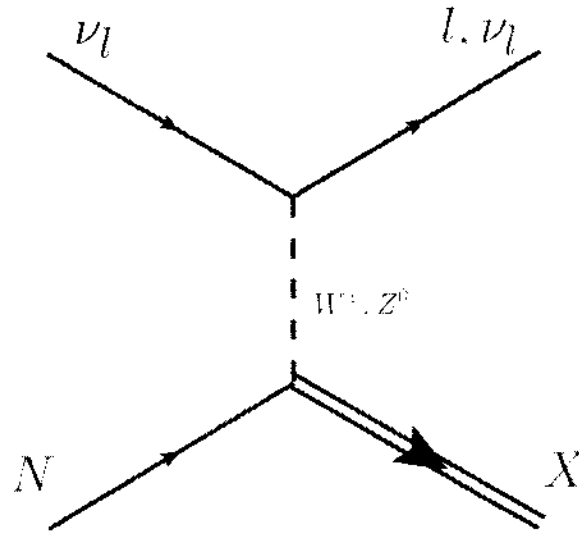


Figura 2.1: Espalhamento Inelástico neutrino-núcleon.

$$\sigma = \sigma^{CC} + \sigma^{NC}. \quad (2.11)$$

Para cada um deles há três processos que contribuem para a seção de choque total:

$$\sigma^{CC,NC} = \sigma(QE) + \sigma(RES) + \sigma(No - RES/DIS). \quad (2.12)$$

Quase-Elástico (QE)

$$CC : \quad \nu N \rightarrow l N' \quad (2.13)$$

$$NC : \quad \nu N \rightarrow \nu N' \quad (2.14)$$

onde  $N$  representa um nucleon e  $N'$  um nucleon no estado final da interação.

Produção Ressonante

$$CC : \quad \nu N \rightarrow l R \quad (2.15)$$

$$NC : \quad \nu N \rightarrow \nu R \quad (2.16)$$

onde  $R$  representa um estado ressonante, em geral um bárion.

Não-Ressonante / Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS):

$$CC : \quad \nu N \rightarrow l X \quad (2.17)$$

$$NC : \quad \nu N \rightarrow \nu X \quad (2.18)$$

Onde  $\nu$  representa qualquer tipo de família de neutrinos assim como sua antipartícula. O termo quase-elástico quer dizer que o neutrino troca de identidade com seu lépton associado. Se

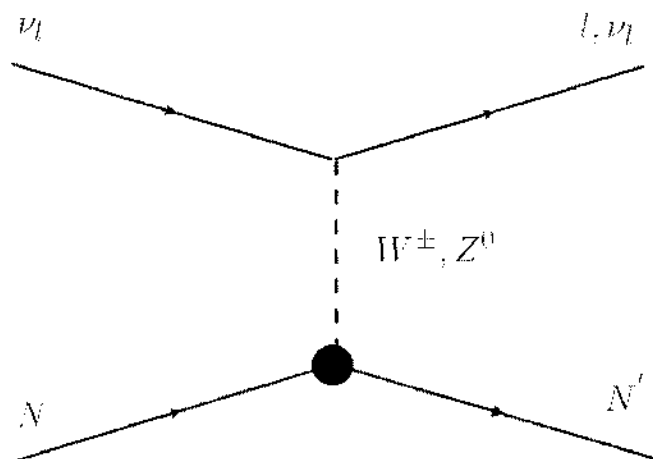


Figura 2.2: Espalhamento Quase-Elástico.

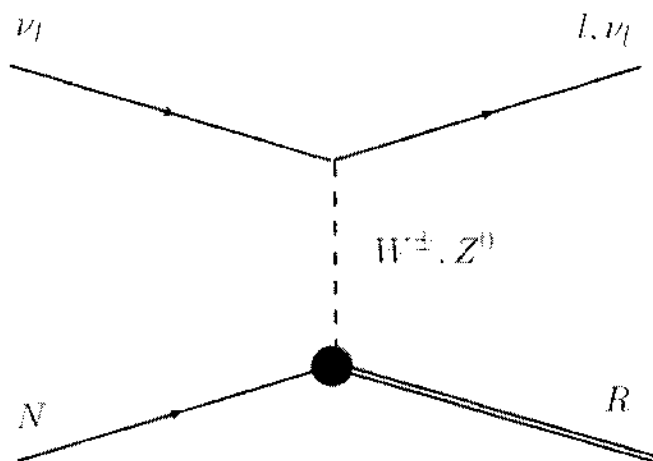


Figura 2.3: Espalhamento Ressonante.

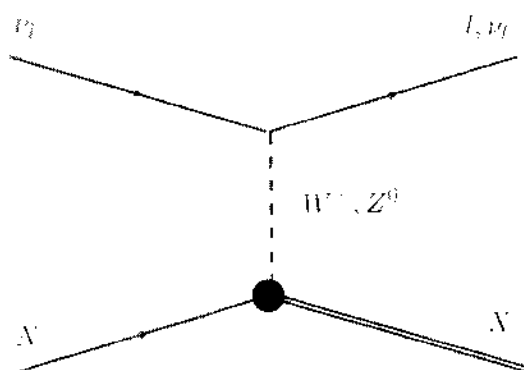


Figura 2.4: Processo DIS.

o lépton que sai da interação continua sendo um neutrino o processo é chamado “elástico”. O termo “Profundamente Inelástico” refere-se ao regime cinemático onde  $Q^2$  é a massa hadrônica



do estado final são muito grandes comparada aos valores típicos.

## 2.5 Neutrinos com Massa, Mistura e Oscilação

Na teoria de campo relativística há dois tipos de termos da massa para férmions que são invariantes de Lorentz: a massa de Dirac e a massa de Majorana. A massa de Dirac conecta as componentes da esquerda e da direita do mesmo campo, enquanto a massa de Majorana liga os componentes da esquerda e direita de campos conjugados. Se os neutrinos têm uma massa do tipo de Majorana, eles são suas próprias antipartículas. Não há um termo de massa de Dirac já que somente neutrinos com uma quiralidade esquerda são considerado no Modelo Padrão. Não podem ter a massa de Majorana já que a teoria requer a conservação do número leptônico  $\Delta L = 2$ . Portanto, qualquer teoria que incorpore massa aos neutrinos deve estar além do Modelo Padrão. Na atualidade não é possível distinguir entre neutrinos de Dirac e de Majorana em experimentos de oscilação de neutrinos no vácuo [18] e na matéria [19]. Introduzindo os neutrinos de quiralidade direita  $\nu_R$ , obtemos um termo de massa de Dirac da forma:

$$\mathcal{L} = \bar{\nu}_R M^0 \nu_L + h.c. = \bar{\nu}_{lR} M_{l'l'}^0 \nu_{l'L} + h.c. \quad (2.19)$$

onde  $l, l' = e, \mu, \tau$  e  $M^0$  é uma matriz  $3 \times 3$ . A matriz tem que ser diagonalizada para obtermos os estados físicos. Uma matriz complexa pode ser diagonalizada da forma:

$$V^{-1} M^0 U = m \quad (2.20)$$

onde  $V$  e  $U$  são matrizes unitárias e  $m_{ik} = m_k \delta_{ik}$ . A lagrangiana de Dirac:

$$\mathcal{L} = \sum_{i,k=1,2,3} \bar{\nu}_{iR} \delta_{ik} m_k \nu_{kL} + h.c. = \sum_{i=1,2,3} m_i \bar{\nu}_{iR} \nu_{iL} + h.c. = \sum_{i=1,2,3} m_i \bar{\nu}_i \nu_i \quad (2.21)$$

Onde:

$$\nu_{iL} = \sum_{j=1,2,3} U_{ji} \nu_{jL}, \quad l = e, \mu, \tau. \quad (2.22)$$

De uma forma reduzida:

$$\nu_f = U \nu \quad (2.23)$$

onde  $\nu_f = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$  são os sabores de base.  $\nu = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$  são os estados de massa da equação 2.21. Notamos que  $\nu_i$  é um campo de neutrinos com massa  $m_i$ . A equação 2.23 implica que os campos de sabores no modelo padrão são uma combinação linear de neutrinos com quiralidade esquerda com uma massa definida. A matriz  $U$  é chamada matriz de mistura de neutrinos e pode ser escrita como o produto de três matrizes de rotação, onde uma delas tem uma fase diferente.

$$U = U_{23}(\theta_{23})U_{13}(\theta_{13}, \delta)U_{12}(\theta_{12}) \quad (2.24)$$

com  $0 \leq \theta_{ij} \leq \frac{\pi}{2}$  e  $0 \leq \delta \leq 2\pi$ . Usando a parametrização padrão desta matriz [20, 21]

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -c_{23} & s_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & c_{13}s_{12} & e^{-i\delta}s_{13} \\ -s_{12}c_{23} - e^{i\delta}c_{12}s_{13}s_{23} & c_{12}c_{23} - e^{i\delta}s_{12}s_{13}s_{23} & c_{13}s_{23} \\ -e^{i\delta}c_{12}s_{13}c_{23} + s_{12}s_{23} & -e^{i\delta}s_{12}s_{13}c_{23} - c_{12}s_{23} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

onde empregamos a notação :  $\text{sen}\theta_{ij} = s_{ij}$  e  $\text{cos}\theta_{ij} = c_{ij}$ .

Os termos de massa implicam serem os neutrinos uma combinação linear dos estados de massa. Uma consequência disto é que neutrinos podem mudar de sabor quando a eles se adiciona massa já que um neutrino de estado de sabor produzido pelo decaimento fraco é uma combinação linear dos autoestados de massa. Durante a propagação, os neutrinos com diferentes massas desenvolvem uma diferença de fases que aumenta com o tempo e com a distância. A probabilidade de se encontrar um neutrino de determinado sabor é uma função periódica da distância entre a fonte e o detector. Isto é chamado de "oscilação de neutrinos".

Consideremos um sistema de três neutrinos  $\nu = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$  com diferentes massas e com o mesmo momentum  $p$ . Seja  $\psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3)$  a função de onda para cada neutrino. A evolução temporal é descrita pela equação de Schrödinger:

$$i\frac{d\psi}{dt} = H_0\psi \quad (2.27)$$

Para uma propagação livre no espaço temos

$$H_0\psi_i = E_i\psi_i, \quad E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \quad (2.28)$$

No limite ultra-relativístico, onde  $p \gg m_i$ ,  $E_i \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \simeq p + \frac{m_i^2}{2E}$ , temos:

$$i\frac{d\psi}{dt} = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix} \psi. \quad (2.29)$$

Esta equação determina como os neutrinos se propagam no vácuo. Para encontrar as probabilidades de oscilação vamos supor que temos um neutrino em um certo estado de sabor produzido pela interação fraca. Ele é, então, uma combinação dos estados de massa.

$$|\nu_l\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{li} |\nu_i\rangle. \quad (2.30)$$

Na propagação os estados evoluem no tempo e, em um tempo  $t$  depois da produção, temos o estado:

$$|\nu_l(t)\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{li} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}t} |\nu_i\rangle. \quad (2.31)$$

Como as matrizes de mistura são unitárias é possível obter as inversas e expressar os neutrinos de autocstados de massa em termos dos neutrinos de sabor.

$$|\nu_i\rangle = \sum_{l=e,\nu,\tau} U_{li}^* |\nu_l\rangle. \quad (2.32)$$

Então:

$$|\nu_l(t)\rangle = \sum_{i,l'} U_{li} U_{l'i}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2E}t} |\nu_{l'}\rangle. \quad (2.33)$$

A amplitude de oscilação de um neutrino de sabor  $l$  a um neutrino de sabor  $l'$ ,  $A(\nu_l \rightarrow \nu_{l'})$ , em um tempo  $t$  depois da produção é expressa por

$$A(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) \equiv \langle \nu_{l'} | \nu_l(t) \rangle = \sum_i U_{li} U_{l'i}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2E}t}. \quad (2.34)$$

A probabilidade  $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) \equiv |A(\nu_l \rightarrow \nu_{l'})|^2$  é dada por

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \sum_{i,j} U_{li} U_{lj}^* U_{l'i}^* U_{l'j} e^{-i\frac{m_i^2 - m_j^2}{2E}L}. \quad (2.35)$$

No limite relativístico ( $c \simeq 1$ )  $L \simeq t$  onde  $L$  é a distância da fonte, e a fase

$$\phi_{ij} \equiv \frac{m_i^2 - m_j^2}{4E} L. \quad (2.36)$$

Com esta notação temos:

$$\begin{aligned} P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) &= \sum_{i,j} U_{li} U_{lj}^* U_{l'i}^* U_{l'j} e^{-2i\phi_{ij}} \\ &= \delta_{ll'} - \sum_{i \neq j} U_{li} U_{lj}^* U_{l'i}^* U_{l'j} (e^{-2i\phi_{ij}} - 1) \end{aligned} \quad (2.37)$$

Sendo  $J_{ij}^{ll'}$  =  $U_{li} U_{lj}^* U_{l'i}^* U_{l'j}$  e  $J_{ij}^{ll'} = \text{Re} J_{ij}^{ll'} + i \text{Im} J_{ij}^{ll'}$  podemos escrever a equação da probabilidade da oscilação de neutrinos como

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \delta_{ll'} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(J_{ij}^{ll'}) \sin^2 \phi_{ij} + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(J_{ij}^{ll'}) \sin 2\phi_{ij}. \quad (2.38)$$

A forma senoidal da probabilidade de transmutação deu origem à denominação da “oscilação do neutrinos”. Da equação 2.38 podemos fazer as seguintes observações:

- Se os neutrinos não têm massa degenerada de forma que o termo  $\Delta m^2 = m_i^2 - m_j^2 = 0$ , então a probabilidade fica reduzida a  $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \delta_{ll'}$  e os neutrinos não mudam de sabor. A oscilação de neutrinos é um índice de que a massa dos neutrinos não é nula.
- Se a matriz de mistura é diagonal então os estados de massa não se misturam e a probabilidade fica, uma vez mais, na forma  $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \delta_{ll'}$  e a troca de sabor não ocorre por oscilação.
- Na equação 2.38 a primeira soma é par, devido à simetria CP, mas a segunda soma é ímpar. Como  $\bar{\nu}_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'}$  é a imagem especular da simetria CP de  $\nu_l \rightarrow \nu_{l'}$  então  $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) \neq P(\bar{\nu}_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'})$ .
- A probabilidade depende da diferença de massa e não é possível, então, determinar a massa absoluta dos neutrinos. É possível determinar  $\Delta m^2$  comparando as probabilidades de oscilação de neutrinos e de antineutrinos para neutrinos passando através de matéria densa [22].

## 2.6 Experimentos com Neutrinos

### 2.6.1 Neutrinos Atmosféricos

#### Super-Kamiokande

É um experimento localizado na mina Mozumi, no Japão, que consiste de um grande detector Cherenkov de água situado a uma profundidade de 1.000 m correspondendo a 2.700 metros de equivalente de água. Sua massa total é de 50 kt. A geometria do detector é cilíndrica e ele é cheio com 690 t de água. O experimento detecta neutrinos a partir do deslocamento do elétron no espalhamento elástico  $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ . Embora o experimento seja sensível aos três sabores de neutrinos a reação de espalhamento elástico é dominada pelo fluxo de  $\nu_e$ . O experimento Super-Kamiokande [23] encontrou evidência de oscilações de neutrinos ao registrar um déficit de  $\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_\mu$ ) enquanto observava o fluxo esperado de  $\nu_e$  ( $\bar{\nu}_e$ ).

#### Soudan2

Tem um detector consistindo de um calorímetro com capacidade de rastreamento que foi instalado a 2.090 mca<sup>3</sup> em uma mina em Soudan, Minessota, Estados Unidos. Possui massa total de 963 t e foi construído para buscar decaimentos de núcleos.

---

<sup>3</sup>metros equivalentes de água

O experimento Soudan2 [24] observou o mesmo efeito de oscilação de neutrinos, de forma consistente com os resultados do experimento de Super-Kamiokande. O mesmo efeito foi, então, observado por dois experimentos diferentes empregando detectores com estruturas diferentes.

## SNO

O Observatório de Neutrinos de Sudbury (SNO) é um detector Cherenkov de 1 kt de água pesada  $D_2O$  ultra pura localizado a uma profundidade equivalente a 6.010 meca na mina Sudbury, no Canadá. O experimento mediu o fluxo de neutrinos solares [25].

## MACRO

Realizado no Laboratório de Gran Sasso, Itália. O detector estava localizado a uma profundidade de 3.700 meca e tinha como objetivo buscar monopolos e múons vindos de fontes cósmicas [26].

### 2.6.2 Neutrinos em Aceleradores

#### K2K

É um experimento que direciona um feixe de neutrinos muônicos de 12 GeV desde KEK, localizado em Tsukuba, Japão até o observatório do Kamioka a uma distância de 250 km. Os múons viajam através da Terra e as distâncias envolvidas permitem que eles oscilem trocando de sabor em neutrinos eletrônicos e neutrinos tauônicos. K2K está focado no estudo das oscilações  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  [27].

#### MINOS

O experimento MINOS [28] estuda as oscilações de neutrinos fazendo uso do feixe NuMI no FERMILAB. Consta de dois detectores o detector próximo, localizado a 1 km da fonte de neutrinos e o detector distante localizado a 750 km da fonte de neutrinos. MINOS observou um total de 215 eventos com neutrinos abaixo de 30 GeV comparado com  $336,0 \pm 18,3 \pm 14,4$  eventos que seriam esperados caso não ocorressem oscilações.

### 2.6.3 MiniBooNE

O MiniBooNE [29] é um experimento no FERMILAB concebido para observar oscilações de neutrinos<sup>4</sup>. O feixe de neutrinos, que consiste principalmente de neutrinos muônicos, é dirigido

<sup>4</sup>BooNE corresponde a Booster Neutrino Experiment.

a um detector preenchido com 800 toneladas de óleo mineral e revestido com 1.280 tubos fotomultiplicadores.

### 2.6.4 Neutrinos de Reatores

#### CHOOZ

Localizado na França o detector tem um volume central de cintilador com massa de 5 t onde  $\bar{\nu}_e$  vindos do reator interagem. Os resultados deste experimento [30] confirmam o desaparecimento de  $\bar{\nu}_e$ . O experimento Double CHOOZ segue ao experimento CHOOZ e emprega dois detectores idênticos, um posicionado a 400 m e outro a 1,05 km de distância entre núcleos de reatores de Chooz. O experimento tem como objetivo medir o ângulo de mistura  $\theta_{13}$  em um intervalo maior que o experimento CHOOZ.

#### Daya Bay

Localizado na China, estuda o fenômeno da oscilação de neutrinos e foi projetado para realizar a medida do ângulo de mistura  $\theta_{13}$  usando antineutrinos produzidos pelos reatores da Base Nuclear de Potência de DayaBay. Em março de 2012 a colaboração anunciou a medida de  $\theta_{13} \neq 0$  [31], com  $5,2\sigma$

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,092 \pm 0,016(\text{estat}) \pm 0,005(\text{sist}). \quad (2.39)$$

# Capítulo 3

## Produção de $\pi^0$

### 3.1 Importância da identificação de $\pi^0$

A correta identificação e caracterização de  $\pi^0$  em processos de interação neutrino-núcleo é importante no estudo dos processos nucleares. Além disso,  $\pi^0$  constituem a principal fonte de *background* em experimentos de oscilação de neutrinos que buscam observar  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Nestes experimentos o  $\nu_e$  é detectado mediante a interação quase-elástica (CCQE) do tipo

$$\nu_e + n \rightarrow e + p \quad (3.1)$$

Como exemplo, consideremos o experimento T2K (Tokai to Kamioka) [32] que é um experimento de neutrinos usando o detector Super-Kamiokande (SK) como o detector distante. O T2K faz uso dos processos quase-elásticos para observar  $\nu_e$  no detector SK, que emprega um alvo de água onde a detecção é feita mediante efeito Cherenkov no processo CCQE. Nos processos de interação quase-elástica (equação 3.1) do experimento T2K, o elétron no estado final é detectado mediante um anel e eles são marcados como um anel-Cherenkov tipo-elétron (*e-like*). Assim, um elétron é visível como um anel<sup>1</sup>. Os eventos com anel são tomados como candidatos a processos CCQE.

Os neutrinos muônicos provenientes do fluxo podem interagir e produzir  $\pi^0$  mediante interação de corrente neutra ou carregada

$$\nu_\mu + n \rightarrow p^+ + \mu^- + \pi^0 \quad (3.2)$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow n + \nu_\mu + \pi^0 \quad (3.3)$$

Os principais modos de decaimento do  $\pi^0$  são:  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  que representa 98,789%, e  $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$  representando 1,198% [33]. Podemos considerar que o  $\pi^0$  decai, principalmente,

---

<sup>1</sup>O próton presente no processo CCQE fica abaixo do patamar de radiação Cherenkov na água.

em dois fótons que produzem dois anéis no detector. Nas vezes em que o ângulo entre as direções dos fótons é muito pequeno, os fótons saem quase paralelos e os anéis deixados no detector podem confundir-se com um único anel como o produzido pelo elétron do processo quase-elástico. A figura 3.1 mostra, para o experimento T2K, o anel deixado por um elétron e os anéis produzidos pelos fótons do decaimento de um  $\pi^0$  quando o ângulo entre as direções dos fótons é pequeno<sup>2</sup>.

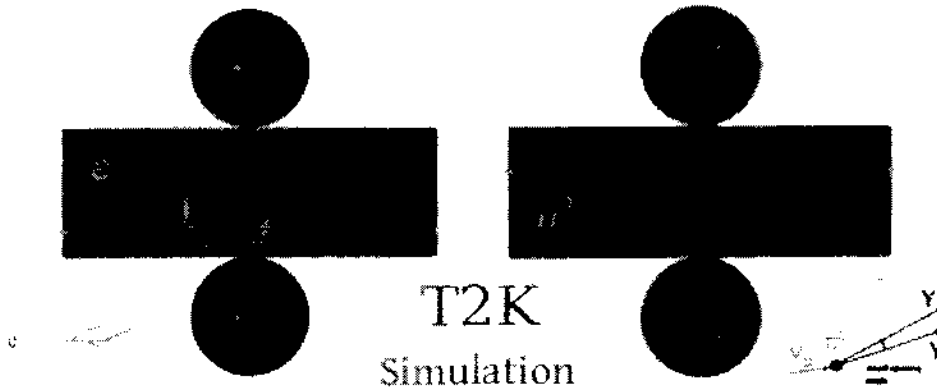


Figura 3.1: Dois eventos no experimento T2K. À esquerda vemos o sinal deixado por um elétron que serve para identificação da presença de  $\nu_e$  e, à direita, como é visto um  $\pi^0$  resultante da interação de  $\nu_\mu$ . O sinal deixado pelo  $\pi^0$  pode ser confundido com o sinal de um elétron.

É importante, então, para caracterização do *background*, que haja um bom conhecimento da seção de choque de produção de  $\pi^0$ .

## 3.2 Mecanismos de Produção de $\pi^0$

### 3.2.1 Produção Ressonante de $\pi^0$

O mecanismo de produção de  $\pi^0$  mediante os processos ressonantes corresponde à maior contribuição de produção na região de energia de alguns GeV. O processo ressonante consiste no caso em que o neutrino interage com os nucleões do núcleo gerando uma excitação e um subsequente decaimento piônico de ressonância como é mostrado na equação 3.4:



A figura 3.2 mostra um diagrama de Feynman para uma produção ressonante de  $\pi^0$ .

<sup>2</sup>Quando apenas um dos fótons tem energia acima do patamar do Cherenkov apenas um anel observado.



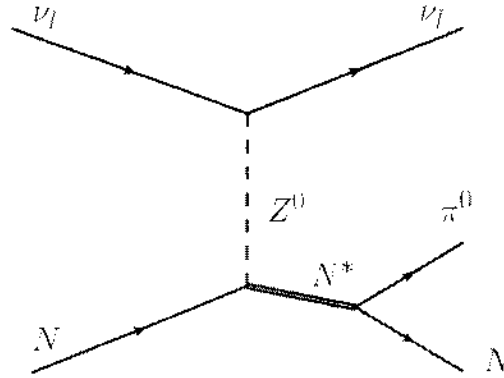


Figura 3.2: Diagrama de Feynman para uma produção ressonante de  $\pi^0$ .

Para o estudo destas interações temos modelos teóricos como, por exemplo, o Modelo Fogli e Narduli (FN) que expressam a amplitude de transição nuclear assumindo a conservação da corrente vetorial (CVC) e a conservação parcial da corrente vetorial axial (PCAC). Este modelo calcula a seção de choque considerando a ressonância com  $m_{N\pi} < 1,6$  GeV [34]. Outro modelo para este tipo de produção é o modelo de Rein e Sehgal [35] que é considerado como uma expansão do modelo “Relativístico de um Oscilador Harmônico de Quarks” (FKR - Feynman, Kislinger e Ravndal) [36] onde o nucleon é tratado como um estado fundamental do oscilador harmônico e qualquer estado excitado como uma ressonância dos bárions.

O modelo de Rein e Sehgal inclui todas as ressonâncias com  $m_{N\pi} < 2,0$  GeV resultando em um total de 18 ressonâncias [37]. A tabela 3.1 mostra a seção de choque para o caso da produção de  $\pi^0$  mediante corrente neutra, para os dois modelos Fogli e Narduli (FN) e Rein e Sehgal (RS). Estes modelos predizem a seção do choque para um só pion mediante uma interação neutrino-nucleon.

Canal	ANL 0,4-0.6 GeV		GGM (1-10GeV)	
	RS	FN	RS	FN
$\sigma(\nu + p \rightarrow \nu + p + \pi^0)$	0,035	0,036	0,083	0,090
$\sigma(\nu + n \rightarrow \nu + n + \pi^0)$	0,033	0,038	0,086	0,105

Tabela 3.1: Seção de choque para os feixes ANL([38, 39] e GGM [40, 41]) empregando os modelos de FN e RS. As unidades são expressas em  $10^{-38} \text{cm}^2$ .

Há outros efeitos nucleares chamados interações de estado final onde os nucleons e mésons produzidos por uma interação primária de neutrino-nucleon interagem com a matéria nuclear antes de sair do núcleo. As interações de nucleons e mésons no alvo nuclear podem modificar o número de partículas produzidas, seus momenta, mudar os estados e as direções. Embora exista uma diversidade de aproximações teóricas para um modelo destes processos as incertezas são

grandes. A cinemática do  $\pi^0$  é importante para comparar as predições teóricas com os resultados experimentais. Portanto, não apenas as medições da seção de choque total são importantes mas também a cinemática dos  $\pi^0$  produzidos.

### 3.2.2 Produção coerente de $\pi^0$

Uma contribuição pequena provém do espalhamento coerente, quando o neutrino interage com o núcleo que é excitado e, depois, um  $\pi^0$  é liberado. Isto quer dizer que as dimensões efetivas do espaço, envolvidas na interação, são grandes comparadas com as dimensões do núcleo-alvo, isto é:

$$\frac{1}{|t|} > R, \quad (3.5)$$

onde  $t$  e  $R$  são, respectivamente, o quadrimomentum transferido ao alvo nuclear e o raio do alvo nuclear. Devido ao pequeno momentum transferido ao núcleo o lépton que sai e o pión tendem a seguir na direção frontal no sistema de laboratório e o núcleo não é destruído. A produção coerente pode ocorrer mediante interações de corrente neutra ou corrente carregada.

$$\nu_\mu + A \rightarrow \mu^- + A + \pi^+ \quad (3.6)$$

$$\nu_\mu + A \rightarrow \nu_\mu + A + \pi^0 \quad (3.7)$$

onde  $A$  é o núcleo. A figura 3.3 mostra o diagrama de Feynman correspondente ao processo de corrente neutra descrito na equação 3.7.

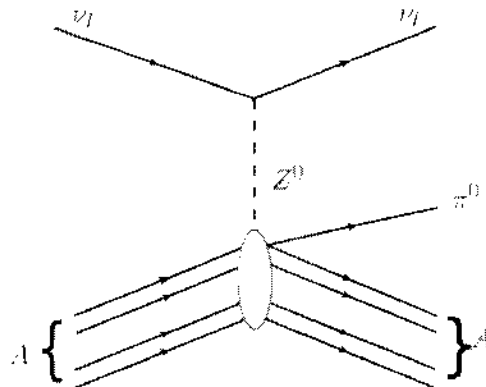


Figura 3.3: Diagrama de Feynman para produção coerente de  $\pi^0$ .

Há vários modelos teóricos para a produção coerente de  $\pi^0$  que são classificados em dois tipos. O primeiro está baseado no teorema de Adlers para Corrente Vetorial Axial Parcialmente Conservada (PCAC) [42] que associa a seção de choque neutrino-núcleo à seção de choque pión-núcleo a  $Q^2 = 0$ , onde  $Q^2 \equiv -(P_l - P_\nu)^2$  é o quadrado do quadrimomentum transferido e  $P_l$  e

$P_\nu$  são, respectivamente, o quadrimomento do lépton produzido e do neutrino incidente. Uma extrapolação para  $Q^2 \neq 0$  pode ser feita [43]. O segundo está baseado na descrição da produção coerente da ressonância  $\Delta$  no núcleo usando um propagador- $\Delta$  modificado e uma função de onda distorcida para o pión [44].

### 3.3 História Experimental

No estudo da teoria das interações fracas, a produção de  $\pi^0$  aumentou de importância depois das primeiras observações de corrente neutra pela colaboração Gargamelle (GGM) no CERN [38] que mediu a razão de produção  $\pi^0/\pi^\pm$  em corrente neutra (NC). Medidas posteriores também forneceram razões de produção de  $\pi^0$  em relação a outros canais [40, 45]. Estes experimentos concentraram-se na medição desta razões devido às limitações no conhecimento do fluxo de neutrinos. Além disso, estas medidas eram úteis para esclarecer a estrutura da corrente fraca hadrônica. A medida da seção de choque absoluta para processos incoerentes na produção de  $\pi^0$  foi obtida por E.A Hawker [41] que fez uma re-análise dos dados do Gargamelle.

A produção coerente de  $\pi^0$  foi observada como uma anomalia. A colaboração de Aachen-Padova (AP) encontrou uma distribuição angular de  $\pi^0$  na qual nenhum próton saindo da interação era observado. Esta distribuição apresentava um pico na direção frontal nas amostras onde um próton podia ser detectado [46]. Esta colaboração atribuiu este excesso na região frontal a uma produção coerente de  $\pi^0$  e também reportou uma seção de choque absoluta. Diferentemente das medições de produção de  $\pi^0$  incoerente, a coerente tem valores de seção de choque absoluta [46, 47, 48]. O Experimento MiniBooNE obteve uma medida da razão entre os processos coerente e todos os processos onde ao menos um  $\pi^0$  fosse observado. Esta foi a primeira observação de medidas de produção coerente de  $\pi^0$  em NC na região  $E_\nu < 2$  GeV [49].

Com relação aos experimentos de oscilação  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , a produção de píons assume importância devido a representarem o *background* principal como descrito em 3.1. Como qualquer mecanismo de produção é irrelevante para uma estimativa do *background*, as medidas da oscilação são melhores quando se conhecem os processos onde um  $\pi^0$  emerge do núcleo. Esta produção “inclusiva” de  $\pi^0$  em corrente carregada foi medida nos experimentos K2K e SciBooNE [50, 51] cujos resultados são mostrados na tabela 3.2.

A tabela 3.3 mostra as principais medidas da seção de choque absoluta na produção de  $\pi^0$  em processos de corrente neutra. A tabela 3.4 mostra as principais razões entre processos de produção de píons. Estas medidas estão limitadas pela estatística. A tabela 3.5 apresenta as medidas da seção de choque para os processos não coerentes nos experimentos AP e GGM.

Seção de Choque	Experimento	Alvo	$E_\nu$ (GeV)	Medida ( $\text{cm}^2$ )	Referência
$\frac{\sigma(NC \pi^0 \text{ inclusive})}{\sigma(CC \text{ inclusive})}$	K2K	$H_2O$	$\sim 1,3$	0,064(1)(7)	[50]
$\frac{\sigma(NC \pi^0 \text{ inclusive})}{\sigma(CC \text{ inclusive})}$	SciBooNE	$C_8H_8$	$\sim 0,8$	0,077(5)(5)	[51]

Tabela 3.2: Medida inclusiva da produção de  $\pi^0$  mostrando as razões entre os processos de corrente neutra e corrente carregada.

Modo	Experimento	Alvo	$E_\nu$ (GeV)	Medida ( $10^{-40} \text{cm}^2/\text{nucleo}$ )	Referência
$\nu_\mu$	AP	$Al : \langle A \rangle \approx 27,0$	$\sim 2$	29(10)	[46]
	GGM	$CF_3Br : \langle A \rangle \approx 29,8$	$\sim 2$	31(20)	[47]
	SKAT	$CF_3Br : \langle A \rangle \approx 29,8$	$\sim 7$	52(19)	[53]
	CHARM	$CaCO_3 : \langle A \rangle \approx 20,0$	$\sim 31$	96(42)	[54]
	NOMAD	$\langle A \rangle \approx 12,8$	$\sim 24$	72,6(81)	[55]
$\bar{\nu}_\mu$	AP	$Al : \langle A \rangle \approx 27,0$	$\sim 2$	25(7)	[46]
	GGM	$CF_3Br : \langle A \rangle \approx 29,8$	$\sim 2$	45(24)	[47]
	CHARM	$CaCO_3 : \langle A \rangle \approx 20,0$	$\sim 31$	79(26)	[54]

Tabela 3.3: Medidas para produção coerente de  $\pi^0$ . O experimento NOMAD consiste em um alvo de múltiplos materiais.

Razão de Seção de choque	Experimento	Alvo	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	Medida	Referência
$\frac{\sigma(\nu + p \rightarrow \nu + p + \pi^0)}{\sigma(\nu + p \rightarrow \mu^- + p + \pi^+)}$	ANL	$H_2, D_2$	$\sim 0,6$	0,51(25)	[38]
	ANL	$D_2$	$\sim 0,6$	0,09(5)	[39]
$\frac{\sigma(\nu + p \rightarrow \nu + p + \pi^0)}{\sigma(\nu + n \rightarrow \mu^- + p + \pi^0)}$	GGM	$C_3H_8 + CF_3Br$	$\sim 2$	0,56(9)	[40]
	ANL	$D_2$	$\sim 0,6$	0,26(14)	[39]
$\frac{\sigma(\nu + p \rightarrow \nu + p + \pi^0)}{\sigma(\nu + n \rightarrow \nu + p + \pi^-)}$	GGM	$C_3H_8 + CF_3Br$	$\sim 2$	1,25(34)	[40]
	ANL	$D_2$	$\sim 0,6$	0,8(5)	[39]
$\frac{\sigma(\nu + n \rightarrow \nu + n + \pi^0)}{\sigma(\nu + p \rightarrow \nu + n + \pi^+)}$	GGM	$C_3H_8 + CF_3Br$	$\sim 2$	1,65(36)	[40]
$\frac{\sigma(\nu + n \rightarrow \nu + n + \pi^0)}{\sigma(\nu + p \rightarrow \nu + n + \pi^+)}$	GGM	$C_3H_8 + CF_3Br$	$\sim 2$	0,98(19)	[40]
$\frac{\sigma(\nu + n \rightarrow \nu + n + \pi^0)}{\sigma(\nu + n \rightarrow \nu + p + \pi^-)}$	GGM	$C_3H_8 + CF_3Br$	$\sim 2$	0,45(26)	[40]
$\frac{\sigma(\nu + n \rightarrow \nu + n + \pi^0)}{\sigma(\nu + n \rightarrow \mu^- + p + \pi^0)}$	GGM	$C_3H_8 + CF_3Br$	$\sim 2$	0,34(9)	[40]
$\frac{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + N + \pi^0)}{2\sigma(\nu + N \rightarrow \mu^+ + n + \pi^0)}$	AP	$Al$	$\sim 2$	0,4(6)	[45]
	CIR	$Al$	$\sim 1$	0,17(4)	[52]
	AP	$Al$	$\sim 2$	0,47(6)	[46]
$\frac{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \nu + N + \pi^0)}{2\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \mu^+ + n + \pi^0)}$	AP	$Al$	$\sim 2$	0,61(10)	[45]
	CIR	$Al$	$\sim 1$	0,17(4)	[52]
	GGM	$C_3H_8 + CF_3Br$	$\sim 2$	0,57(10)	[47]
	AP	$Al$	$\sim 2$	0,62(8)	[46]
$\frac{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + N + \pi^0)}{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + p + \pi^-)}$	GGM	$C_3H_8 + CF_3Br$	$\sim 2$	2,4(8)	[47]

Tabela 3.4: Medidas de produção incoerente de  $\pi^0$ , mostrando as razões entre diferentes canais. Estas medidas correspondem às colaborações ANL, Gargamelle (GGM), Columbia-Illinois Rockefeller no BNL (CIR), e Aachen-Padova no CERN (AP).

Seção de Choque	Experimento	Alvo	$E_\nu$ (GeV)	Medida ( $cm^2$ )	Referência
$\sigma(\nu + p \rightarrow \nu + p + \pi^0)$	AP	$Al$	$\sim 2$	$10,8(19) \times 10^{-40}$	[46]
	GGM	$C_3H_8 + CF_3Br$	$\sim 2$	$0,08(2) \times 10^{-38}$	[40]
$\sigma(\nu + n \rightarrow \nu + n + \pi^0)$	GGM	$C_3H_8 + CF_3Br$	$\sim 2$	$0,08(2) \times 10^{-38}$	[40]
$\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + p + \pi^0)$	AP	$Al$	$\sim 2$	$6,1(16) \times 10^{-40}$	[46]

Tabela 3.5: Medidas de seções de choque para produção incoerente de  $\pi^0$ .

## Capítulo 4

# O Experimento MINER $\nu$ A

### 4.1 O Feixe NuMI

A linha de feixe NuMI, localizada no FERMILAB, tem a capacidade de produzir um feixe de neutrinos muônicos de alta intensidade que é usada em diversos experimentos de neutrinos como MINOS[28], MINER $\nu$ A[56] e NO $\nu$ A[57]. Os neutrinos do feixe são os produtos finais do decaimento de mésons carregados, em geral káons e pions, que são gerados pela colisão de prótons de 120 GeV com um alvo fixo de grafite. Estes prótons são extraídos do anel de armazenagem do acelerador, conhecido como *Main Injector* (MI). A figura 4.1 mostra as principais fases e componentes do feixe de neutrinos. Uma descrição detalhada do feixe NuMI pode ser encontrada em [58] e [59].

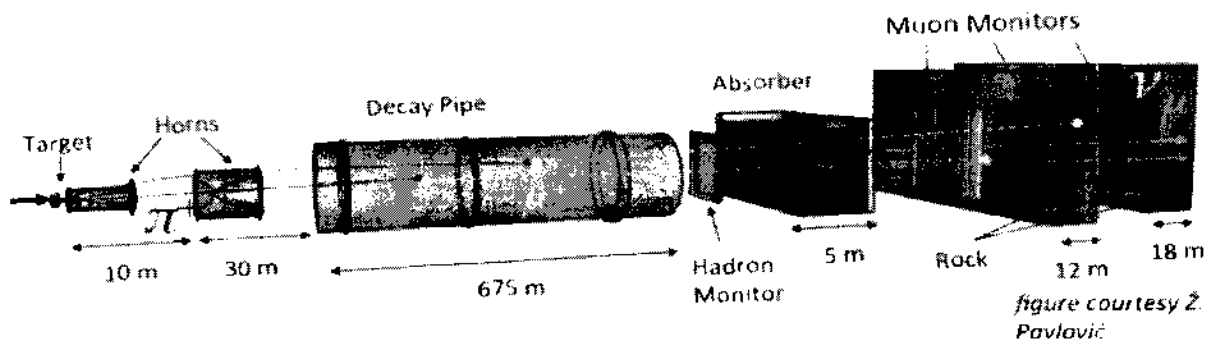


Figura 4.1: Componentes do feixe NuMI.

Para alcançar a energia final os prótons passam por um sistema de aceleração que consta de três etapas: o LINAC, o “booster” e o “Main Injector”. O LINAC acelera os prótons até 400 MeV e os repassa ao “booster” que os acelera até 8 GeV e, finalmente, o “Main Injector” acelera os prótons até a energia final de 120 GeV. Os prótons são extraídos e enviados em direção a

um alvo de grafite. Há uma salva de prótons a cada 1,9 s, cada uma contendo cerca  $2.5 \times 10^{13}$  prótons e com duração de cerca de  $9,7 \mu\text{s}$ . O alvo de grafite mede 0,95 m de comprimento, é segmentado e refrigerado à água. O alvo tem espessura de apenas 6,4 mm, para minimizar reabsorção, e representa 1,9 comprimentos de interação hadrônica para minimizar a produção de mésons.

Os mésons positivos criados no alvo são focalizados por um par de dispositivos magnéticos de focalização chamados cornetas (“horns”). As cornetas do NuMI atuam como lentes magnéticas parabólicas que criam um campo toroidal com valor de pico de 3 T. São operadas usando uma corrente pulsada de 200 kA e refrigeradas mediante água pulverizada [59]. Após a focalização, os píons e káons entram em uma região mantida em vácuo onde decaem produzindo um  $\mu$  e um  $\nu_\mu$ . Esta região de decaimento consiste em um cilindro de 675 m de comprimento e 2 m de diâmetro, mantido à pressão residual de, aproximadamente, 1 torr ou menor. Hádrõns que cheguem ao final desta região são parados por um absorvedor de feixe, que consiste de um núcleo de alumínio refrigerado à água envolvido por uma camada de blocos de aço e uma câmara externa de concreto. O feixe de neutrinos resultante consiste de 97,8% de  $\nu_\mu$  e poucos  $\bar{\nu}_\mu$  (1,8%) e  $\nu_e$  (0,4%), estes últimos tendo como origem o decaimento de múons.

É possível ajustar o espectro de energia do feixe de neutrinos. A figura 4.2 mostra as diferentes configurações possíveis: *background*, quando a corrente nas cornetas é nula; baixa energia (LE); média energia (ME) e alta energia (HE). As diferentes energias são obtidas alterando-se a distância entre o alvo e a segunda corneta focalizadora, de forma similar ao movimento de lentes em um sistema óptico. Para que isto possa ocorrer, o alvo é montado em um sistema de trilhos que permite movê-lo ao longo do feixe por uma distância de até 2,5 m. Assim, píons e káons de momento diferentes são selecionados e focalizados na região de decaimento, resultando em diferentes espectros de energia para os neutrinos.

A polarização das cornetas pode andar de maneira que os mésons focalizados sejam de sinal oposto, permitindo ao NuMI produzir tanto feixe de neutrinos como de anti-neutrinos. A linha NuMI fornece um feixe intenso de neutrinos para o experimento de oscilação de neutrinos MINOS. O *Near Detector* do MINOS está localizado em uma área subterrânea aproximadamente a 100 m de profundidade no FERMILAB. O detector do experimento MINER $\nu$ A está instalado imediatamente à montante do *Near Detector* do MINOS.

## 4.2 O Detector MINER $\nu$ A

O objetivo do MINER $\nu$ A é melhorar o estudo do espalhamento de neutrinos com alta estatística que servirá para a análise de outros experimentos de oscilação de neutrinos. Para isto o detector MINER $\nu$ A deve ter a capacidade de:

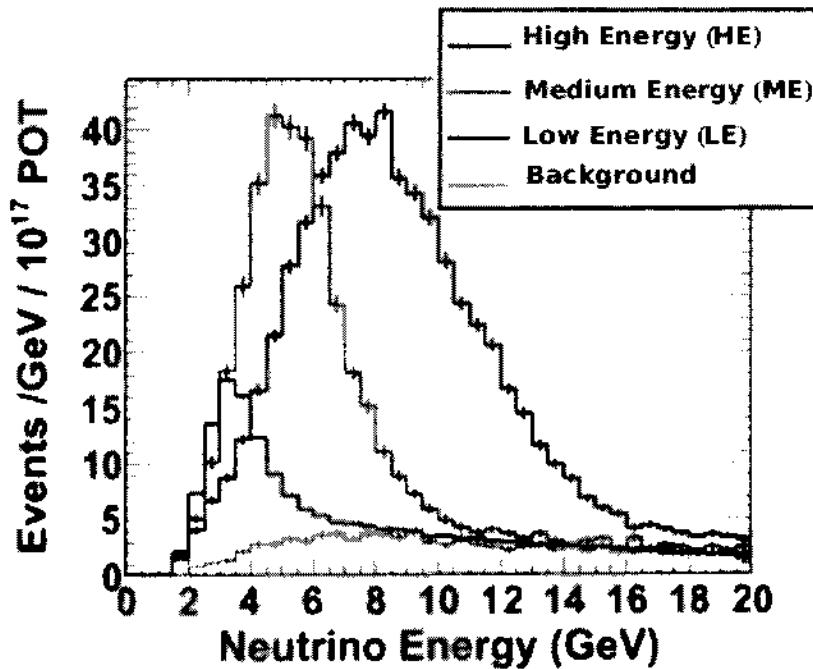


Figura 4.2: Diferentes configurações do feixe NuMI.

- Identificar múons e medir seus momenta com precisão;
- Identificar hádrons e  $\pi^0$  individuais e medir seus momenta;
- Medir chuveiros hadrônicos e eletromagnéticos;
- Distinguir eventos de corrente-neutra de eventos de corrente-carregada;

A figura 4.3 mostra o detector MINER $\nu$ A, já em sua localização 100 m abaixo da superfície na linha de feixe NuMI.

O detector MINER $\nu$ A, ilustrado esquematicamente na figura 4.4, está dividido principalmente em dois sub-detectores: o detector interno (*Inner Detector* ou ID) e o detector externo (*Outer Detector* ou OD). O *Inner Detector* está dividido em quatro sub-detectores que têm diferentes funções na fase de reconstrução de interações de neutrinos:

- Alvos nucleares;
- Alvo ativo;
- Calorímetro eletromagnético (ECAL);
- Calorímetro hadrônico (HCAL).



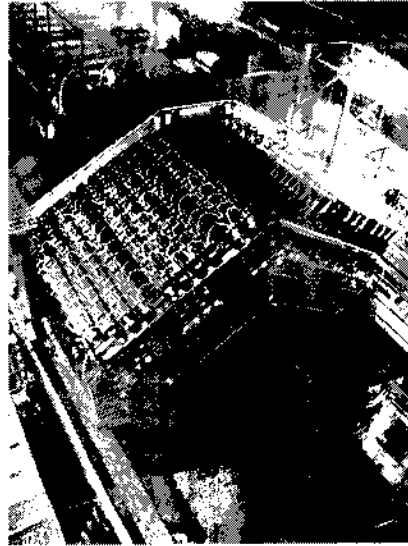


Figura 4.3: Vista superior do detector MINER $\nu$ A.

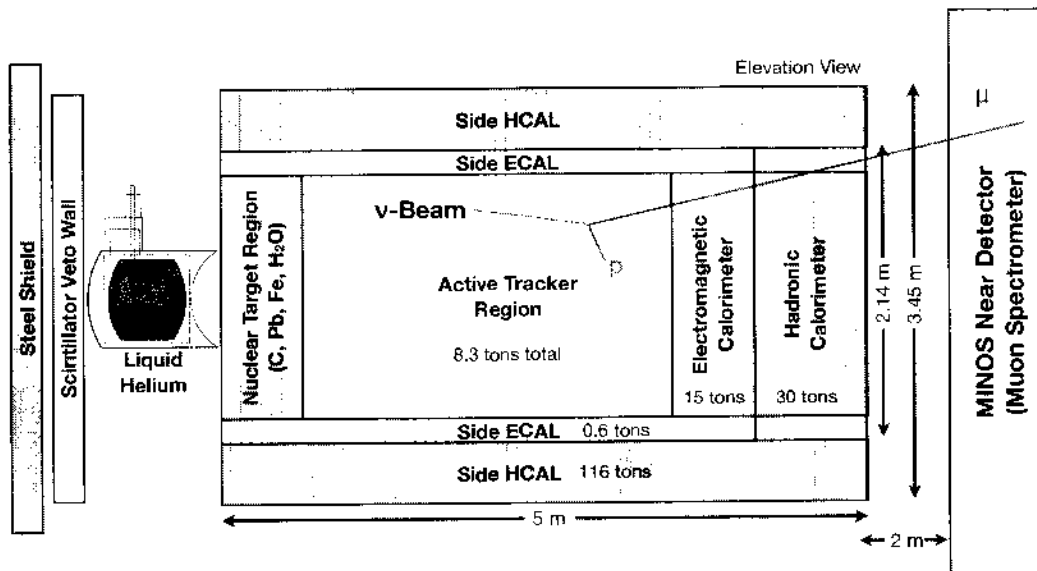


Figura 4.4: Vista das principais partes do Detector MINER $\nu$ A.

O alvo ativo (núcleo do detector) consta de tiras de cintilador sólido que serve como volume primário no qual é possível fazer a análise das interações e o rastreamento de partículas. Isto inclui o espalhamento profundamente inelástico, o rastreamento de fótons, detecção de prótons

em processos quase-elástico e, inclusive, a identificação de partículas usando a energia depositada por unidade de comprimento,  $\frac{dE}{dx}$ . Como o cintilador, devido à sua baixa densidade, não pode conter todos os eventos, o volume de cintilador é cercado por um detector de amostragem que corresponde aos calorímetros eletromagnético e hadrônico. Para a construção destes detectores tiras de cintilador são intercaladas com absorvedores (o calorímetro eletromagnético tem folhas absorvedoras de chumbo e o calorímetro hadrônico tem chapas de aço como absorvedores). Na frente do detector temos uma parede de veto que serve para identificar partículas carregadas que o atravessem vindo de região externa ao detector. O detector tem forma aproximadamente hexagonal com uma seção reta variando de 3,35 m a 4,10 m. O comprimento do detector é 5,9 m. A massa total de cintiladores é aproximadamente de 6 toneladas. À montante do detector temos alvos nucleares consistindo de, aproximadamente, 700 kg de Fe, 850 kg de Pb, 200 kg de He líquido e 600 kg de H<sub>2</sub>O. A alta granularidade do detector assegura precisão na reconstrução de vértices fazendo uso dos cintiladores que tem a geometria de prismas triangulares com 3,3 cm de base, 1,7 cm de altura e comprimento de 4,0 m transpassados longitudinalmente por uma fibra óptica para leitura do sinal.

O detector completo é segmentado transversalmente em planos compostos por tiras de cintilador e pelo *Outer Detector* (OD) que serve de suporte da estrutura do MINER $\nu$ A. Dois planos de cintiladores montados em um grupo constitui um "módulo". Há três diferentes orientações das tiras de cintilador no *Inner Detector* (ID) : X, U e V sendo que U e V são deslocadas de  $\pm 60^\circ$  em relação a X como mostra a figura 4.5. Um módulo do MINER $\nu$ A consta de um plano X e outro plano U ou V. Estes planos permitem fazer a reconstrução tridimensional das trajetórias das partículas . O deslocamento de 60 graus faz do hexágono a forma natural da seção reta transversal do detector.

Para o núcleo do detector, "a região ativa", temos um módulo constituído por dois planos como ilustrado na figura 4.6. Como nos calorímetros, temos tiras de cintilador onde também foi inserido material absorvente entre planos adjacentes, um "módulo" no MINER $\nu$ A pode conter mais planos.

A figura 4.7 mostra o módulo para o calorímetro eletromagnético: as placas de chumbo tem espessura de 0,2 cm, e elas encontram-se entre os planos cintiladores e na frente de cada módulo, para atuar como calorímetro lateral. Isto representa a maior parte do comprimento de interação do detector, e o *Outer Detector* (OD) representa a maior massa do detector.

O *Inner Detector* (ID) é envolvido por sistemas de absorvedores e cintiladores que constituem o *Outer Detector* (OD) que é composto por seis "torres", uma por cada lado do hexágono.

A parte mais à jusante do detector possui os calorímetros hadrônicos (HCAL) com absorvedores de 1 polegada por plano cintilador como é mostrado na figura 4.8. Os calorímetros

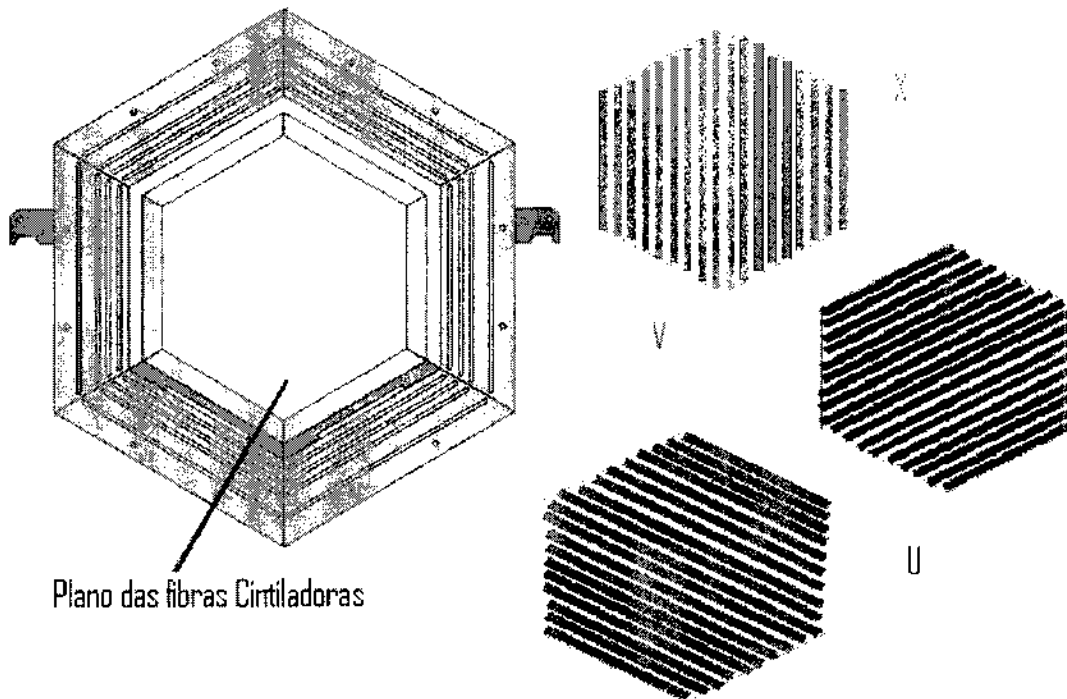


Figura 4.5: Vista de um módulo ativo do detector. À direita vemos os três planos X,U e V. Observa-se a rotação de  $\pm 60$  graus dos planos U e V em relação aos planos X.

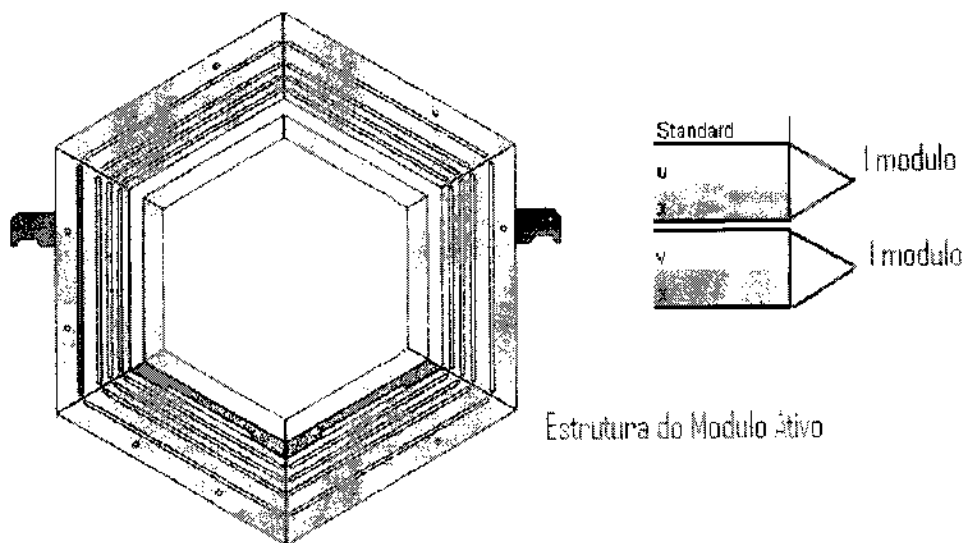


Figura 4.6: Vista de módulo ativo do detector. Um módulo é uma composição de planos UX ou VX.

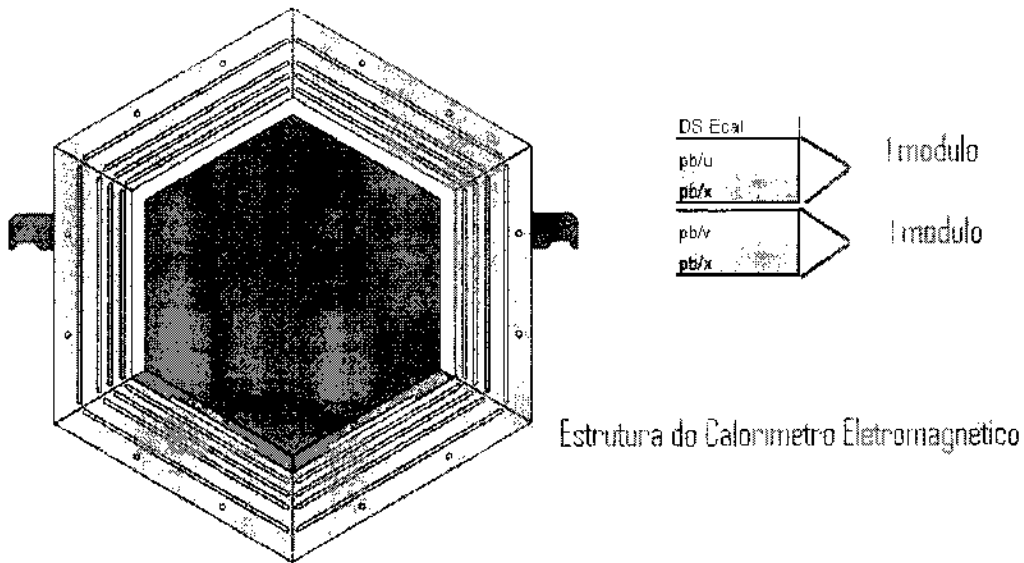


Figura 4.7: Vista de módulo para o calorímetro eletromagnético. Um módulo é uma composição de planos de cintiladores e material absorvente.

eletromagnéticos possuem absorvedores de Pb de 0,2 cm por plano. A alta granualidade do calorímetro eletromagnético (ECAL) assegura resolução de energia de fótons e elétrons além de permitir a medida da direção de ambos.

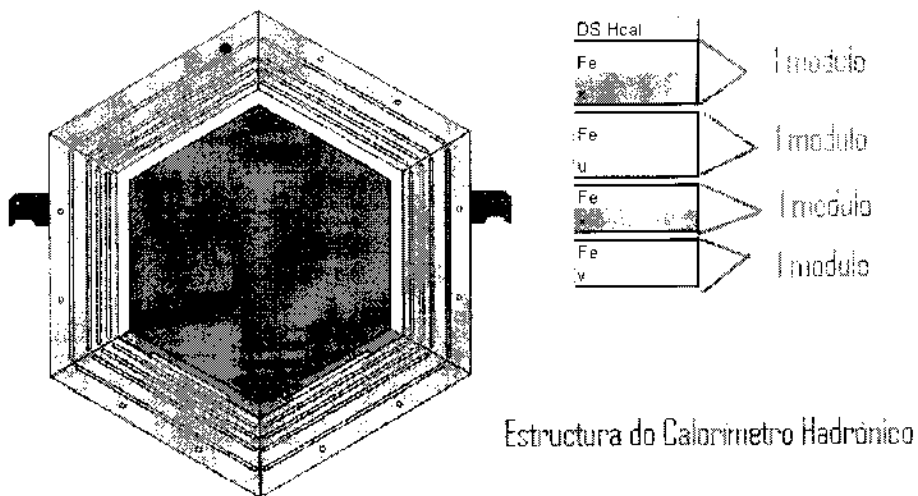


Figura 4.8: Vista de módulo do calorímetro hadrônico. Um módulo é uma composição de planos de cintiladores e placas de ferro intercalados.

Por fim, a região assinalada como alvos nucleares na figura 4.4 contém absorvedores colocados entre alvos ativos de forma que é possível o estudo de eventos em diferentes alvos nucleares.

### 4.3 Tiras de Cintilador

As tiras de material cintilador, que formam a parte ativa do detector são feitas de poliestireno (Dow 663) dopado com composto fluorescente de emissão azul, POP (1% por peso) e POPOP (0,03% por peso) revestidas com uma cobertura refletiva de  $TiO_2$  e vazadas no centro para inserção as fibras ópticas alteradoras de comprimento de onda (WSL) (Kuraray Y11 com dopante 175ppm) de 1,2 mm incrustadas (figura 4.9). As fibras ópticas WLS são levadas a conectores ópticos nas duas extremidades dos módulos e fibras ópticas claras levam a luz até fotomultiplicadores multianodo.

Hole, centered, diameter of  $1.4 \pm 0.2 - 0$  mm

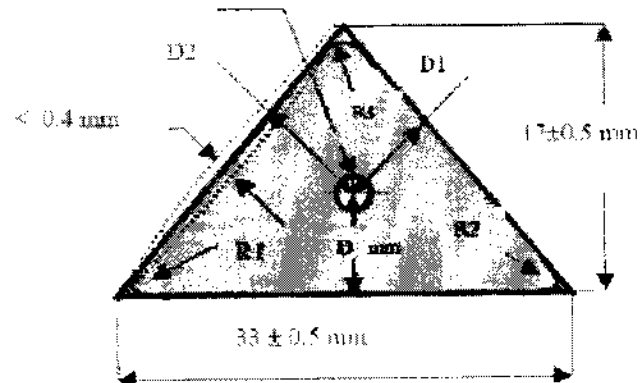


Figura 4.9: Corte transversal do prisma cintilador triangular com 3,3 cm de espessura e 1,7 cm de altura empregado no *Inner Detector*.

Para melhorar a resolução de coordenadas estes elementos triangulares são montados em planos (figura 4.10) de forma que a repartição da carga entre tiras de cintiladores vizinhas, num simples plano, permite obter, por interpolação, a coordenada da posição por onde passa a partícula.

### 4.4 Os dispositivos fotossensores

A luz produzida nos cintiladores deve ser convertida em pulsos elétricos cujas características devem representar a energia depositada no detector. O detector MINERVA emprega

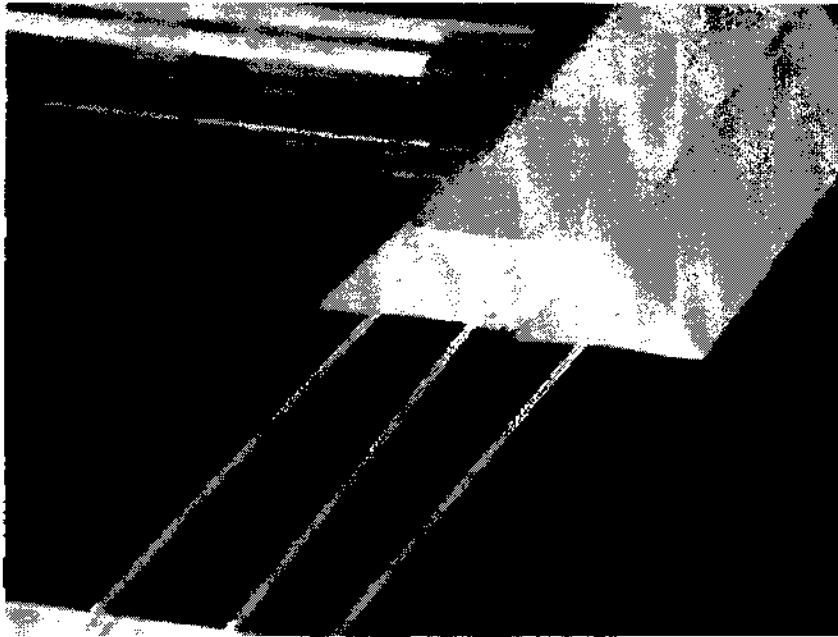


Figura 4.10: Arranjo de cintiladores para formar um plano. Cada tira contém uma fibra óptica inserida ao longo de seu comprimento.

fotomultiplicadoras R7600U-00-M64 (PMT's) multianodo de 64 canais fornecidas por Hamamatsu Photonics [60].

## 4.5 Calorímetros

MINER $\nu$ A precisa realizar medições de partículas carregadas ( $p$ ,  $e^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ) e também neutras ( $\pi^0$ ,  $K^0$ ,  $\gamma$ ) com energia da ordem de GeV. Para atingir este fim o detector MINER $\nu$ A emprega: um conjunto de placas de chumbo e cintilador alternados à jusante envolvendo o detector ativo, para calorimetria eletromagnética; um conjunto de placas de aço e cintilador alternados à jusante, na parte exterior do detector, para calorimetria hadrônica; placas de chumbo, aço e carbono à montante do detector central para calorimetria eletromagnética e hadrônica.

### 4.5.1 Calorímetro eletromagnético

Os fótons de alta energia são detectados pela produção de pares e por *bremsstrahlung* que geram chuviscos de  $e^+$ ,  $e^-$  e  $\gamma$ . Como a seção de choque de produção de pares é proporcional a  $Z^2$ , folhas de chumbo são, em geral, utilizadas para produção de um chuvisco de tamanho

razoável. O comprimento característico dos chuveiros varia com a energia. Porém, para fótons de até uns poucos GeV, como esperado em nosso experimento, 99% da energia estará contida em 4 cm de Pb (correspondente a 7 comprimentos de radiação).

O calorímetro eletromagnético à jusante consiste de 20 camadas de Pb de 2 mm de espessura cada, alternadas com camadas de planos cintiladores feitos a partir dos cintiladores em forma de prisma triangular descrito em 4.3. A resolução esperada em energia é de  $6\%/\sqrt{E}$ , com  $E$  dado em GeV. O calorímetro lateral é similar. Folhas de chumbo, também de 2 mm de espessura, são alternadas com camadas de cintiladores. Fótons que penetrem o calorímetro em ângulos de até  $25^\circ$  em relação à linha do feixe, são absorvidos. Para ângulos maiores eles não serão totalmente contidos, mas penetrarão no calorímetro hadrônico externo, onde o chuveiro restante está totalmente contido.

Como o objetivo principal das placas de Pb, Fe e C à montante é servir como alvo, a calorimetria nesta região não é tão eficiente quanto nos módulos à jusante e nas laterais. A amostragem é mais grosseira pois as placas de Pb, Fe e C são mais espessas. O arranjo dos alvos implica que o número de comprimentos de interação visto por chuveiros nesta região, antes de escapar do detector, varia entre 5 e 10. Entretanto, uma vez que os fótons nesta direção terão energia muito menor, os chuveiros que se iniciam na região central também estarão totalmente contidos.

### 4.5.2 Calorímetro hadrônico

O calorímetro hadrônico à jusante está posicionado logo após o calorímetro eletromagnético e consiste de 20 camadas de ferro de 2,54 mm de espessura alternadas com placas cintiladoras. A ação combinada de 4 cm de Pb e 50 cm de Fe para nêutrons de até 600 MeV e prótons de até cerca de 800 MeV. Como o comprimento de interação nuclear do Fe é 16 cm prótons (ou nêutrons) de maior energia também serão, provavelmente, detidos. O calorímetro hadrônico lateral consiste de uma placa de ferro de 55,9 cm de espessura, com 5 aberturas, cada uma com 2,5 cm, preenchidas com cintiladores. A espessura total de ferro é 43,4 cm, que é suficiente para parar prótons de até 750 MeV que penetrem a  $90^\circ$  e prótons de até cerca de 1 GeV que penetrem a  $30^\circ$ .

A resolução do calorímetro hadrônico é esperada ser cerca  $50\% \sqrt{E}$  para hádrons com energia acima de 1 GeV. A resolução para partículas de menor energia é esperada ser 50% ou menos, dependendo da energia.

## 4.6 Alvos nucleares

O experimento MINER $\nu$ A possui alvos nucleares de carbono, ferro, chumbo, He e  $H_2O$  (tabela 4.1). O Ferro foi escolhido por ser um material barato e por ser um absorvedor comum em experimentos com neutrinos, como o MINOS. Chumbo é o material nuclear de Z mais alto que é de fácil obtenção. Idealmente os alvos nucleares deveriam ser feitos de muitos alvos finos com várias camadas rastreadoras entre cada alvo de forma a determinar-se a multiplicidade de estados finais e a quantidade de energia de cada uma das partículas de baixa energia. Alguns fatores, entretanto, limitam o número e o tamanho dos alvos, assim como o número de camadas rastreadoras. Como a resolução espacial intrínseca do detector é da ordem de 1 cm na direção do feixe alvos mais finos seriam ineficientes. Placas com espessura maior que 2,5 cm (como as usadas no MINOS) não permitiriam uma melhoria significativa do conhecimento do espectro de partículas de baixa energia, que é um dos objetivos do MINER $\nu$ A e, para aumentar a estatística, deveríamos ter cerca de 1 tonelada de cada alvo. O MINER $\nu$ A decidiu implementar

Material do Alvo	Mass (ton)	Amostra de corrente carregada (M)
Hélio	0,25	0,6
Hidrocarbono	3	8,6
Carbono	0,6	1,4
Ferro	1	2,9
Aço	1	2,9
Água	0,6	1,4

Tabela 4.1: Quantidade de eventos de corrente carregada nos alvos nucleares.

um alvo seguindo o seguinte esquema onde cada F indica uma estrutura XU ou XV (um par FF é um conjunto XUXV): FF Pb/Fe [alvo 1] FFFF Pb/Fe [alvo 2] FFFF Pb/Fe/C [alvo 3], FFFF Pb[alvo 4] FFFF Pb/Fe [alvo 5]. Alvos 1 e 2 têm 60% de Fe e 40% de Pb representando cerca 230 kg de Fe e de Pb em cada alvo. O alvo 3 tem 50% de C, 30% de Fe e 20% de Pb representando cerca de 140 kg de C e 110 kg de Fe e 110 kg de Pb. Alvo 4 é de Pb puro com massa total de 170 kg. Alvo 5 tem Pb e Fe, sendo 60% de Fe e 40% de Pb, cada um com 115 kg. No total, temos 685 kg de Fe e 855 kg de Pb. O número total de eventos de CC (corrente carregada) esperado nos alvos nucleares é de 2 milhões para o Fe, 2,5 milhões para o Pb e 400.000 para o C. Uma ilustração da configuração dos alvos pode ser vistas na figura 4.11. O alvo de água, visto na figura 4.12, consiste de uma caixa de formato hexagonal, de mesmas dimensões que o detector, posicionada imediatamente à montante dos demais alvos. O alvo de He será instalado imediatamente à montante do detector, como ilustrado na figura 4.4.



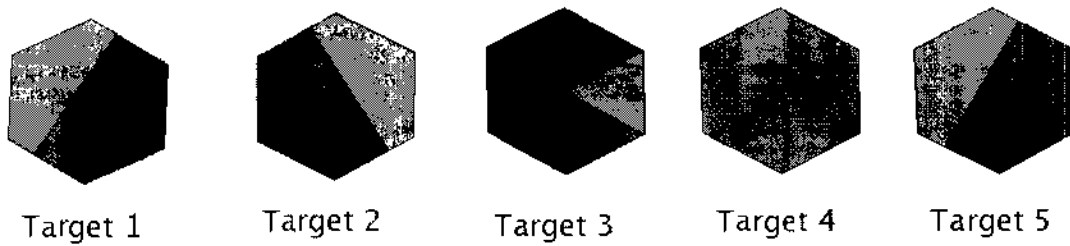


Figura 4.11: Alvos nucleares: Vermelho – Fe, Cinza = Pb, Preto = C

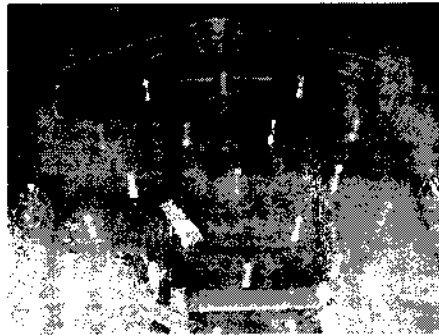


Figura 4.12: Alvo de água do experimento MINER $\nu$ A.

## 4.7 Eletrônica e aquisição de dados (DAQ)

A tabela 4.2 agrupa e resume as exigências para a eletrônica do MINER $\nu$ A que são motivadas pelos seguintes objetivos:

- Resolução espacial fina explorando o compartilhamento de luz entre barras cintiladoras vizinhas;
- Identificação de  $\pi^\pm$  e  $p$  através da informação de  $dE/dx$ ;
- Reconhecimento eficiente de padrões, empregando *timing* para identificar a direção da trajetória e separar interações que ocorram dentro do mesmo ciclo (*spill*);
- Habilidade para identificar partículas estranhas e decaimento de múons empregando técnicas de coincidência;
- Tempo morto desprezível dentro de um ciclo (*spill*).

A taxa média de dados para o MINER $\nu$ A é de aproximadamente 100 kBytes/s.

As exigências para o DAQ do MINER $\nu$ A são modestas devido à taxa relativamente baixa de eventos.

Parâmetro	valor
ciclo ( <i>spill</i> )	12 $\mu$ s
Tempo de repetição	>1,9 s
Número de canais	30.972
Ocupação por ciclo	2%
Variação de ganho do detector fotossensível	4,5 dB
Resolução temporal	3 ns

Tabela 4.2: Algumas das exigências e parâmetros para o projeto da eletrônica do MINER $\nu$ A.

#### 4.7.1 Hardware do DAQ

Os elementos ativos do detector do MINER $\nu$ A têm seus sinais enviados para fotomultiplicadoras multianodo (MAPMT) de 64 canais. A informação de amplitude e tempo dos sinais das MAPMT é digitalizada pela eletrônica e guardada para leitura pelo sistema de aquisição de dados (DAQ). Cada placa eletrônica de leitura (FEB) é conectada a uma única fotomultiplicadora.

Grupos de até 10 FEB são lidos e o resultado enviado para um módulo controlador de leitura de bastidor (CROC - *Crate Read-Out Controller*) montado em um bastidor VME. Cada CROC pode acomodar 4 cadeias de leitura de FEB. Um total de 12 CROCs são necessários para todo o detector do MINER $\nu$ A. Os bastidores VME também alojam um módulo de interface do CROC (CRIM *CROC Interface Module*), um módulo de tempo (MTM - *MINER $\nu$ A Timing Module*) e uma fonte de 48 V. Não há CPU nos bastidores VME.

Na tomada de dados, o sistema DAQ funciona durante toda a salva de neutrinos. Ao final do período de 12  $\mu$ s o DAQ lê todos os canais que apresentem sinal acima de um certo pedestal. Mesmo com alta taxa de ocupação, o número total de *bytes* lidos a cada salva de neutrinos é menor que 200 kB com supressão de zeros (1 Mb sem supressão de zeros). O tempo morto é desprezível.

A fonte de alimentação de 48 V alimenta as bases das fotomultiplicadoras. O MINER $\nu$ A emprega o mesmo *hardware* para aquisição de dados e no sistema de controle do detector (DCS - *Detector Control System*). A mesma conexão que faz a leitura dos FEB também fornece o canal de comunicação e controle do detector como, por exemplo, o controle das voltagens dos MAPMT. Os computadores principais para o DAQ e para o sistema de controle lento (o sistema de controle e monitoramento de variáveis cujo valor sofra alterações lentas) localizam-se próximos da eletrônica VME conectados à rede do FERMILAB através de duas linhas de alta velocidade TCP/IP. Uma servidora de duas CPU realiza estas tarefas tendo uma CPU dedicada à aquisição de dados e a outra ao controle e monitoramento. As máquinas do sistema DAQ

rodam no Scientific Linux e situam-se entre os computadores do DAQ e a rede geral.

#### 4.7.2 Software de Aquisição de dados (DAQ)

O *software* do MINER $\nu$ A é montado no arcabouço GAUDI, originalmente desenvolvidos para a colaboração LHCb. A taxa média de dados esperada para eventos sem supressão de dados é de apenas 100 kB/s e uma janela de dois segundos é disponível após cada salva de neutrinos de 10  $\mu$ s. A alta previsibilidade do feixe torna desnecessário o estabelecimento de um sistema complicado de gatilho. O MINER $\nu$ A simplesmente ativa a eletrônica do detector e toda informação é lida ao final de cada salva. O sistema de controle lento é, igualmente, simples tendo cada MAPMT sua própria fonte de alta tensão local e os módulos FEB fazem a leitura das altas tensões, temperaturas e outros parâmetros empregados para monitoração e controle. Um diagrama esquemático é visto na figura 4.13.

### 4.8 Parâmetros do detector do MINER $\nu$ A

A tabela 4.3 apresenta o número total de canais do detector do MINER $\nu$ A em seus subdetectores. Os canais são dominados pela granularidade nos alvos de plástico, Pb e Fe. Quanto à massa, o domínio cabe ao *Outer Detector(OD)*. O MINER $\nu$ A emprega 19,2 toneladas de cintiladores, 93 km de fibras ópticas cintilantes e outros 43 km de fibras ópticas claras e 587 fotomultiplicadoras multianodos de 64 canais cada.

Sub-detector	ID	OD	massa (toneladas)
Alvo ativo e ECAL	15.360	5.760	14,6
ECAL à montante (Alvo de Pb)	3.072	1.152	3,5
HCAL à montante (Alvo de Fe)	1.536	576	7,0
ECAL à jusante	2.560	960	19,8
HCAL à jusante	2.560	960	26,4
Veto	426	n.a.	15,1
OD envolvendo as regiões do alvo	n.a.	n.a.	126,5
Total	25.514	8.408	211,3

Tabela 4.3: Parâmetros do detector do MINER $\nu$ A.

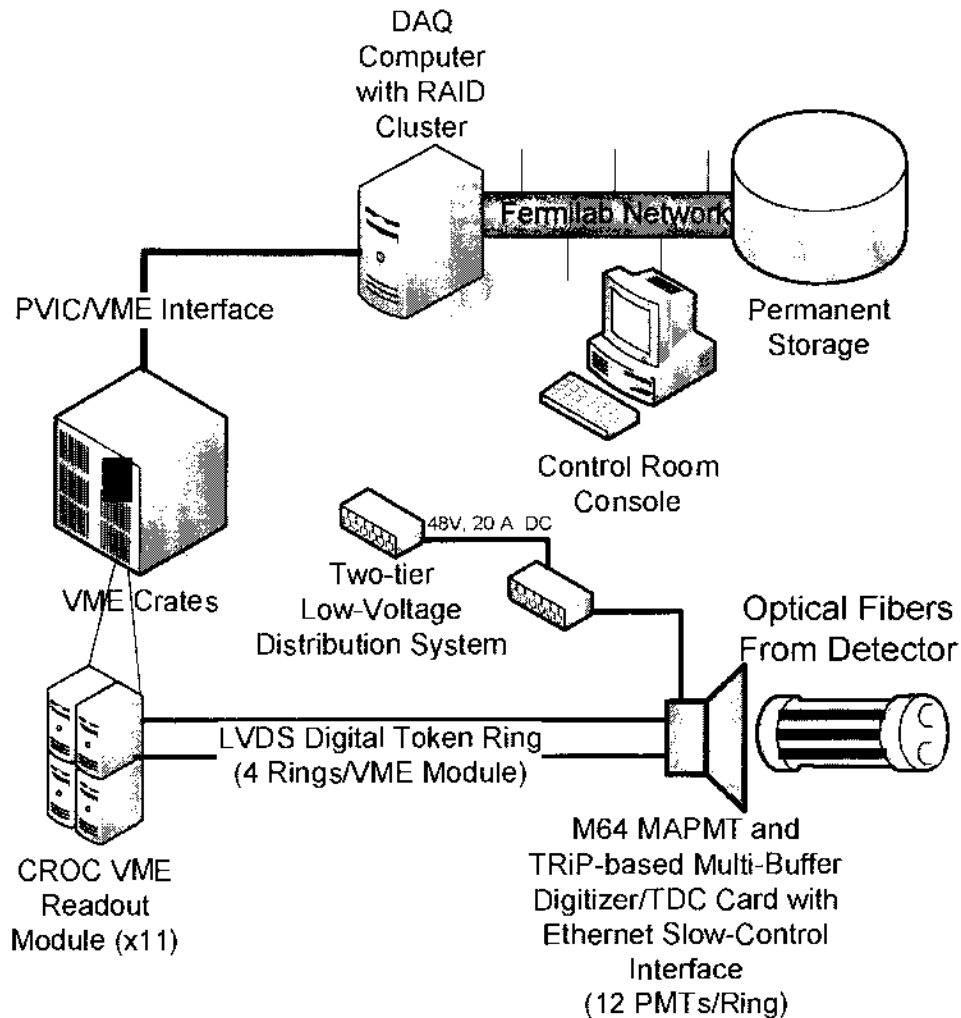


Figura 4.13: Diagrama esquemático do sistema de aquisição de dados do MINER $\nu$ A.

## 4.9 Perspectivas do experimento MINER $\nu$ A

Na faixa de 1 a 10 GeV dados relevantes vêm de experimentos com câmaras de bolhas realizados entre 1960 e 1980. A câmara de bolhas Gargamelle, de 12 pés, a câmara de 7 pés de Brookhaven, BEBC no CERN, SKAT em Serpukov e a câmara de 15 pés do FERMILAB estudaram interações de neutrinos e anti-neutrinos com núcleos.

Apesar da baixa estatística, a excelente resolução de imagem das câmaras de bolhas

tornou possível a realização de uma grande gama de experimentos. No entanto, os dados dos experimentos com câmara de bolhas, além de poucos, não cobrem todo o espectro de energia dos neutrinos, alvos nucleares e tipos de neutrinos ( $\nu/\bar{\nu}$ ) necessário para um entendimento completo das interações de neutrinos. A tabela 4.4 resume a situação experimental de diversos projetos.

Experimento	Ano	Reação	Medida	Eventos	Referência
Gargamelle	1977	$\nu/\bar{\nu}$ -propano/freon	semi-inclusiva	$\nu$ :1.061	[61]
	1977	$\nu/\bar{\nu}$ -propano/freon	produção de $\pi$	$\bar{\nu}$ :1.200	
Gargamelle	1978	$\bar{\nu}$ -propano/freon	$\bar{\nu}(\pi^0)$	139	[62]
	1978	$\bar{\nu}$ -propano/freon	$\bar{\nu}(\pi^-)$	73	
Gargamelle	1978	$\nu$ -propano/freon	$\nu p \rightarrow \nu p \pi^0$	240	[63]
	1978	$\nu$ -propano/freon	$\nu p \rightarrow \nu p \pi^+$	104	
	1978	$\nu$ -propano/freon	$\nu p \rightarrow \nu n \pi^0$	31	
	1978	$\nu$ -propano/freon	$\nu p \rightarrow \nu n \pi^+$	94	
Gargamelle	1979	$\nu/\bar{\nu}$ -propano/freon	$\nu(1\pi^0)$	178	[64]
	1979	$\nu/\bar{\nu}$ -propano/freon	$\bar{\nu}(1\pi^0)$	139	
BNL-Counter	1977	$\nu/\bar{\nu}$ -Al/C	$\nu(\pi^0)$	204	[65]
	1977	$\nu/\bar{\nu}$ -Al/C	$\bar{\nu}(\pi^0)$	22	
ANL-12	1974	$\nu$ -D <sub>2</sub> / $\nu$ -H <sub>2</sub>	$\nu p \rightarrow \nu n \pi^+$	8	[66]
	1974	$\nu$ -D <sub>2</sub> / $\nu$ -H <sub>2</sub>	$\nu p \rightarrow \nu p \pi^0$	18	
ANL-12	1980	$\nu$ -D <sub>2</sub>	$\nu n \rightarrow \nu p \pi^-$	?	[67]
ANL-12	1981	$\nu$ -D <sub>2</sub>	$\nu n \rightarrow \nu p \pi^-$	?	[68]
	1981	$\nu$ -D <sub>2</sub>	$\nu p \rightarrow \nu p \pi^0$	8	
	1981	$\nu$ -D <sub>2</sub>	$\nu p \rightarrow \nu p \pi^+$	22	
BNL-7	1981	$\nu$ -D <sub>2</sub>	$\nu n \rightarrow \nu p \pi^-$	200	[69]

Tabela 4.4: Medidas atuais de corrente neutra.

O detector MINER $\nu$ A está completo e a tomada de dados começou em março de 2010 e tem uma duração prevista de quatro anos. Neste período o experimento deverá obter cerca de 14,5 milhões de eventos de corrente carregada (CC). A tabela 4.5 apresenta o número esperado de eventos em diversos tópicos [70].

O experimento MINER $\nu$ A usou a configuração LE do feixe NuMI até junho de 2012 junto com o experimento MINOS e depois do *shutdown* de 2012 usará a configuração ME junto com o experimento NO $\nu$ A.

O conteúdo de  $\nu_e$  no feixe NuMI é estimado ser da ordem de apenas 1% do fluxo. Uma importante função do MINER $\nu$ A é fornecer uma medida do fluxo e espectro de energia de  $\nu_e$

Processo	Total	CC/t	CN/t
Quase-elástico	0,8 M	0,27 M	0,09 M
Produção ressonante	1,7 M	0,53 M	0,16 M
Transição: Ressonância para DIS	2,1 M	0,67 M	0,21 M
DIS. Funções de Estrutura e PDF em alto x	4,3 M	1,37 M	0,4 M
Produção coerente de $\pi$	0,13 M	0,09 M	0,04 M
Produção de hádron charmosos e estranhos	>240 k		
Distribuição de Parton generalizada	na ordem de 10 k eventos		
Efeitos nucleares	He: 0,6 M. C: 0,4 M, Fe: 2,0 M e Pb: 2,5 M		

Tabela 4.5: Número de eventos em diferentes tópicos (valores aproximados).

no feixe NuMI mais acurada do que a que é possível ser obtida pelo experimento MINOS.

O MINER $\nu$ A realizará medidas mais precisas da seção de choque em baixas energias. A seção de choque total  $\sigma_{TOT}$  é dada por  $\sigma_{TOT} = \sigma_{QE} + \sigma_{RES} + \sigma_{DIS}$  onde as reações que contribuem em cada seção de choque são:

$$\sigma_{QE}: \text{quase-elástico} \rightarrow \nu(\bar{\nu})n(p) \rightarrow \mu^-(\mu^+)p(n)$$

$$\sigma_{RES}: \text{ressonância} \rightarrow \nu N \rightarrow \mu N^*$$

$$\sigma_{DIS}: \text{espalhamento profundamente inelástico} \rightarrow \nu N \rightarrow \mu X$$

Com os eventos quase elásticos tem-se a perspectiva de calcular, com maior precisão,  $\sigma(F_\nu)$  e  $d\sigma/dQ^2$ , que são importantes para o estudo da oscilação de neutrinos, a determinação do fator forma do vetor axial  $F_A$  particularmente em altas  $Q^2$ , e o estudo do espalhamento próton intra nuclear e a dependência com o número de massa  $A$  (alvos de C, Fe, e Pb).

A alta granularidade do detector e sua capacidade de rastreamento permitem a identificação de eventos com diversas topologias. A figura 4.14 ilustra a capacidade de identificação de eventos pelo detector. Nesta figura observamos três topologias diferentes e como elas se diferenciam no detector.

Um experimento de espalhamento de neutrinos no feixe NuMI é uma oportunidade excepcional para o estudo de vários tópicos de física com precisão até agora não obtida. Muitos destes tópicos não foram estudados de forma sistemática e outros apresentam poucos resultados com grandes erros estatísticos e sistemáticos. Alguns dos assuntos possíveis de serem estudados pelo experimento MINER $\nu$ A são:

- Medida precisa da seção de choque quase elástica neutrino-nucleon, incluindo a dependência em  $E_\nu$  e em  $Q^2$ ;

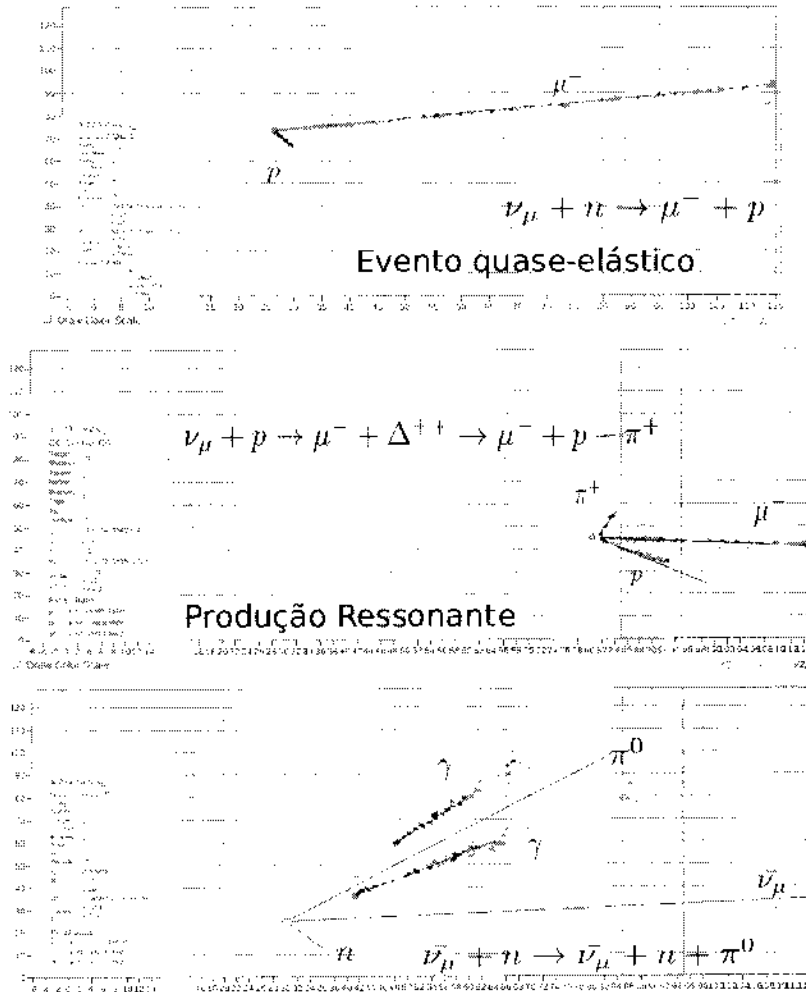


Figura 4.14: Eventos com topologias diferentes podem ser distinguidos graças à capacidade de reconstrução do detector do MINER $\nu$ A. Resultados obtidos com simulação.

- Determinação da seção de choque de produção de pions (simples e dupla) para interações em corrente carregada e corrente neutra;
- Medida precisa da produção coerente de pions com particular atenção à dependência com o número atômico  $A$  do núcleo;
- Exame dos efeitos nucleares nas interações de neutrinos;
- Estudos da física nuclear para a qual reações de neutrinos fornecem informações complementares aos estudos realizados na mesma faixa cinemática.

Estes itens são, por si só, importante tópicos de pesquisas. São, também, essenciais para a minimização dos erros sistemáticos nos experimentos de oscilação de neutrinos.

A figura 4.15 mostra as medidas de seção de choque realizadas até o momento e a faixa de energia de diversos experimentos. Note-se a abrangência da região de energia acessível ao MINER $\nu$ A.

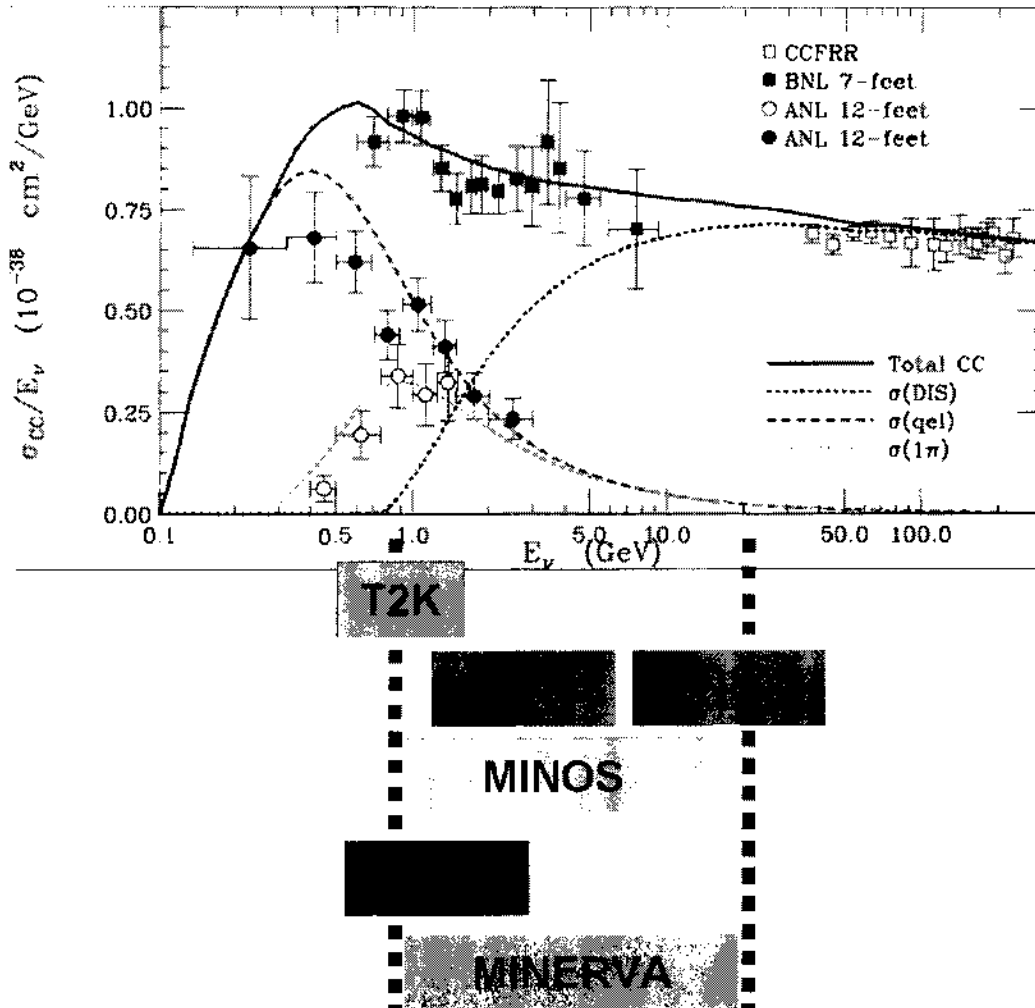


Figura 4.15: Medidas de seção de choque para vários processos. Mostramos a região de energia acessível a diversos experimentos. Observa-se a faixa de energia de atuação do MINER $\nu$ A. Gráfico extraído de [71].

Os dados mostrados na figura 4.15 são de experimentos das décadas de 70 e 80 do século passado, com baixa estatística e altos erros sistemáticos. O experimento MINER $\nu$ A reduzirá as incertezas destas medidas como mostrado na tabela 4.6.

#### 4.9.1 Espalhamento quase-clástico

Espalhamento quase-clástico domina as interações  $\nu$ -A na região de  $E_\nu > 2$  GeV. A medida precisa da seção de choque para esta reação, incluindo a dependência em A e com a energia, é



Incertezas estimadas para a seção de choque		
Processo	Atual	Após MINER $\nu$ A
Quase-clástico	20 %	5 %
Produção ressonante	40 %	5/10 % (CC/CN)
DIS	20 %	5 %
Produção coerente de $\pi$	100 %	20 %

Tabela 4.6: Incertezas nas medidas das seções de choque atuais e as esperadas após o experimento MINER $\nu$ A.

fundamental para os experimentos sobre oscilação de neutrinos.

O gráfico da parte superior da figura 4.16 sumariza o conhecimento atual da seção de choque quase-clástica. Este gráfico mostra que as medidas atuais têm erros muito grandes em toda a faixa de energia do MINER $\nu$ A. O gráfico inferior da figura mostra as medidas esperadas pelo MINER $\nu$ A.

#### 4.9.2 Produção ressonante de píons

A grande estatística, variedade de alvos nucleares, baixo patamar de detecção e excelente sistema de rastreamento e boa calorimetria permitem que o experimento MINER $\nu$ A melhore significativamente as medidas da produção ressonante de píons em interações de neutrinos. Estas medidas imporão limites às seções de choque, seções de choque relativas, à forma das distribuições de  $Q^2$  e permitirão as primeiras comparações diretas das interações de neutrinos em alvos diferentes.

#### 4.9.3 Produção coerente de píons

As altas taxas do experimento MINER $\nu$ A, os diversos alvos nucleares, a alta granularidade do detector, a grande capacidade de reconstrução de trajetórias e a boa calorimetria do detector tornam possível o estudo de espalhamento coerente neutrino-núcleo em corrente carregada e em corrente neutra com precisão até então inatingível.

A figura 4.17 mostra os resultados atuais para produção coerente de píons junto com os resultados esperados pelo MINER $\nu$ A.

#### 4.9.4 Dependência em $A$ da seção de choque coerente

MINER $\nu$ A comparará as taxas de produção de seção de choque coerente para o carbono e para o chumbo. O cálculo da dependência em  $A$  da seção de choque depende, principalmente,

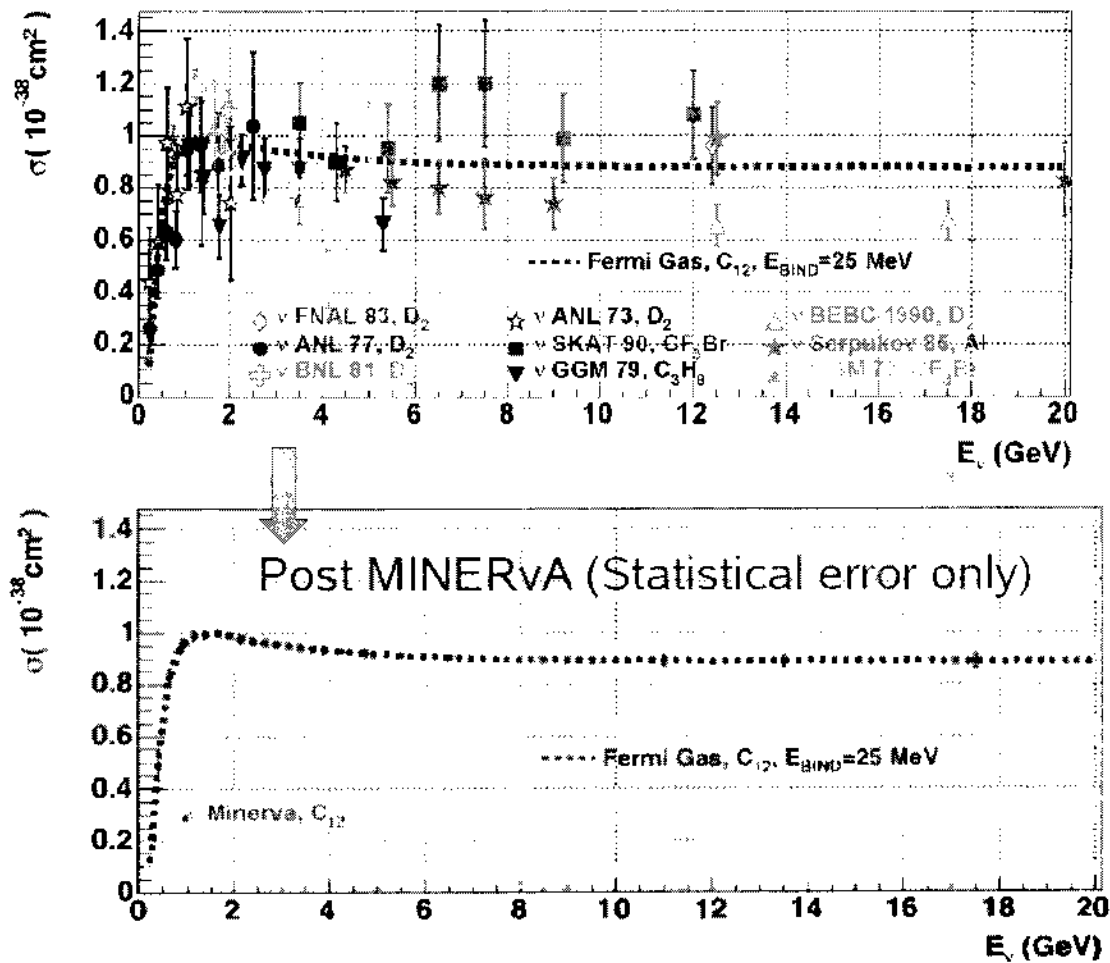


Figura 4.16: Superior: medidas atuais da seção de choque quase-elástica. A linha pontilhada em azul emprega um modelo de gás de Fermi. Inferior: previsão dos resultados de medida da seção de choque quase-elástica esperada pelo MINERVA (apenas erros estatísticos).

do modelo empregado para as interações hádron-núcleo. A medida desta dependência serve, portanto, como teste destes modelos. A comparação entre resultados experimentais e modelos ainda não foi realizada. O modelo de Rein-Seghal e o modelo de Paschos, por exemplo, prevêem os valores de 0,223 e 0,259, respectivamente, para a razão entre a seção de choque de produção em corrente neutra  $\nu$ -C e  $\nu$ -Pb. A figura 4.18 mostra a dependência em A prevista por ambos os modelos. O experimento MINERVA pode resolver as diferenças entre os modelos.

#### 4.9.5 Produção de partículas estranhas e charmosas

O experimento MINERVA realizará os primeiros estudos com alta estatística da produção exclusiva de partículas estranhas em interações de neutrinos. A tabela 4.7 sumariza o tamanho

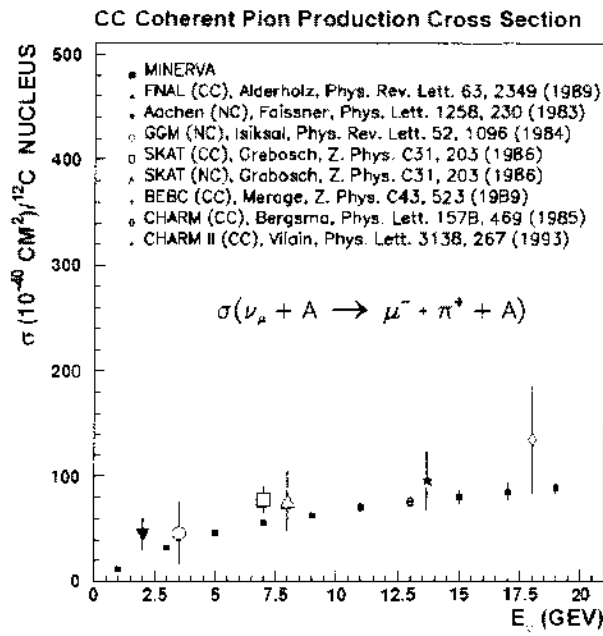


Figura 4.17: Comparação entre os resultados existentes para produção coerente de píons e os resultados esperados pelo experimento MINERVA.

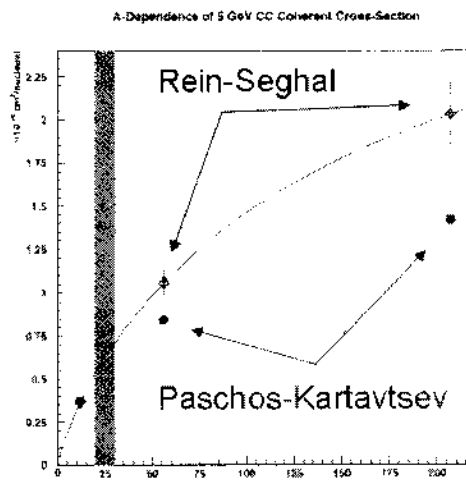


Figura 4.18: Seção de choque coerente como função de A. A região sombreada indica a faixa de medidas anteriores. As cruzes são as predições do modelo de Rein-Schgal para espalhamento por C, Fe e Pb e os círculos são as previsões do modelo de Paschos-Kartavtsev. O experimento MINERVA pode resolver as diferenças entre os diversos modelos.

da amostra esperada em diversos canais durante 4 anos de tomada de dados. O programa de física do MINERVA inclui, também, a busca de novos processos como reações de mudança de

estranheza em processos de corrente neutra e ressonâncias bariônicas incomuns. Uma tomada de dados prolongada do feixe NuMI com antineutrinos facilitará estudos de produção de híperons  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  e  $Y^*$  além de permitir novas medidas dos elementos da matriz Cabibbo Kobayashi Maskawa.

Tipo de reação	Canal exclusivo	N° de eventos
$\Delta S = 0$ CC	$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- K^+ \Lambda^0$	23.100
	$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- \pi^0 K^+ \Lambda^0$	20.400
	$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- \pi^+ K^0 \Lambda^0$	13.800
	$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- K^- K^+ p$	11.200
	$\nu_\mu p \rightarrow \mu^- K^0 K^+ \pi^0 p$	3.300
$\Delta S = 1$ CC	$\nu_\mu p \rightarrow \mu^- K^+ p$	34.900
	$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- K^0 p$	5.200
	$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- \pi^+ K^0$	4.600
$\Delta S = 0$ NC	$\nu_\mu p \rightarrow \nu K^+ \Lambda^0$	7.900
	$\nu_\mu n \rightarrow \nu K^0 \Lambda^0$	2.400
	$\nu_\mu n \rightarrow \nu K^0 \Lambda^0$	6.100

Tabela 4.7: Amostras esperadas pelo experimento MINER $\nu$ A para diversos eventos de produção exclusiva de partículas estranha durante uma tomada de dados de 4 anos.

#### 4.9.6 Espalhamento profundamente inelástico (DIS)

O estudo do espalhamento de neutrinos desempenha um papel importante no conhecimento das funções de distribuição de pártons (PDFs) que descrevem como os pártons estão distribuídos nos prótons ou outros hádrons e são definidas em termos de operadores de elementos matriciais. A importância de estudar DIS empregando neutrinos deve-se a que somente os neutrinos podem resolver os sabores dos constituintes dos nucleons. No Modelo Padrão os  $\nu$  interagem com os quarks  $\bar{u}$ ,  $\bar{c}$ ,  $d$ ,  $s$ , enquanto os  $\bar{\nu}$  interagem com os quarks  $u$ ,  $c$ ,  $\bar{d}$  e  $\bar{s}$ . MINER $\nu$ A é capaz de empregar neutrinos para realizar medidas da estrutura partônica com alta estatística, complementando os estudos feitos por outros experimentos. O experimento MINER $\nu$ A tem a capacidade de realizar, pela primeira vez, o cálculo independente das funções de estruturas  $F_1^{\nu N}(x, Q^2)$ ,  $F_2^{\nu N}(x, Q^2)$ ,  $F_3^{\nu N}(x, Q^2)$ ,  $F_1^{\bar{\nu} N}(x, Q^2)$ ,  $F_2^{\bar{\nu} N}(x, Q^2)$ ,  $F_3^{\bar{\nu} N}(x, Q^2)$ , e  $x F_3^{\bar{\nu} N}(x, Q^2)$ . As distribuições partônicas podem ser determinadas tomando-se as diferenças e as somas destas funções de estruturas. O experimento MINER $\nu$ A pode melhorar as medidas destas PDFs individualmente a partir das medidas das funções para  $\nu$  e  $\bar{\nu}$ .

A multiplicidade de alvos do experimento MINER $\nu$ A permite que sejam feitas medidas da

seção de choque e das funções de estrutura para diversos alvos nucleares. Isto é importante para fazer a conexão entre medidas anteriores e as medidas do MINER $\nu$ A para valores altos de  $Q^2$  e permitir, pela primeira vez, a medida dos efeitos nucleares nos espalhamentos de neutrinos.

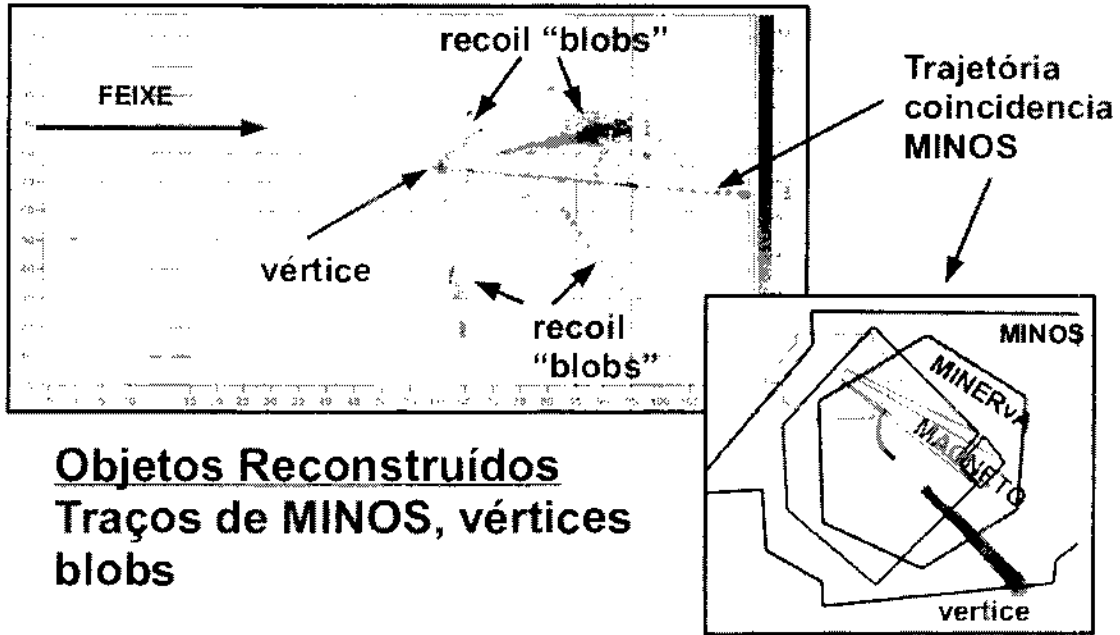
## 4.10 Reconstrução de Eventos

Para obter a informação física do detector MINER $\nu$ A é preciso reconstruir os eventos físicos, identificando e caracterizando as partículas que passam pelo detector. Esta reconstrução parte de alguns objetos tais como *hits*, *cluster*, *blobs*, *tracks*.

Devido à forma geométrica do detector MINER $\nu$ A a informação tomada aparece na forma “*hits*” (ou Digits no arcabouço do MINER $\nu$ A). Estes *hits* (que são os sinais deixados em cada parte do detector) podem estar no *Inner Detector* ou *Outer Detector*. Eles possuem informação da posição em duas dimensões, energia depositada nas barras cintiladores assim como informação de tempo.

Outros objetos empregados na reconstrução são os *clusters* que correspondem a um conjunto de *hits* que satisfazem alguma características (como encontrarem-se próximos). No momento de formar um *cluster* os *hits* são ordenados por plano, módulo e *strip*. Após serem ordenados, os *hits* que se encontram adjacentes são agrupados formando um *cluster*. O *track* corresponde a um traço deixado por uma partícula no detector. Este traço pode ser curto ou longo dependendo de quanto a partícula viaja no detector.

Um *blob* é um objeto tridimensional consistindo em uma coleção de *clusters*, coleção esta que representa a energia depositada. A figura 4.19 mostra os principais objetos empregados na reconstrução de eventos no MINER $\nu$ A. Setores de *clusters* aglomerados que não correspondem a um traço podem representar chuveiros hadrônicos ou eletromagnéticos. A figura 4.20 ilustra a reconstrução do traço deixado por um múon visto no detector do MINOS.



**Objetos Reconstruídos**  
**Traços de MINOS, vértices**  
**blobs**

Figura 4.19: Objetos reconstruídos no MINERVA e no MINOS. Os *hits* são representados por pequenos triângulos, o traço é a linha e os *blobs* são os objetos verdes ou azuis.

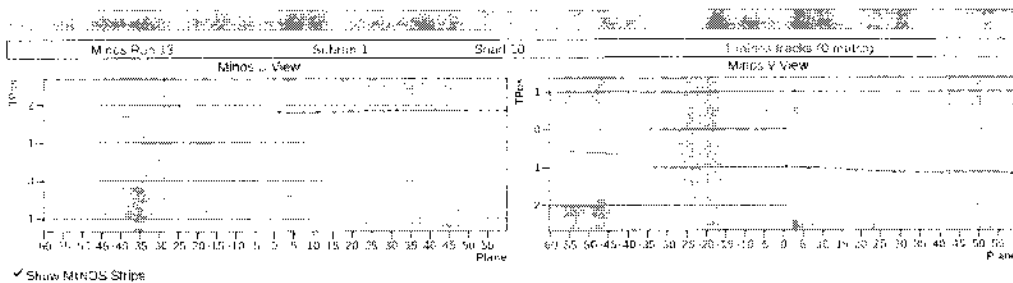


Figura 4.20: Traço de um múon visto no detector do MINOS.

# Capítulo 5

## Constantes de Calibração

### 5.1 Introdução

O MINER $\nu$ A emprega *software* para a análise, reconstrução e simulação de eventos<sup>1</sup>. Devido às características, forma e material que compõe o detector, a energia reconstruída em simulação de Monte Carlo nem sempre corresponderá à energia do processo real. É preciso determinar as constantes de calibração de forma a reconstruir corretamente as energias e demais características das partículas a partir dos sinais registrados pelo detector.

### 5.2 Amostra de elétrons no detector MINER $\nu$ A

Para a calibração do *Inner Detector* (ID) empregamos um Monte Carlo para geração de elétrons em várias partes do detector (*tracker* e calorímetros) todos com momenta na faixa mostrada na tabela 5.1.

Subdetector	Momentum [ $p_{min}, p_{max}$ ] (GeV)
Tracker	[0,1]
ECAL	[1,10]
HCAL	[0,2]

Tabela 5.1: Amostra de elétrons gerados por MC para calibração do detector.

As figuras 5.1, 5.2 e 5.3 mostram chuveiros produzidos por elétrons em três partes diferentes do detector: na região ativa (*tracker*), no calorímetro eletromagnético e no calorímetro hadrônico respectivamente. No *tracker* o chuveiro desenvolve-se em um espaço mais longo devido ao

---

<sup>1</sup>A simulação envolve tanto a geometria do detector quanto a passagem de partículas e a deposição de energia destas partículas em diferentes partes do detector.

material cintilador desta região. Nos calorímetros o chuveiro espalha-se por uma região mais curta devido a energia e material dos absorvedores.

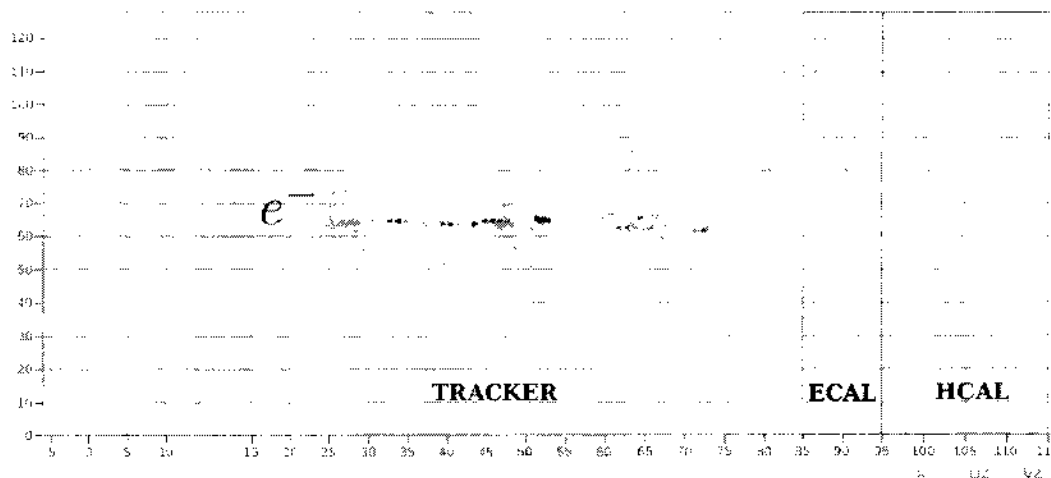


Figura 5.1: Elétron de 777 MeV dentro do detector MINERνA como visto no mostrador de eventos “Arachne” [72]. O elétron foi produzido no início da região ativa.

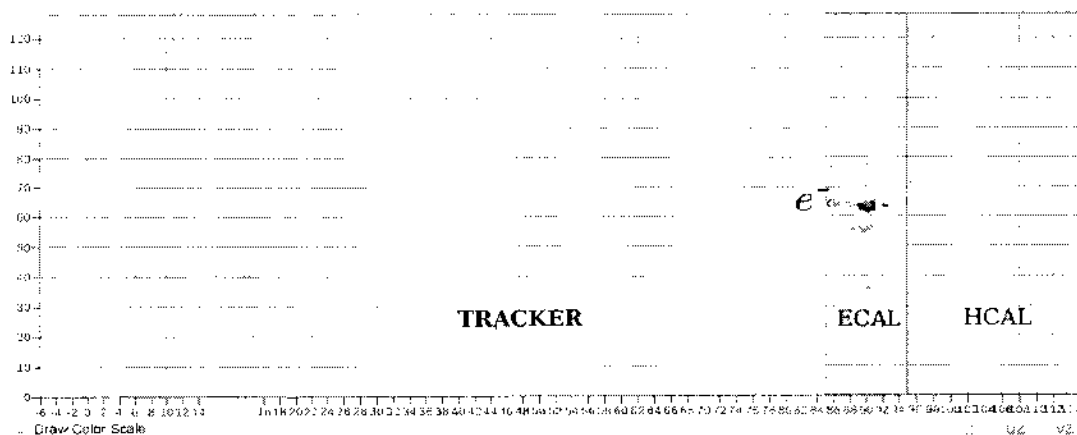


Figura 5.2: Elétron de 791 MeV no Calorímetro eletromagnético.

Geramos, também, amostras com elétrons de maior momentum de forma que os chuveiros estendam-se por todo o *tracker* e penetrem nos calorímetros. Suas características são vistas na tabela 5.2. A figura 5.4 mostra um chuveiro produzido por um elétron de 6,9 GeV que atravessa o *tracker* e chega ao calorímetro eletromagnético.



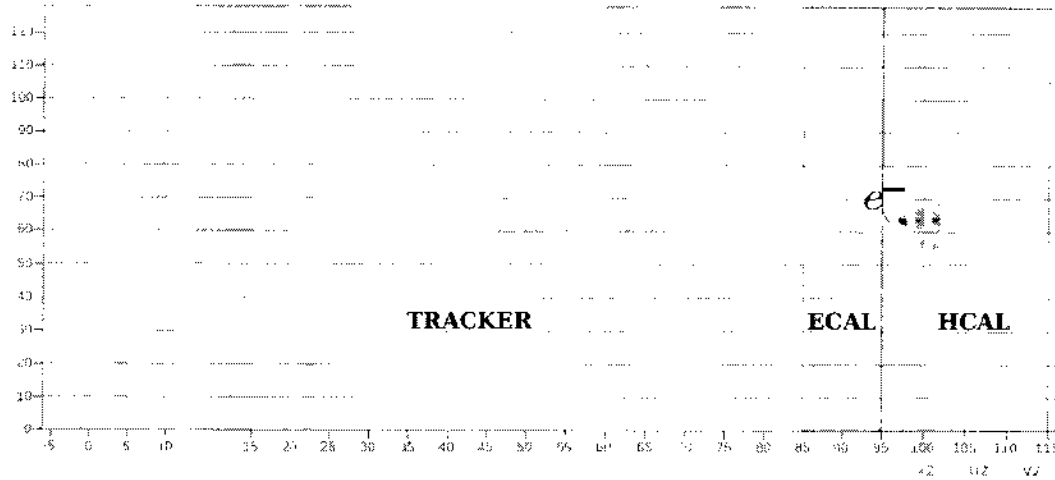


Figura 5.3: Elétron de 1,908 GeV no Calorímetro Hadrônico.

Subdetector	Momentum [ $p_{min}$ , $p_{max}$ ](GeV)
Tracker	[0,2]
ECal	[0,3]
Tracker	[0,5]

Tabela 5.2: Amostra de elétrons para chuveiros longos.

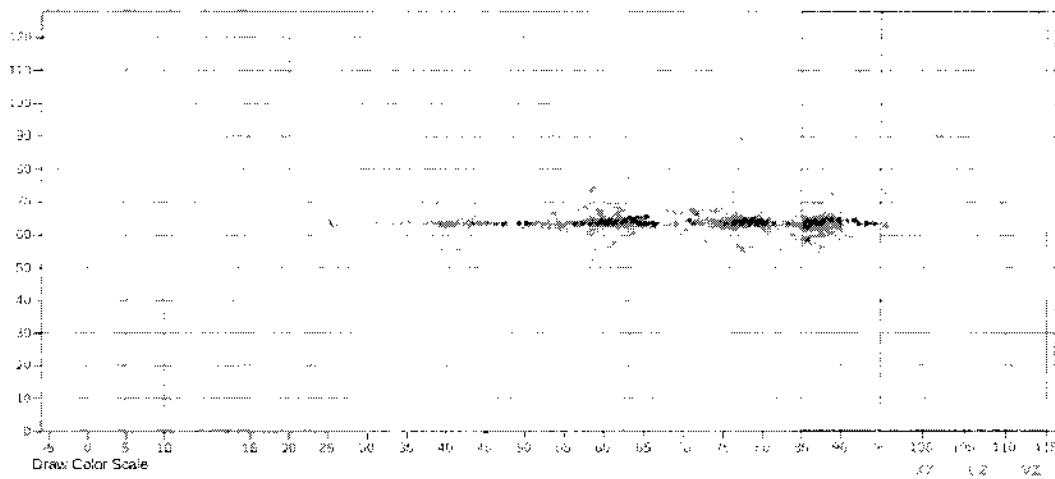


Figura 5.4: Chuveiro produzido por um elétron de 6,9 GeV que inicia-se no *tracker* e termina no calorímetro eletromagnético.

### 5.3 Cálculo do fator de calibração

Um elétron no detector MINERvA gera um chuveiro. A calibração consiste em reconstruir a energia do chuveiro do elétron e compará-la com a energia do elétron dada pela simulação

de Monte Carlo. Este trabalho foi feito para cada sub-detector no *Inner Detector*. A equação 5.1 é usada para a calibração dos chuveiros que se encontram completamente contidos no sub-detector.

$$k_{\text{calibração}} = \frac{\text{Energia Monte Carlo do elétron}}{\text{Energia visível total}} \quad (5.1)$$

onde a “Energia visível total” é a soma da energia visível de cada *hit* no detector correspondente ao chuveiro eletromagnético. Neste caso todos os *hits* correspondem ao chuveiro por ser uma amostra pura de elétrons. Os eventos com *hits* no *Outer Detector* (OD) não são levados em conta.

Após a obtenção das constantes para cada sub-detector a energia reconstruída do chuveiro é dada pela equação 5.2

$$E_{\text{reconstruída}} = k_{\text{Tracker}} E_{\text{Tracker}} + k_{\text{ECal}} E_{\text{ECal}} + k_{\text{HCal}} E_{\text{HCal}} \quad (5.2)$$

Podemos fazer uso da equação 5.2 para comprovar o valor da constante. Quando o chuveiro distribui-se por dois detectores podemos obter a constante de um dos detectores a partir do conhecimento da constante do outro detector. A expressão 5.3 permite obter o valor da constante no calorímetro eletromagnético  $k_{\text{ECal}}$  a partir da constante do *tracker*; o mesmo pode ser feito para a constante no calorímetro hadrónico  $k_{\text{HCal}}$  usando a constante obtida para o calorímetro eletromagnético como descrito na expressão 5.4.

$$k_{\text{ECal}} = \frac{E_{\text{MonteCarlo}} - k_{\text{tracker}} E_{\text{tracker}}}{E_{\text{ECal}}} \quad (5.3)$$

$$k_{\text{HCal}} = \frac{E_{\text{MonteCarlo}} - k_{\text{ECal}} E_{\text{ECal}}}{E_{\text{HCal}}} \quad (5.4)$$

A figura 5.5 mostra a distribuição das constantes de calibração. Em nosso estudo para entender a origem destes valores verificamos que estas constantes são dependentes dos seguintes parâmetros:

- Energia do elétron incidente;
- Vista do evento nos três planos do detector;
- Número de *hits* em cada sub-detector;
- Momentum da partícula.

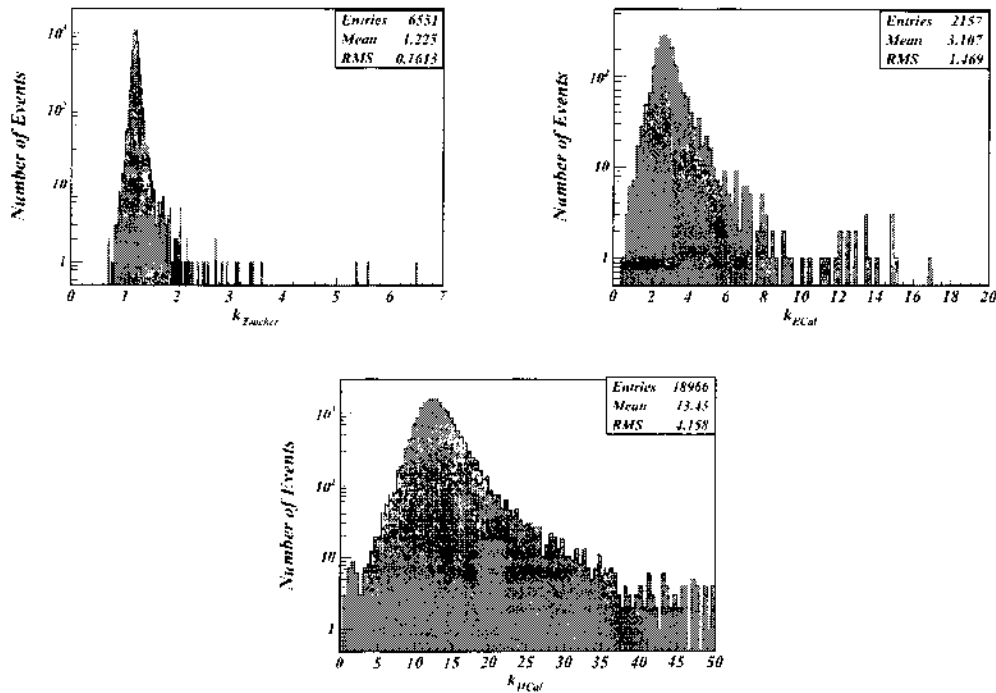


Figura 5.5: Distribuição da constante de calibração para o sub-detector *tracker* (esquerda superior), calorímetro eletromagnético (direita superior) e calorímetro hadrônico (inferior)

## 5.4 Análise de chuweiros contidos

Empregando somente chuweiros que se encontrem completamente contidos em cada sub-detector, obtemos as distribuições de energia mostradas na figura 5.6 para o *tracker*, o calorímetro eletromagnético e o calorímetro hadrônico.

### 5.4.1 Dependência da energia

A figura 5.7 mostra a dependência da constante de calibração com a energia do elétron em cada um dos sub-detectores.

Os valores da constante de calibração afastados do valor médio originam-se de elétrons de menor energia. A figura 5.8 mostra o sinal deixado por um elétron de 23 MeV no detector. Neste caso apenas alguns *hits* são notados nas vistas X e V mas nada é visto na vista U. Isto significa que toda a informação do evento não é conhecida. Devido à baixa energia depositada, parte da energia é perdida pois não é suficiente para ativar o cintilador. Neste caso a fração da energia visível do Monte Carlo tenderá a ter um valor muito maior que o valor real, o que explica os valores da constante de calibração afastados da média como visto na figura 5.5. Um dos requisitos para a reconstrução de eventos é que o chuweiro tenha ao menos um *hit* em cada

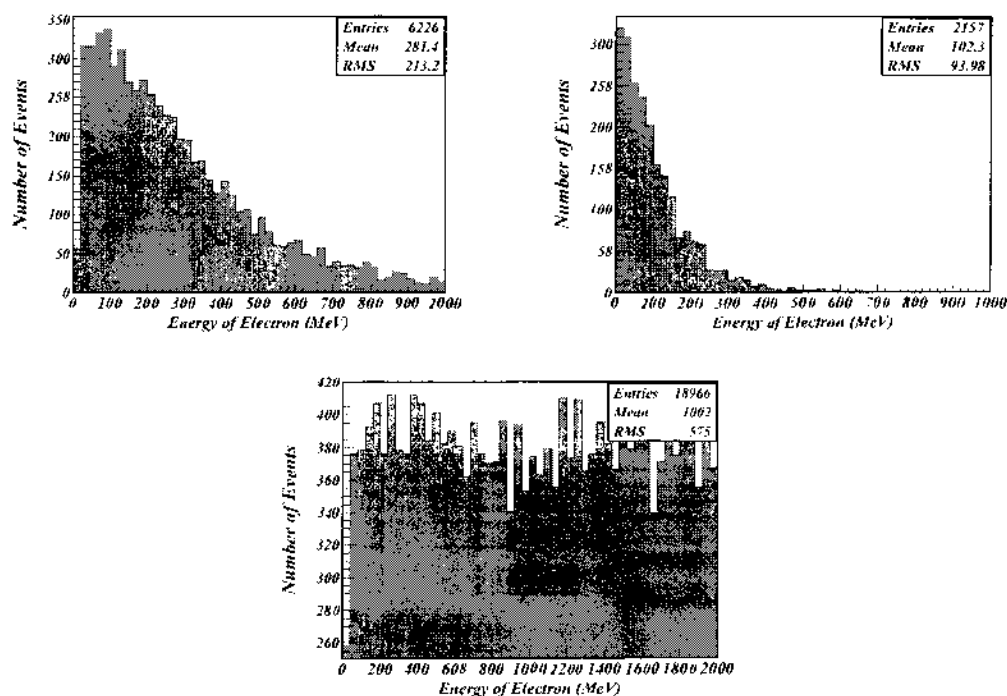


Figura 5.6: Distribuição da energia do elétron totalmente contido no *tracker* (esquerda superior), calorímetro eletromagnético (direita superior) e calorímetro hadrônico (inferior).

vista.

As figuras 5.9, 5.10 e 5.11 mostram o resultado de aplicar este corte aos chuveiros contidos no *Tracker*, *Ecal* e *Hcal* respectivamente. No caso dos calorímetros temos um ajuste feito por duas gaussianas: a maior corresponde aos chuveiros energéticos e a menor corresponde a eventos com pouca energia. Com os resultados das figuras 5.9, 5.10 e 5.11 obtemos os resultados mostrado na tabela 5.3:

Subdetector	Constante de calibração	Faixa de energia (MeV)
Tracker	$1.209 \pm 0,001$	$> 20$
Calorímetro eletromagnético	$2,677 \pm 0,020$	$> 20$
Calorímetro hadrônico	$12,24 \pm 0,04$	$> 300$

Tabela 5.3: Constante de calibração para cada sub-detector.

## 5.5 Análise para chuveiros longos

Como mostrado na figura 5.4, um chuveiro produzido por um elétron com certa quantidade de energia é capaz de alcançar os calorímetros. Nestes casos as constantes apresentam uma

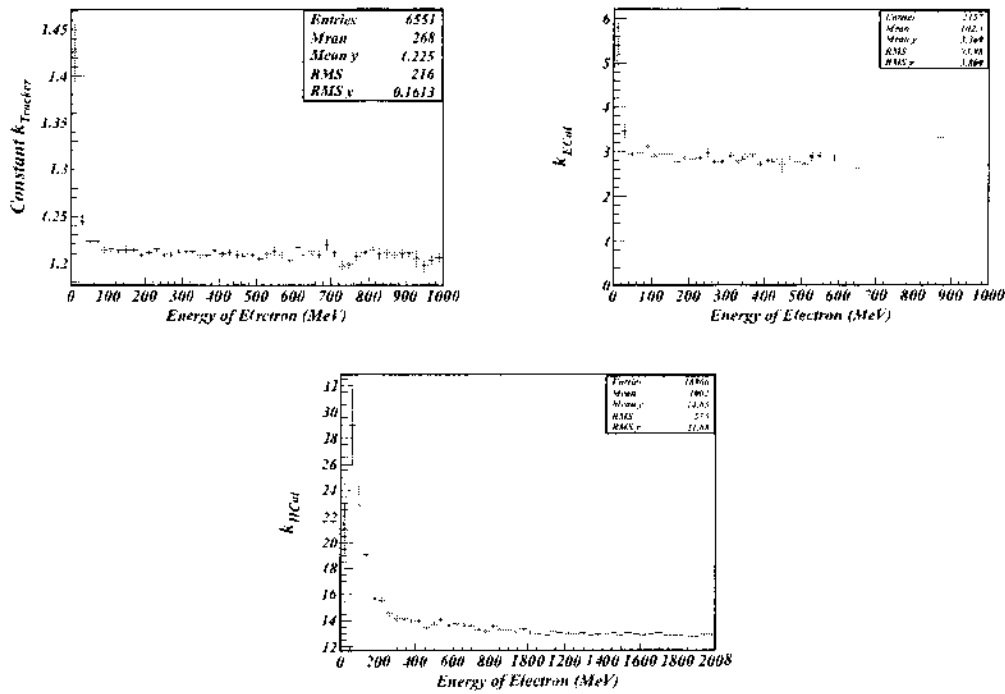


Figura 5.7: Dependência da constante de calibração na região do *tracker* em função da energia. Os valores maiores ocorrem para valores pequenos de energia. Para o *tracker* (esquerda superior) os valores altos da constante ocorrem para energia menor que 80 MeV. Para o calorímetro eletromagnético (direita superior) os valores mais altos ocorrem para energia abaixo de 20 MeV e para o calorímetro hadrônico os valores mais altos ocorrem para energias abaixo de 200 MeV.

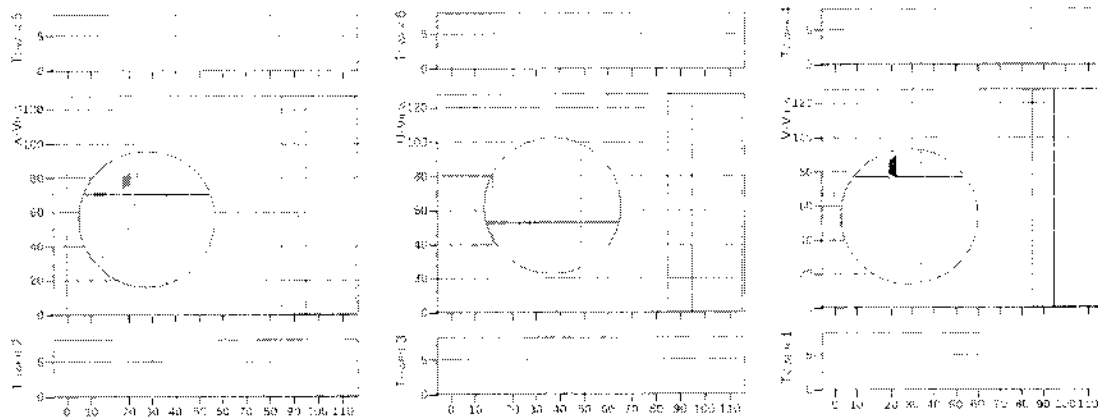


Figura 5.8: *Event Display* para um elétron de 23 MeV de energia no detector nas vistas X, U e V. A quantidade de *hits* é pequena ou mesmo zero.

dependência com o número de *hits* nos calorímetros.

Em casos deste tipo de chuva, nós podemos calcular uma constante fixando a primeira

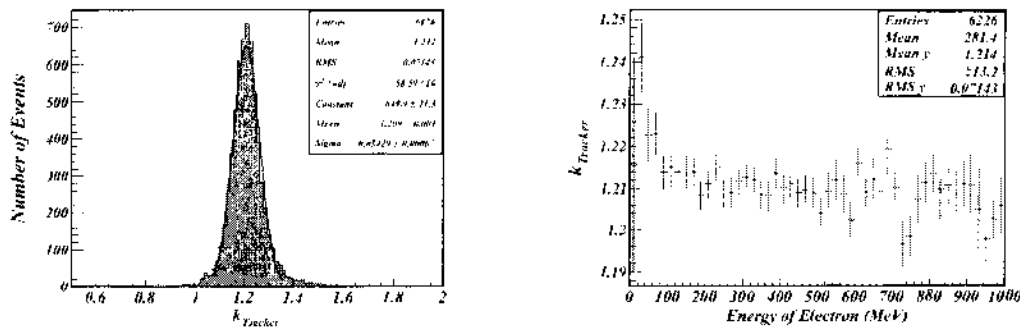


Figura 5.9: O gráfico da esquerda mostra a distribuição da constante de calibração para o *tracker* com um valor médio de 1.209 e o gráfico da direita mostra a dependência com a energia.

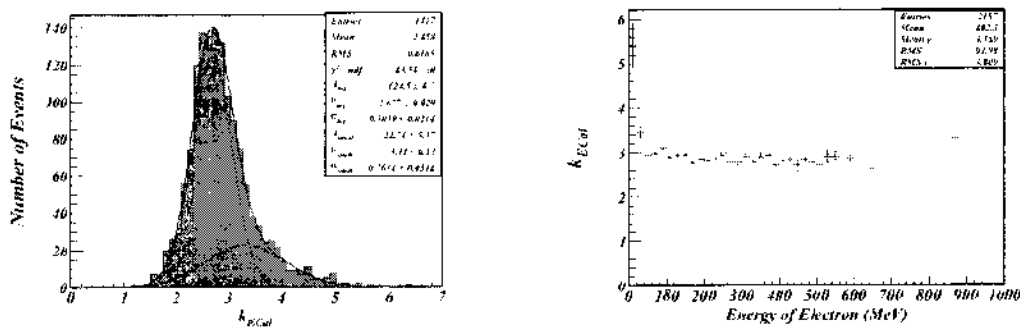


Figura 5.10: O gráfico da esquerda mostra a distribuição da constante de calibração para o calorímetro eletromagnético aplicando-se o corte e o gráfico da direita mostra a dependência com a energia.

como, por exemplo, na equação 5.3 onde calculamos a constante no calorímetro eletromagnético usando a energia dada por simulação de Monte Carlo e a constante do *Tracker*.

### 5.5.1 Cálculo das constantes de calibração para chuveiros compartilhados por dois subdetectores

Empregamos apenas eventos cujos chuveiros se desenvolvam apenas entre o *tracker* e o calorímetro eletromagnético e eventos onde o chuveiro se desenvolva apenas nos dois calorímetros. Nestes casos empregamos as equações 5.3 e 5.4 respectivamente. As distribuições das constantes são apresentada na figura 5.12.

Estas distribuições para os valores da constante de calibração não mostram um padrão gaussiano e apresentam uma quantidade de valores próximo a zero. Devido ao fato do chuveiro

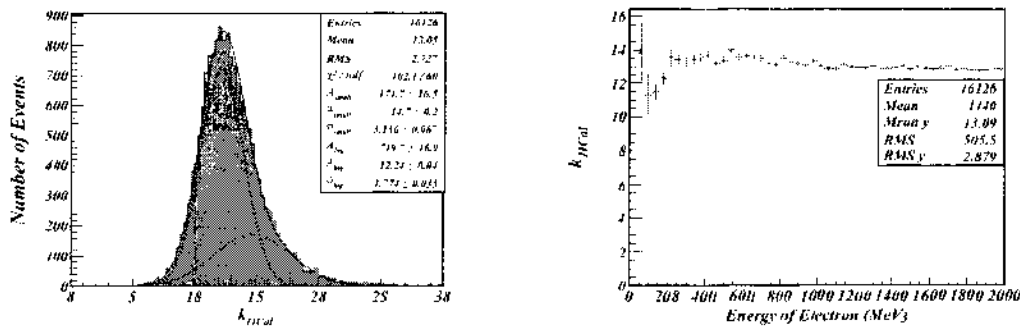


Figura 5.11: O gráfico da esquerda mostra a distribuição da constante de calibração para o calorímetro hadrônico aplicando-se o corte e o gráfico da direita mostra a dependência da constante de calibração com a energia

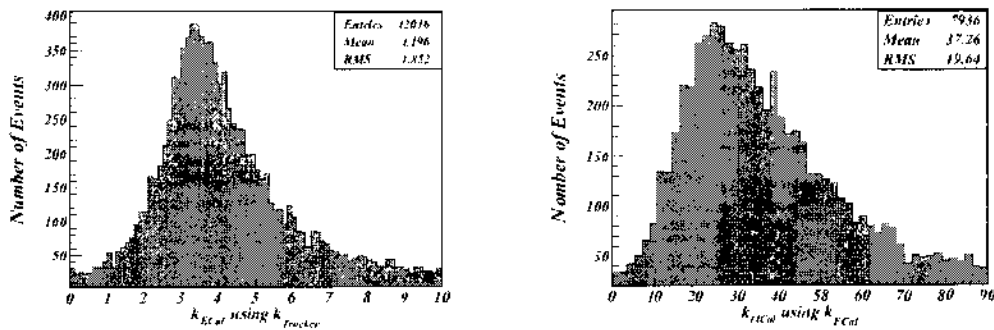


Figura 5.12: Distribuição da constante de calibração para o calorímetro eletromagnético empregando a expressão 5.3 (esquerda) e para o calorímetro hadrônico empregando a expressão 5.4

ser gerado no sub-detector anterior, ele deposita grande parte da energia no primeiro sub-detector e somente uma pequena parte é depositada no segundo sub-detector. A energia visível é caracterizada pela energia de cada *hit*. Buscamos, então uma dependência entre a constante e o número de *hits*. A figura 5.13 mostra como a distribuição é afetada por cortes no número de *hits* no segundo sub-detector.

A figura 5.14 mostra a dependência das constantes de calibração  $k_{ECal}$  e  $k_{HAD}$  com o número de *hits* em cada calorímetro.

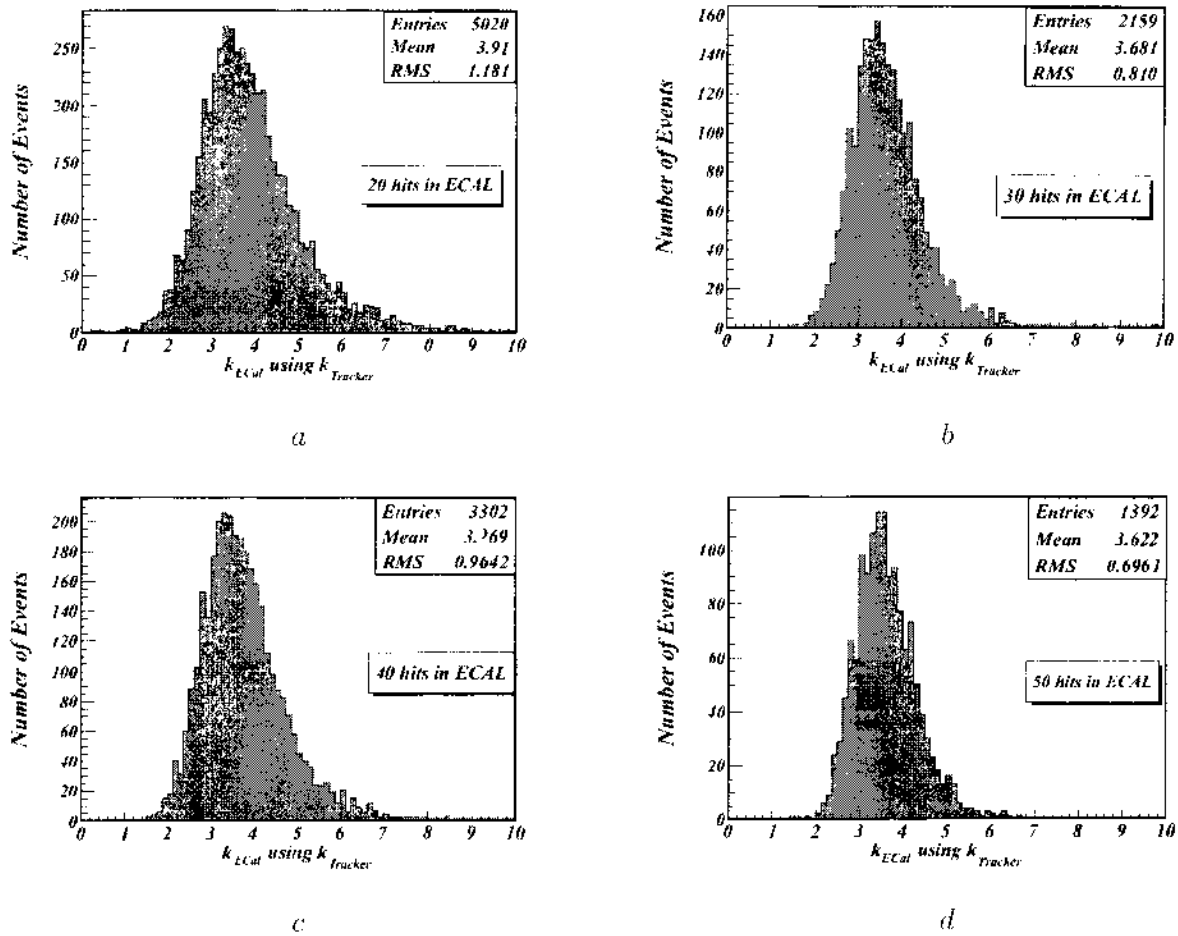


Figura 5.13: Distribuição da constante no calorímetro eletromagnético com corte no número de *hits* no segundo sub-detector.

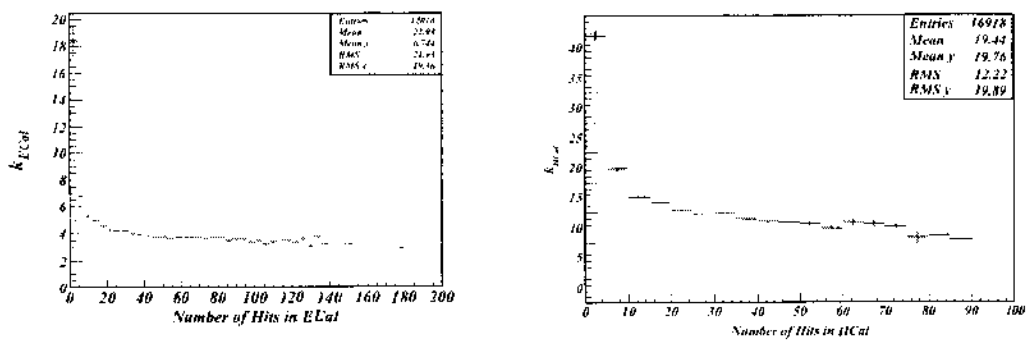


Figura 5.14: Dependência das constantes de calibração nos calorímetros em função do número de *hits*.



Para a reconstrução de um evento é necessário que ele tenha uma quantidade mínima de *hits* nos calorímetros eletromagnético e hadrônico como definido na tabela 5.4.

Calorímetro	Número de <i>hits</i>
Eletromagnético	20
Hadrônico	25

Tabela 5.4: Número de *hits* necessários para a reconstrução de eventos

Satisfeitos os requerimento para a reconstrução (ter *hits* nas três vistas e o número mínimo de *hits* nos calorímetros) podemos fazer uso das constantes obtidas (tabela 5.3) para encontrar a energia reconstruída a partir da energia visível empregando a equação 5.2.

A comparação entre a energia reconstruída e a energia Monte Carlo com diversos cortes aplicados pode ser vista nos graficos da figura 5.15. O primeiro corte somente tem efeito para baixas energias enquanto que o segundo corte deixa fora uma quantidade grande de eventos. Isto acontece devido a amostra ter um vértice fixo e somente os elétrons energéticos chegarem aos calorímetros.

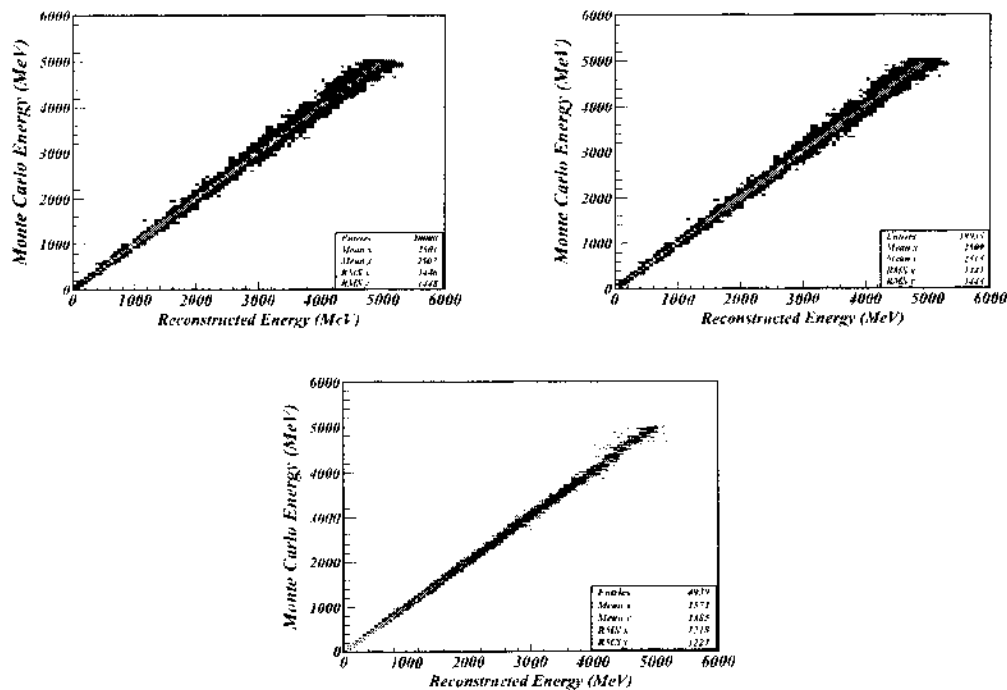


Figura 5.15: Energia Monte Carlo versus energia reconstruída. Nenhum corte aplicado (esquerda superior), com corte no número mínimo de *hits* em cada vista (direita superior) e quando emprega-se corte no número mínimo de *hits* por vista e quantidade mínima de *hits* nos calorímetros.

A energia reconstruída deve ser igual a energia dada por Monte Carlo. Um segundo fator, chamado “fator de escala”  $\alpha$ , é, então, incluído. Podemos obter este fator com um ajuste linear do gráfico 5.15 seguido de uma fatorização do termo  $k_{Tracker}$  sendo que, por convenção do experimento,  $k_{Tracker} = 1$ . Como resultado encontramos  $\alpha = 1.21$ . Finalmente temos uma equação para a reconstrução da energia de um chuveiro qualquer.

$$E_{reco} = \alpha(k_{Tracker}E_{Tracker} + k_{ECal}E_{ECal} + k_{HCal}E_{HCal}) \quad (5.5)$$

Onde as constantes são mostrada na tabela 5.5.

Sub-Detector	Constante
$k_{Tracker}$	1
$k_{ECal}$	2,29
$k_{HCal}$	10,12

Tabela 5.5: Constantes de calibração.

Estes valores são usados para a reconstrução da energia a partir de objetos compostos de *hits*, como os *clusters* e os *blobs*, que é essencial para os estudos apresentados no capítulo 7 onde se desenvolve a análise de reconstrução de  $\pi^0$  que é o objetivo principal desta dissertação.

# Capítulo 6

## Análise da energia associada à trajetória do múon

### 6.1 Perda de energia associada a partículas carregada

Ao atravessar a matéria uma partícula carregada perde energia principalmente por colisões ou por radiação. A perda total pode ser descrita por:

$$\left\langle \frac{-dE}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{-dE}{dx} \right\rangle_{\text{colisões}} + \left\langle \frac{-dE}{dx} \right\rangle_{\text{radiação}} \quad (6.1)$$

onde  $\left\langle \frac{-dE}{dx} \right\rangle_{\text{colisões}}$  representa o valor médio da perda de energia por unidade de comprimento devido interações coulombianas, como ionização e excitação, e  $\left\langle \frac{-dE}{dx} \right\rangle_{\text{radiação}}$  corresponde a perda de energia por interações radioativas, emissões de Bremsstrahlung, efeito Cherenkov e transições nucleares. Em algumas situações um elétron pode ter energia suficiente para causar mais ionizações. Estes elétrons são conhecidos como raios delta. A figura 6.1 mostra o poder de parada para um anti-múon que atravessa o cobre. Este gráfico mostra a dependência em  $\beta\gamma$  e indica o processo dominante em cada região.

Uma partícula carregada, com energia relativística moderada, perde energia, principalmente, por interações do campo coulombiano com os elétrons atômicos. Uma descrição da perda desta energia é dada pela equação de Bethe-Bloch [73].

$$\langle -dE/dx \rangle = K \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\text{max}}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (6.2)$$

onde

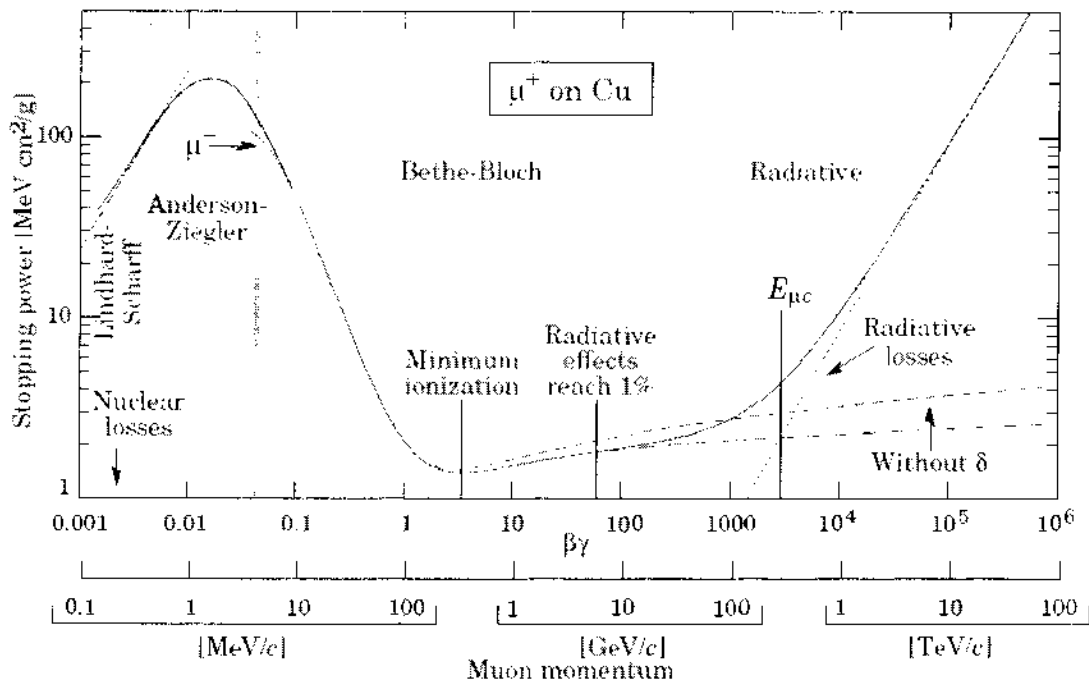


Figura 6.1: Poder de parada para o caso de um anti-múon que atravessa o cobre em função do momento do anti-múon [73].

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,307075 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

$z$  Carga da partícula incidente

$Z(A)$  Número Atômico (massa) do material

$m_e$  massa do elétron

$I$  Energia de excitação média  $\approx 16Z$  eV,  $Z > 1$

$T_{max}$  energia cinética máxima que pode ser transferida a um elétron livre em uma colisão

$\delta(\beta\gamma)$  correção de efeito da densidade

Esta deposição de energia é frequentemente usada para identificação de partículas de baixo momentum.

Na região radioativa, as partículas com alta energia diminuem sua velocidade, devido ao campo eletromagnético dos constituintes dos átomos, emitindo fótons. Esta desaceleração é chamada Bremsstrahlung e é o canal dominante em altas energias onde o campo eletromagnético é mais forte como visto na figura 6.1.

## 6.2 Múons no MINERνA

Processos de corrente carregada resultam em um múon no estado final, como nos processos:

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p \quad (6.3)$$

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + p + \pi^{+} \quad (6.4)$$

A figura 6.2 mostra um evento Monte Carlo no detector MINER $\nu$ A nas três diferentes vistas.

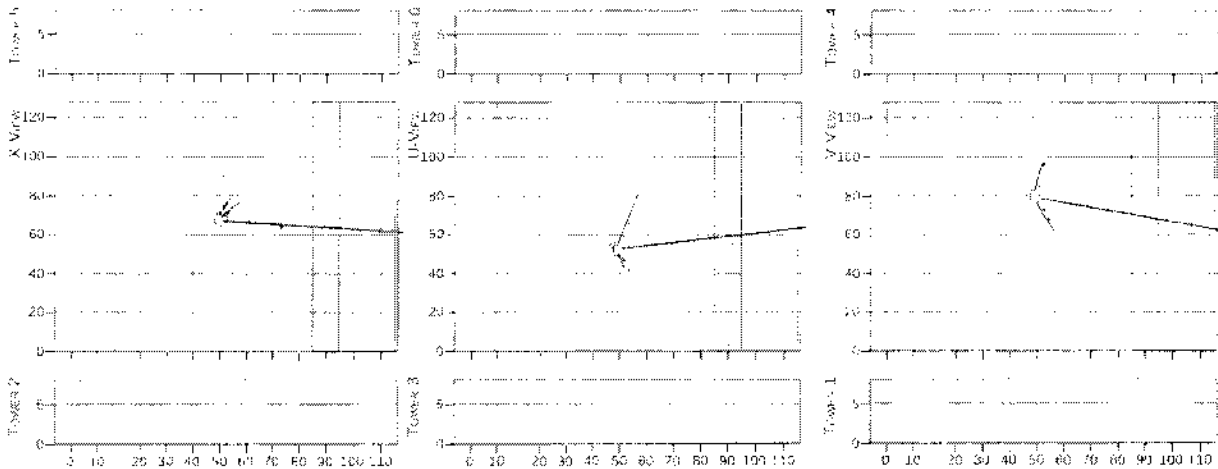


Figura 6.2: Evento de interação neutrino com um próton resultando em um múon que deixa um rastro (traço) no detector (evento gerado por Monte Carlo).

O múon desempenha um papel muito importante no experimento MINER $\nu$ A. Após sua presença é um indício de que um processo foi detectado e pode ser considerado para análise. É muito útil, também, para determinar o vértice da interação graças a seu traço bem identificado. Para a reconstrução da energia do múon este deve ser visto, também, no detector do experimento MINOS que realiza a medição de seu momentum.

### 6.3 Resíduo da energia do múon

A reconstrução da energia do múon corresponde a soma da energia depositada no detector MINER $\nu$ A e no detector MINOS. Nesta análise fazemos uso de *blobs*. Às vezes, na vizinhança do traço do múon, temos alguns conjuntos de *clusters* que não são levados em conta no momento de fazer a reconstrução do múon, como observado na figura 6.3. Os múons gerados tem momentum entre 0 GeV e 6 GeV e observamos que há energia considerável nestes *blobs* próximos ao traço. A figura 6.4 mostra a distribuição de *blobs* em uma amostra de múons.

O resíduo da energia (a diferença entre a energia reconstruída e a energia da partícula dada pela simulação de Monte Carlo) é mostrado nos gráficos da figura 6.5 para múons sem *blobs*

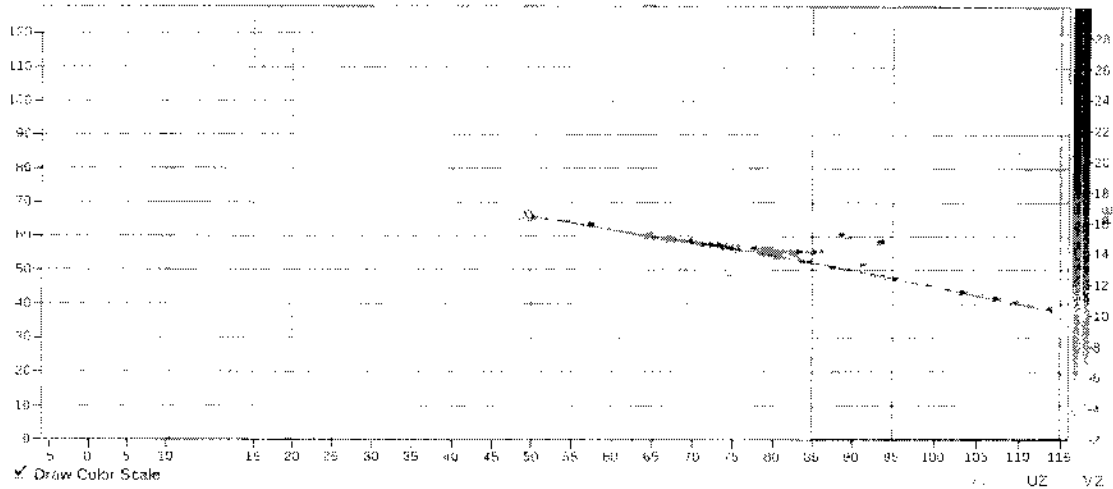


Figura 6.3: Trajetória de um múon no MINERvA. Podemos observar *blobs* energéticos que não são levados em conta na reconstrução da energia do múon

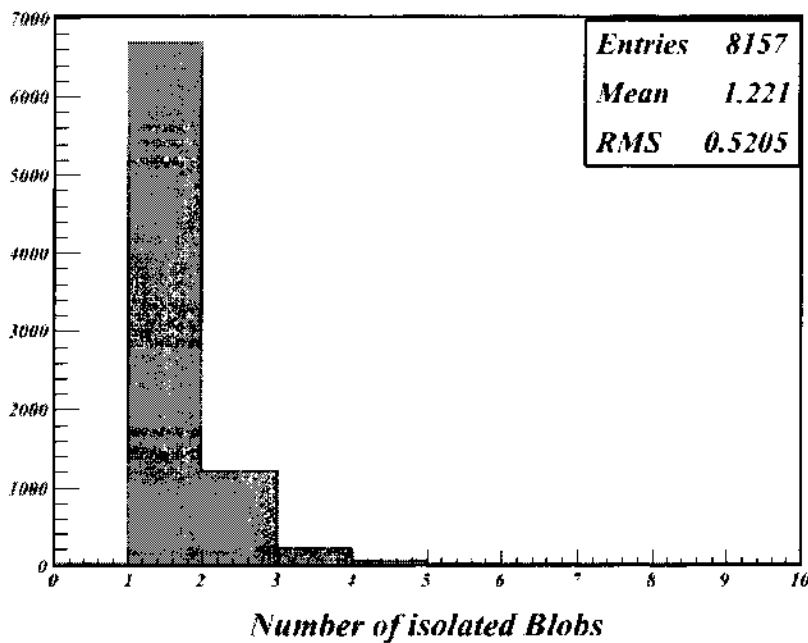


Figura 6.4: Distribuição de *blobs* em uma amostra de múons.

vizinhos à trajetória e múons onde há *blobs* vizinhos à trajetória. Nos gráficos realizamos um ajuste com duas gaussianas.

Na figura 6.5 vemos que o resíduo médio (parâmetro  $\mu_1$  do ajuste) vale 4,769 MeV quando não há *blobs* e vale -238,5 MeV com a presença de *blobs*. A significativa falta de energia no segundo caso indica a necessidade de considerarmos estes *blobs* na reconstrução da energia do

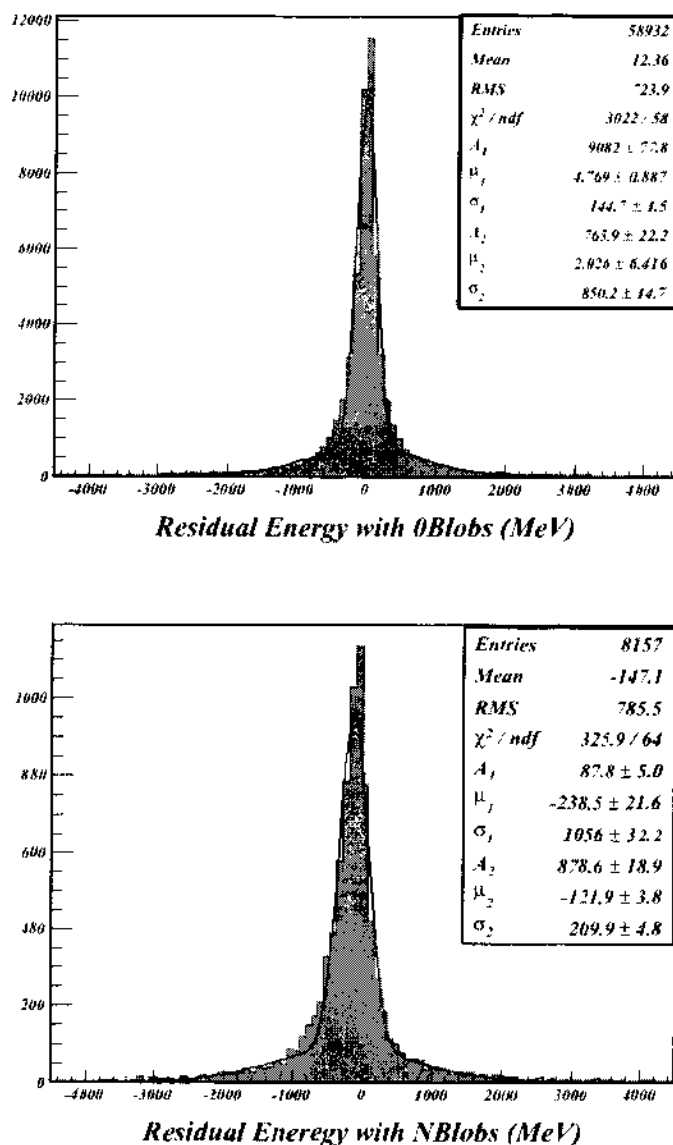


Figura 6.5: Resíduo na reconstrução da energia do  $\mu$ . O gráfico de cima trata de reconstrução quando não há *blobs* ao redor da trajetória do múon e o gráfico de baixo quando há *blobs*. O ajuste foi feito com duas gaussianas.

múon.

A distribuição de energia dos *blobs*, vista na figura 6.6, apresenta um valor médio de 106 MeV (este valor é obtido somando-se a energia visível em cada subdetector e empregando as constantes de calibração obtidas no capítulo 5). Os eventos onde temos mais de um *blob* representam aproximadamente 12% dos eventos que tem um múon que também é detectado no MINOS. O código desenvolvido é mostrado no apêndice B.3.1

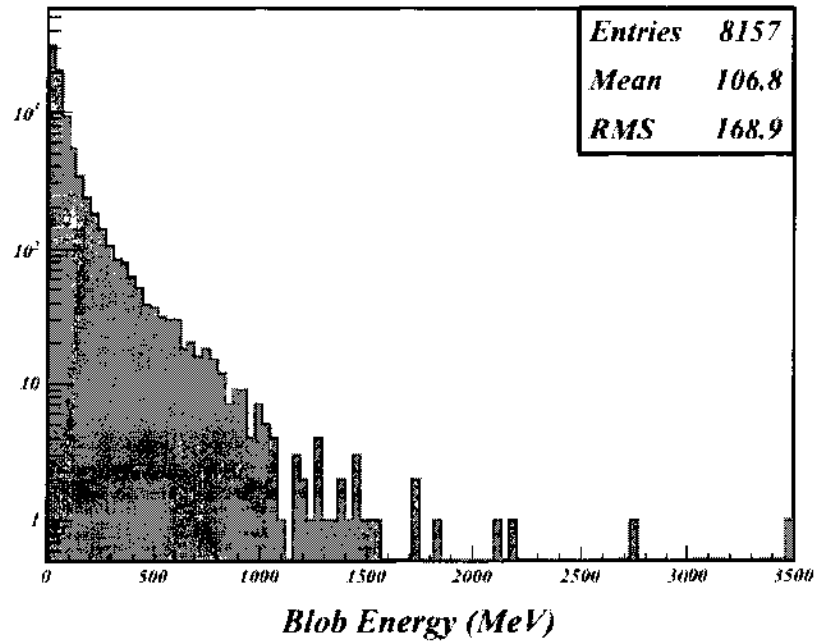


Figura 6.6: Distribuição da energia dos *blobs* que se encontram ao redor da trajetória do múon.

Adicionando a energia dos *blobs* à energia reconstruída do múon obtemos uma redução no resíduo da energia resultando em um valor médio de 0.05 MeV como visto na figura 6.7.

### 6.3.1 Caracterização dos *blobs* vizinhos à trajetória de um múon

Uma forma de caracterizar os *blobs* vizinhos à trajetória de um múon é empregar parâmetros geométricos como a distância  $d$  de cada *blob* à trajetória e a distância  $l$  entre o ponto inicial da trajetória e a projeção do ponto inicial do *blob* na trajetória, como ilustrado na figura 6.8.

As distribuições das distâncias  $d$  e  $l$  são mostradas na figura 6.9. Destas distribuições é possível determinar valores característicos para estes parâmetros como os valores médios das distribuições :  $d = 27,6$  mm e  $l = 1.148$  mm.





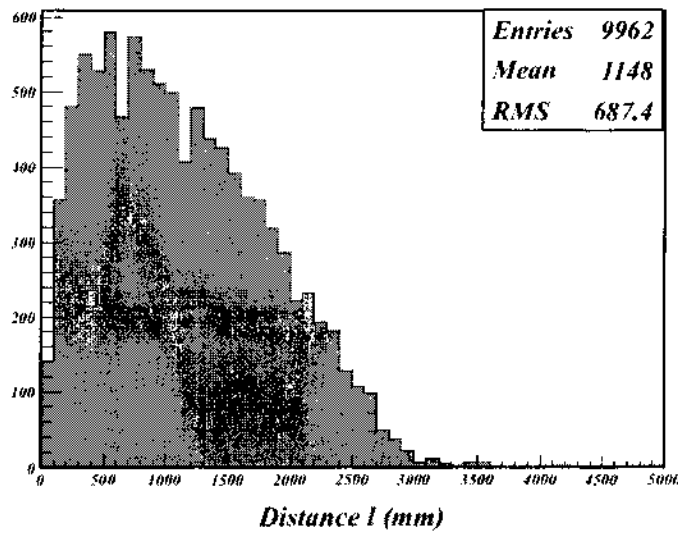
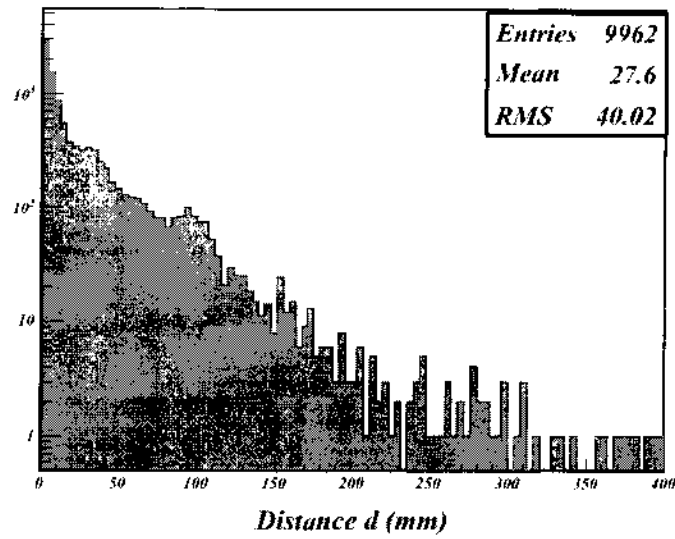


Figura 6.9: Distribuição dos parâmetros de caracterização dos *blobs* vizinhos à trajetória de um múon.

# Capítulo 7

## Reconstrução do $\pi^0$

### 7.1 $\pi^0$ no detector MINER $\nu$ A

Um dos objetivos do experimento MINER $\nu$ A é estudar a produção de  $\pi^0$  em interações de neutrinos em processos de corrente carregada ou corrente neutra. A figura 7.1 mostra um processo de corrente neutra  $\bar{\nu} + n \rightarrow \bar{\nu} + n + \pi^0$  dado por uma simulação de Monte Carlo. O principal trabalho nesta tese é usar técnicas e desenvolver ferramentas para reconstrução de  $\pi^0$ .

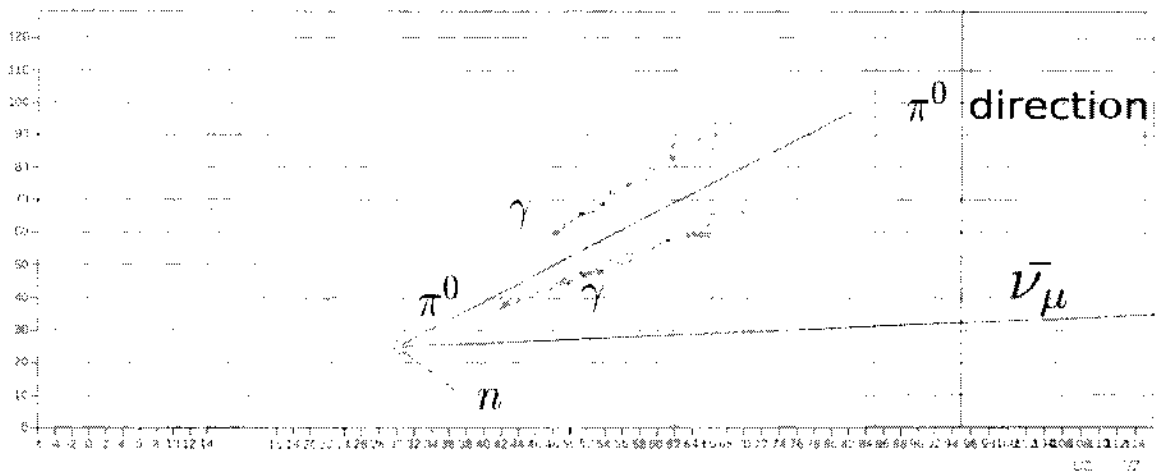


Figura 7.1: Evento  $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow \bar{\nu}_\mu + n + \pi^0$  visto no detector MINER $\nu$ A. O  $\pi^0$  decai em dois  $\gamma$  que deixam rastros no detector (evento simulado por Monte Carlo). As linhas cheias indicam as direções do  $\pi^0$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  e  $n$ .

Os principais canais de decaimento do  $\pi^0$  são  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  (98,789%) e  $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$  (1,198%). Para nosso estudo consideraremos que a reconstrução de  $\pi^0$  envolve a reconstrução dos dois fótons resultantes do seu decaimento. Para tal geramos amostras Monte Carlo de fótons e  $\pi^0$  levando em conta a geometria do detector.

## 7.2 Criando *blobs* usando a Transformada de Hough

Um *blob* é um conjunto de *clusters* que encontram-se muito próximos e constituem um objeto tridimensional na fase de reconstrução como descrito em 4.10. No caso de  $\pi^0$ , a ideia é que cada cluveiro eletromagnético fique identificado como um *blob*, para que se possa, então, reconstruir a direção e a energia destes fótons.

Para a formação de *blobs* fazemos uso da transformada de Hough (Apêndice A.1) que permite encontrar linhas em um espaço de vários pontos.

O algoritmo para a formação de *blobs* foi empregado, primeiramente, em uma amostra pura de  $\pi^0$  onde temos somente dois fótons. O processo segue os seguintes passos:

- Começar tomando os conjunto de *clusters* em uma das vista (por exemplo X);
- Obter as coordenadas destes *clusters* no plano correspondente (XZ em nosso caso);
- Aplicar a transformada de Hough a cada ponto e obter as curvas no espaço  $(\rho, \theta)$  aplicando a expressão:

$$\rho = x \sin \theta + z \cos \theta \quad (7.1)$$

- Repetir o passo anterior para cada *cluster*;
- Uma vez obtidas as curvas no espaço de Hough, calculamos os máximos relativos, maiores acumuladores;
- Tomar o valor máximo  $(\rho^0, \theta^0)$ . Este par de parâmetros corresponde a uma linha reta no espaço de coordenadas de duas dimensões;
- Remover os *clusters* que correspondam ao valor  $(\rho^0, \theta^0)$  e aplicamos a transformada aos *clusters* restantes. O número de vezes que o algoritmo é rodado é a quantidade de *blobs* que obtemos.

A figura 7.2 mostra um evento onde o algoritmo de criação de *blobs* é aplicado e a figura 7.3 mostra o espaço de Hough para este conjunto de *clusters* obtido usando a expressão 7.1.

Com a aplicação deste método conseguimos duas linhas que representam a trajetória dos dois fótons como mostrado na (figura 7.4).

Este uso da transformada de Hough apresenta um problema quando as linhas de Hough estão muito próximas tornando difícil separá-las. Isto tem origem no fato de usarmos a origem das coordenadas no ponto (0,0). Fizemos uma modificação no algoritmo de forma que, no momento de começar a seleção de *clusters*, procuramos o cluster com o maior valor de *photoelectron* (*pe*) com coordenadas  $(x_0, y_0)$ . Utilizamos, então, este ponto como origem das coordenadas

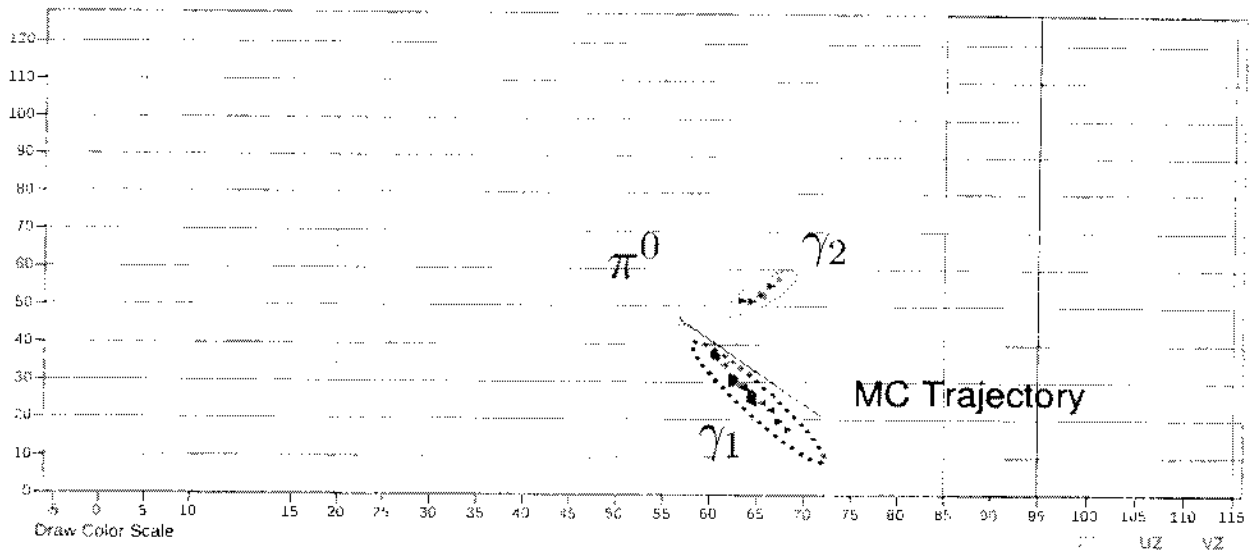


Figura 7.2: Conjunto de *clusters* usado como entrada para a transformada de Hough no plano XZ. A linha cheia indica a direção do  $\pi^0$

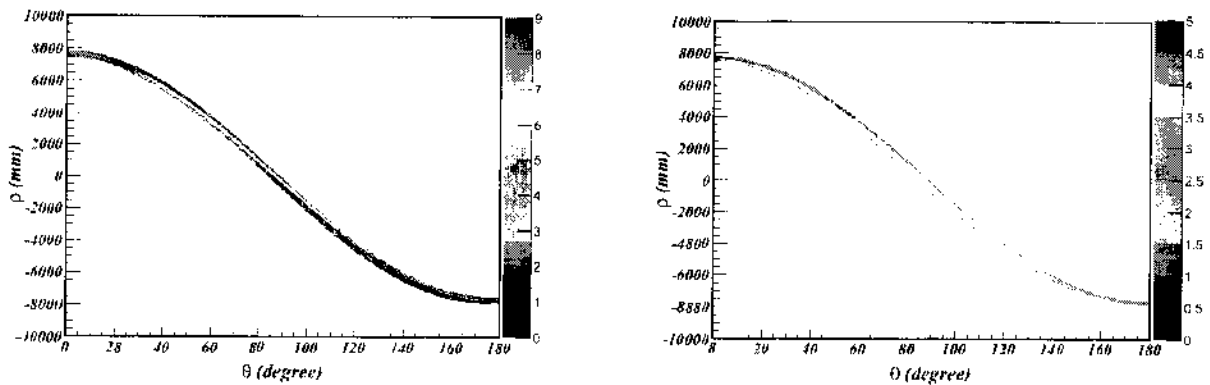


Figura 7.3: À esquerda é mostrado o espaço de Hough correspondente a todos os *clusters* vistos na figura 7.2 e, à direita, é mostrado o espaço de Hough quando uma coleção de *clusters* é removida.

e reaplicamos o algoritmo. A figura 7.5 mostra as linhas e a mudança de coordenadas. Com esta modificação é muito mais fácil distinguir os máximos representados no espaço de Hough como mostrado na figura 7.6. As ferramentas para a construção de *blobs* são apresentadas no apêndice B.3.1.

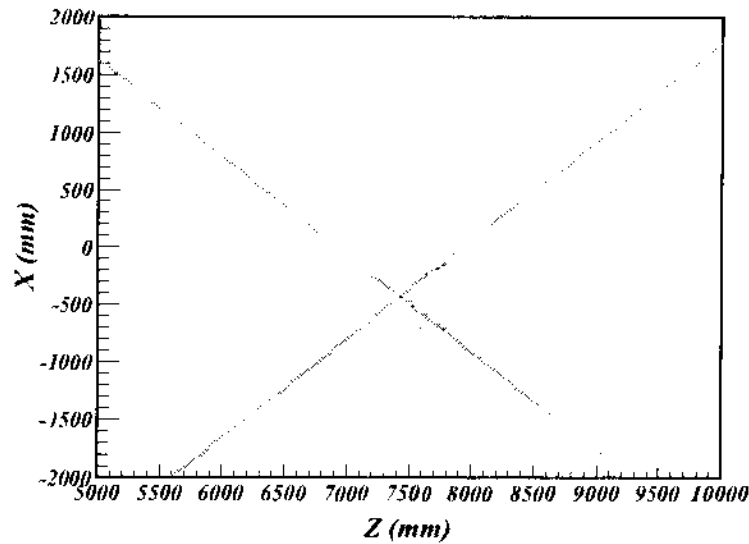


Figura 7.4: Linhas retas obtidas como resultado da aplicação da transformada de Hough. Os pontos vermelho correspondem aos *clusters* do evento visto no detector MINER $\nu$ A e as linhas verdes correspondem às linhas de Hough.

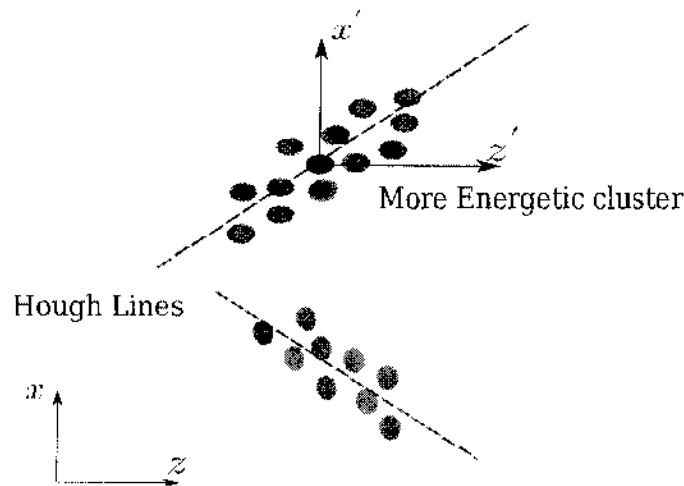


Figura 7.5: Movendo a origem das coordenadas para o *cluster* com maior valor de  $p_T$ .

### 7.3 Reconstrução de fótons

A assinatura de  $\pi^0$  é dada pelos fótons de seu decaimento que são detectados como chuveiros eletromagnéticos. Faz-se necessária a reconstrução destes fótons para determinarmos, principalmente, a energia e a direção de cada um deles que serão, então, usadas para a reconstrução da massa invariante do  $\pi^0$ . Uma amostra de fótons, gerada por Monte Carlo, foi empregada para a análise e caracterização de fótons. Eles foram gerados no sub-detector ativo

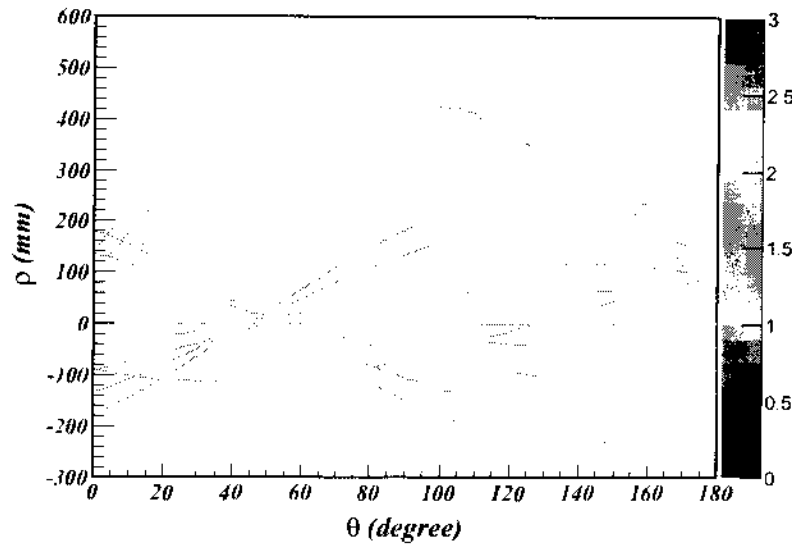


Figura 7.6: Espaço de Hough para uma amostra de *clusters* no plano XZ, nesta figura é possível distinguir entre dois máximos (os pontos com acumulação de curvas) correspondentes a cada uma das duas linha no plano cartesiano.

(*Tracker*), com energia entre até 2.000 MeV e com ângulo entre  $\pm 90^\circ$ . A figura 7.7 mostra um destes fótons. Aplicando o algoritmo de formação de *blobs* a este evento obtém-se o resultado mostrado na figura 7.8 onde notamos que há *hits* que não foram incluídos no *blob* mas que pertencem ao chuveiro do fóton já que trata-se de uma mostra pura. Estes hits externos são incluídos no *blob* com a ajuda de outro algoritmo que define um cone ao redor do *blob* e adiciona os hits que caem dentro deste cone. Isto produz uma melhor reconstrução da energia. O *blob* apresenta três características essenciais: a energia, a direção e o ponto inicial.

### 7.3.1 Reconstrução da energia do fóton

Uma vez que temos o fóton identificado como um *blob*, podemos fazer a reconstrução da energia como um simples somatório da energia de cada cluster que pertença ao *blob*:

$$E_{\text{photon}} = \alpha \sum_{\text{Cluster}} k_{\text{cluster}} E_{\text{cluster}} \quad (7.2)$$

onde a constante  $k_{\text{cluster}}$ , que depende de em qual subdetector o cluster se encontre, foi obtida no capítulo 5. A figura 7.9 apresenta a energia reconstruída comparada com a energia gerada pelo Monte Carlo. A razão entre a energia gerada e a reconstruída representa um fator de escala para melhorar a reconstrução de energia.

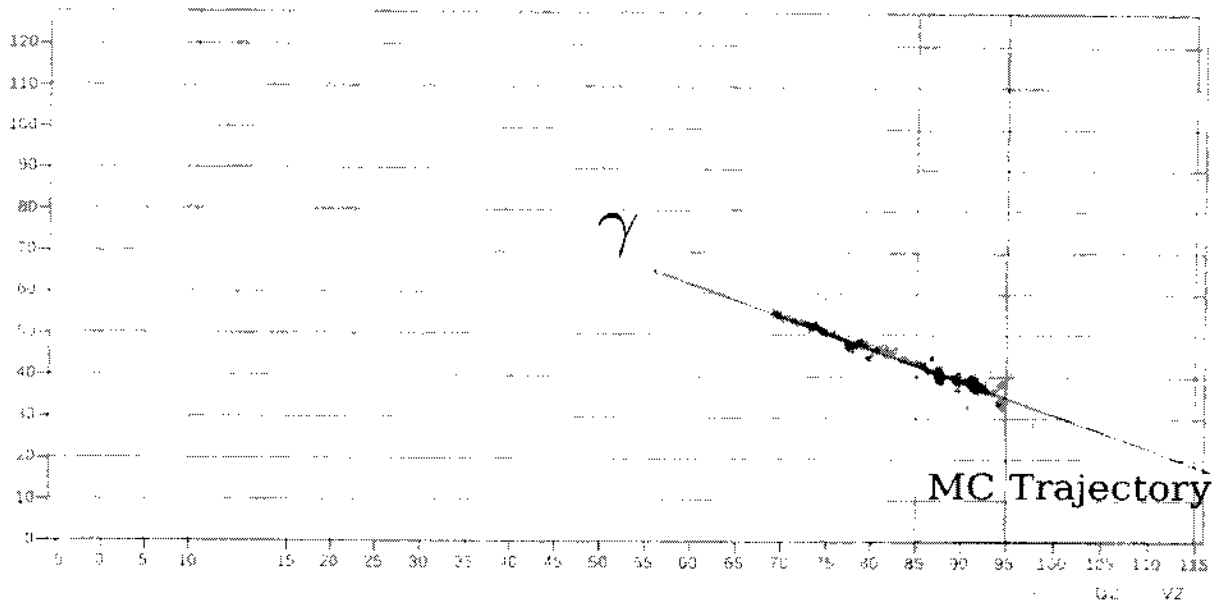


Figura 7.7: Fóton visto no detector MINERνA.

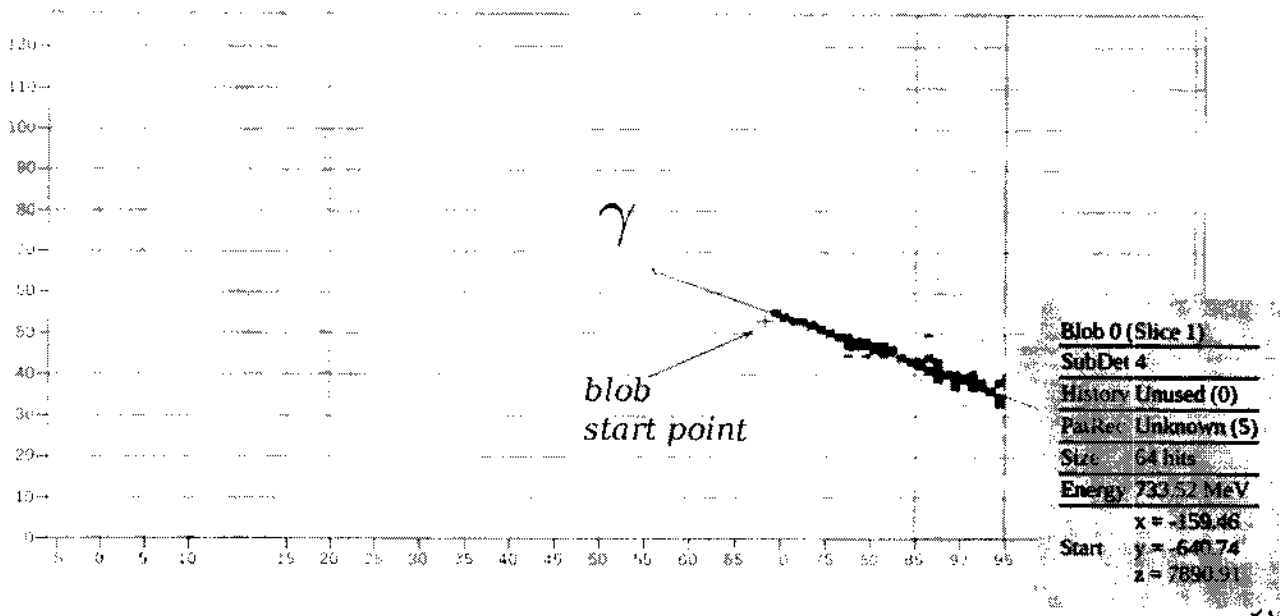


Figura 7.8: Resultado da aplicação do algoritmo de formação de *blob* usando a transformada de Hough.

### 7.3.2 Reconstrução da direção

A reconstrução da direção para os chuveiros eletromagnéticos é feita usando os *clusters* de cada *blob*, onde, para cada vista (X, U, V), fazemos um ajuste linear de cada coordenada do



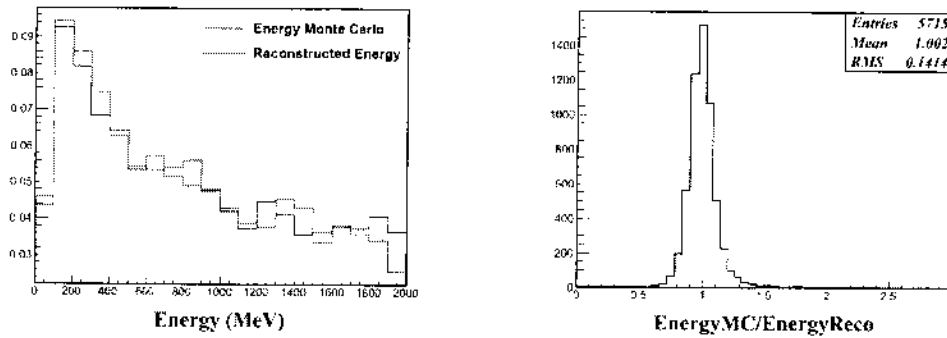


Figura 7.9: O gráfico da esquerda mostra a energia Monte Carlo (em vermelho) e a reconstruída (em azul). O gráfico da direita mostra a relação entre a energia Monte Carlo e a energia reconstruída na amostra de fótons.

*cluster* ponderada pelo valor de  $p_e$  correspondente.

O vetor da direção fica definido como  $(slopeX, slopeY, slopeZ)$  onde  $slopeY = \frac{1}{\sqrt{3}}(slopeV - slopeU)$  e os valores das  $slopeX$ ,  $slopeV$  e  $slopeU$  são obtidos como as inclinações de cada ajuste linear.

Os gráficos da figura 7.10 mostram os resíduos dos ângulos  $\theta_{XZ}$  e  $\theta_{YZ}$  que fazem a projeção da direção nos planos XZ e YZ.

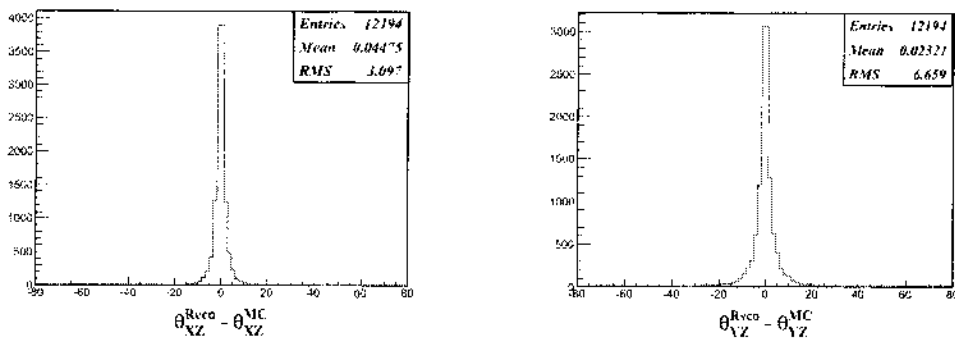


Figura 7.10: Resíduo da direção de uma amostra de fótons com a projeção do ângulo no plano XZ (esquerda) e YZ (direita).

## 7.4 Reconstrução do $\pi^0$

A ideia principal é encontrar pelo menos dois *blobs*, cada um correspondendo a um fóton. A figura 7.11 mostra um evento onde um  $\pi^0$  é gerado dentro do detector ativo e a figura 7.12 mostra os *blobs* formados.

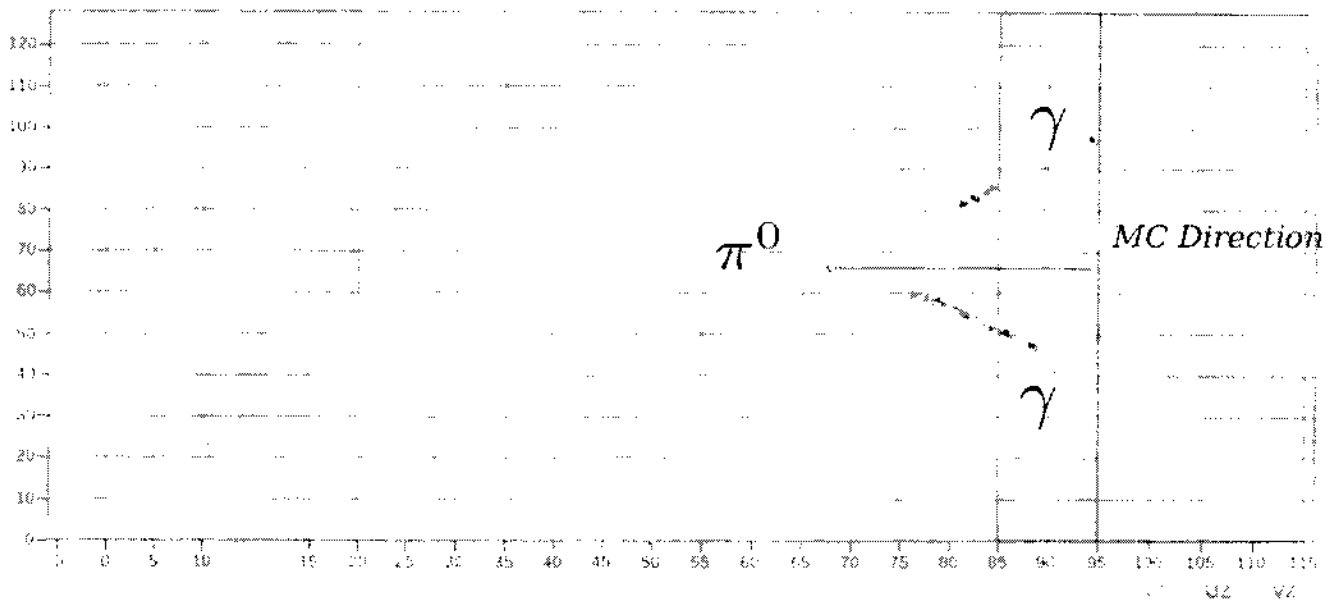


Figura 7.11: Um  $\pi^0$  gerado dentro no detector MINER $\nu$ A decai em dois fótons cujos chuveiros são identificados como *blobs* e empregados para a análise.

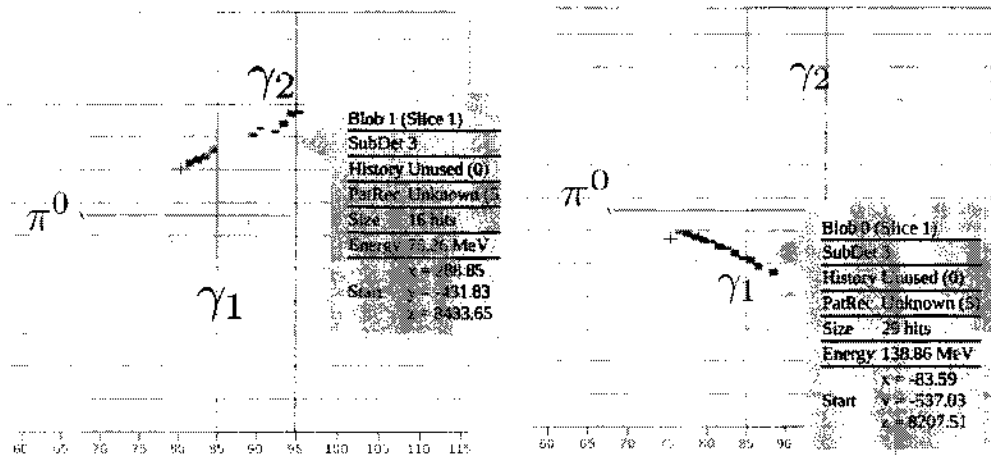


Figura 7.12: Formação de *blobs* para reconstrução do  $\pi^0$  mostrado na figura 7.11.

A figura 7.13 mostra a distribuição do número de *blobs* em uma amostra de  $\pi^0$  onde empregamos a transformada de Hough para formação dos *blobs*. Observamos muitos eventos onde só temos um *blob* no estado final que corresponde a eventos onde só um fóton pode ser reconstruído e, às vezes, temos eventos onde não temos informação suficiente para formar *blobs*. Aproximadamente 54,5% de eventos apresentam dois *blobs*. O código desenvolvido é mostrado no apêndice B.3.1.

Identificamos o fóton mais energético como  $\gamma_1$  e o menos energético como  $\gamma_2$ .

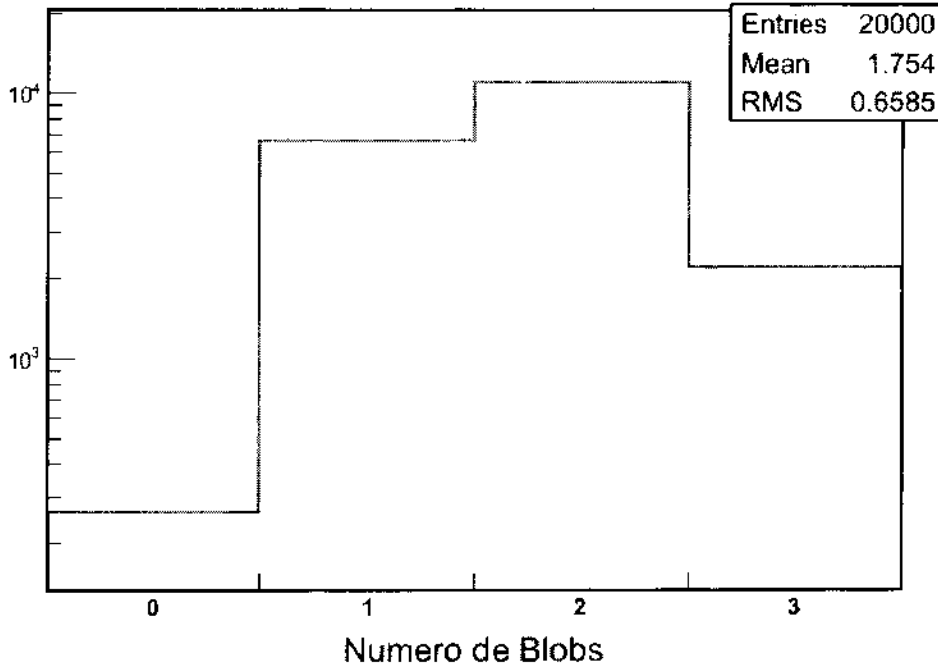


Figura 7.13: Distribuição de *blobs* em uma amostra pura de  $\pi^0$ .

#### 7.4.1 Energia e momentum do $\pi^0$

De posse de cada fóton reconstruído podemos obter a energia do  $\pi^0$ :

$$E_{\pi^0} = E_{\gamma_1}^{\text{reconstruída}} + E_{\gamma_2}^{\text{reconstruída}} \quad (7.3)$$

$$\vec{P}_{\pi^0} = \vec{P}_{\gamma_1} + \vec{P}_{\gamma_2} \quad (7.4)$$

A figura 7.14 apresenta a energia reconstruída fazendo uso de *blobs* e a figura 7.15 mostra a razão entre a energia Monte Carlo e a reconstruída de onde podemos obter um segundo fator de escala para uma melhor correção da energia calculada que será usada na reconstrução da massa invariante do  $\pi^0$ .

Um fator muito importante é a reconstrução da direção dos fótons  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$ . As figuras 7.16 e 7.17 mostram os resíduos do ângulo nas projeções no planos XZ e YZ para a direção de cada fóton ( $\theta_{x\eta}$  e  $\theta_{y\zeta}$ ).

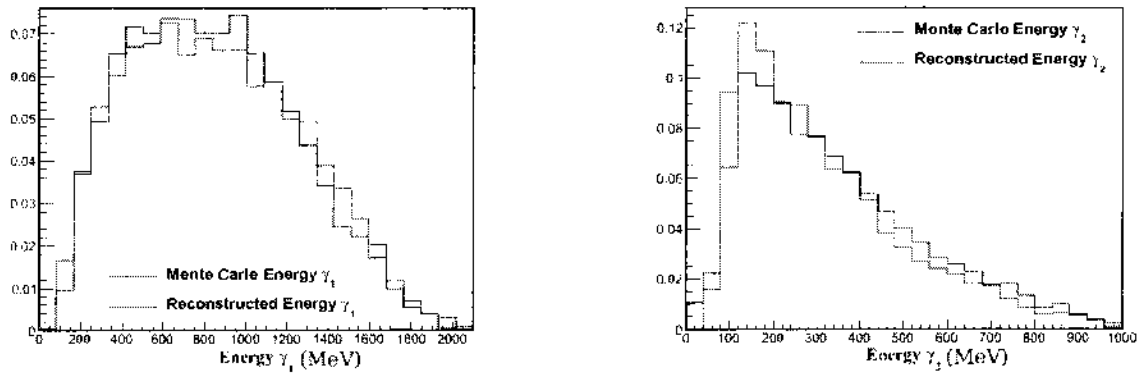


Figura 7.14: Energia reconstruída e energia Monte Carlo para o fóton com maior energia (esquerda) e menor energia (direita).

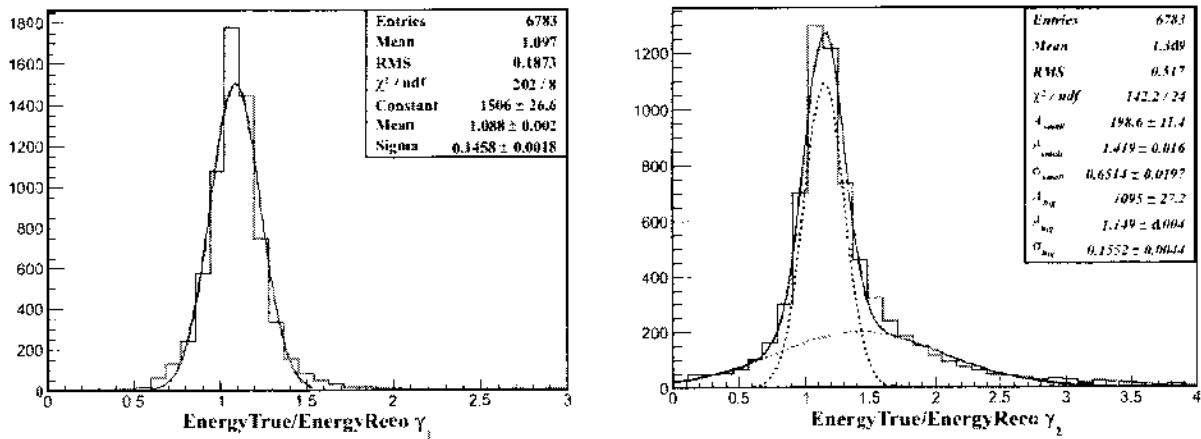


Figura 7.15: Razão das energia para  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$  no decaimento do  $\pi^0$ .

### 7.4.2 Reconstrução da massa invariante

Uma vez feita a caracterização e reconstrução dos fótons  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$  a reconstrução da massa invariante do  $\pi^0$  é feita empregando-se a expressão

$$m_{\pi^0} = \sqrt{2E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} (1 - \cos \theta_{12})} \quad (7.5)$$

onde  $\theta_{12}$  é o ângulo entre as direções dos fótons. A reconstrução de  $\cos \theta_{12}$  é mostrada na figura 7.18. Utilizando a energia, a reconstrução dos fótons e a expressão 7.5 podemos reconstruir a massa invariante dos  $\pi^0$  gerados pelo Monte Carlo. A distribuição da massa invariante é mostrada na figura 7.19 onde se vê um valor médio de 132,4 MeV (comparável à massa conhecida do  $\pi^0$  que é de 134,9 MeV). Embora tenhamos um valor de médio bom ainda

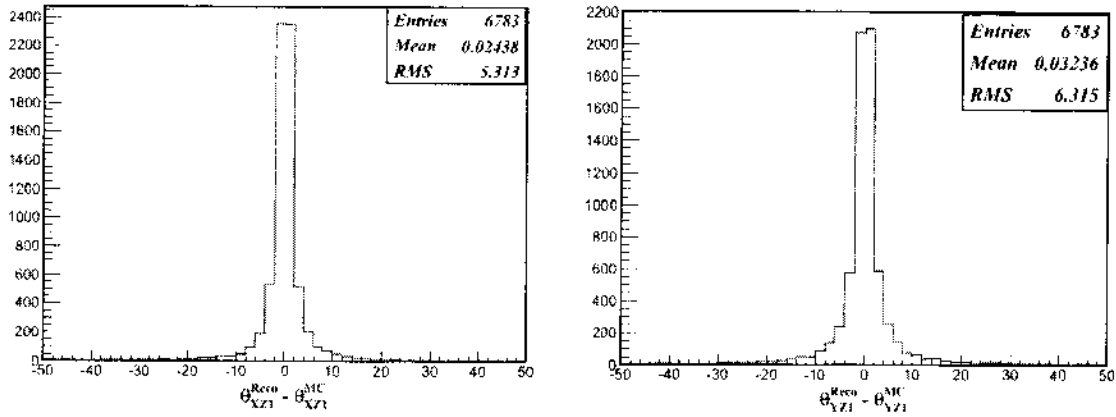


Figura 7.16: Resíduo dos ângulos  $\theta_{xz}$  e  $\theta_{yz}$  para o fóton 1

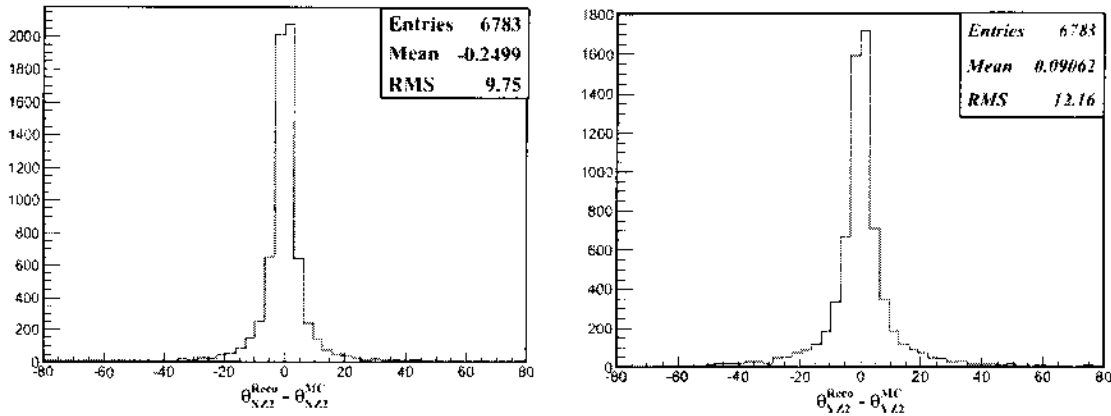


Figura 7.17: Resíduos dos ângulos  $\theta_{xz}$  e  $\theta_{yz}$  para o fóton 2.

é preciso melhorar a reconstrução da direção. Uma possibilidade é utilizar apenas os primeiros *clusters* que correspondem aos primeiros planos onde o chuveiro é gerado.

### 7.4.3 Reconstrução do vértice da interação

Em processos de corrente carregada o múon do estado final auxilia na reconstrução do vértice de interação. Em processos de corrente neutra a ausência de partículas carregadas dificulta a reconstrução do vértice. Buscamos identificar este vértice a partir da interseção das linhas de ajuste às direções dos fótons. A figura Figura 7.20 mostra os resíduos na reconstrução do vértice onde o  $\pi^0$  decai<sup>1</sup>. As coordenadas X e Y são bem reconstruídas mas o resíduo da reconstrução da coordenada Z apresenta média de 117,1 mm. A reconstrução da coordenada Z é muito

<sup>1</sup>Devido à curta vida média do  $\pi^0$  podemos aproximar o vértice de interação com o vértice de decaimento do  $\pi^0$ .

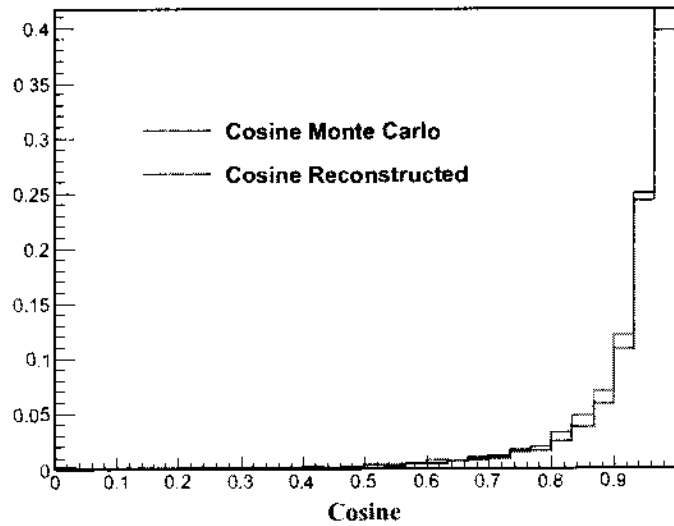


Figura 7.18: Reconstrução do cosseno do ângulo entre os dois fótons do decaimento do  $\pi^0$ .

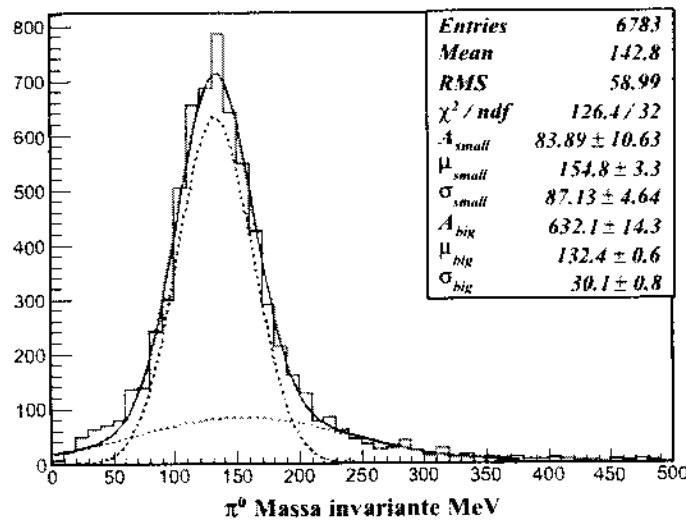


Figura 7.19: Distribuição da massa invariante reconstruída do  $\pi^0$ . Um ajuste com duas gaussianas resulta em um valor médio de de 132,4 MeV para a primeira gaussianas. A menor gaussianas corresponde aos eventos no qual a direção não é bem reconstruída.

dependente do ângulo  $\theta_{12}$  entre as direções dos fótons. Uma melhora na definição das direções pode ser útil para uma melhora na resolução do vértice de decaimento.

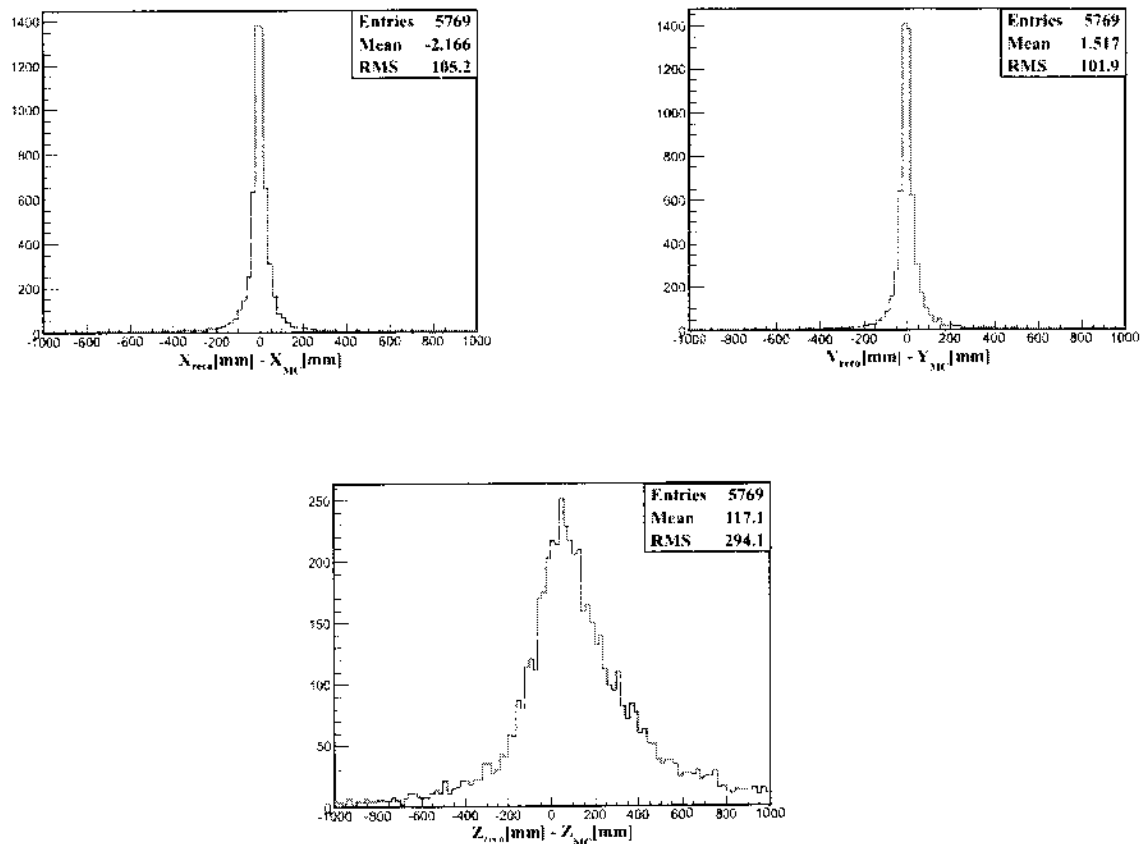


Figura 7.20: Resíduo para a coordenada X (superior esquerda), Y (superior direita) e Z (inferior) do vértice de decaimento do  $\pi^0$ .

## 7.5 Estudos de $\pi^0$ no experimento MINER $\nu$ A

O experimento MINER $\nu$ A tem a capacidade de estudar a produção de  $\pi^0$  tanto em eventos de corrente carregada como de corrente neutra. Atualmente temos estudos já avançados em corrente carregada realizado por José Palomino para sua tese de doutorado [74] onde temos um método para fazer a formação de *blobs*, conhecido como *angle scan*, que consiste em pegar o vértice de interação (facilmente reconhecido pelo traço deixado pelo múon no detector) e fazer uma varredura até obter dois conjuntos de *clusters* muito bem separados. Neste caso, a definição da direção corresponde ao vetor com posição inicial no vértice e final no ponto inicial do *blob*. Na figura 7.21 vemos um evento Monte Carlo com produção de  $\pi^0$  onde vemos o traço correspondente ao múon que tem coincidência no detector do MINOS. Podemos claramente distinguir dois conjunto de *clusters* que correspondem aos dois fótons resultantes do decaimento do  $\pi^0$ .

O método da Transformada de Hough pode também ser utilizado para este evento. A figura

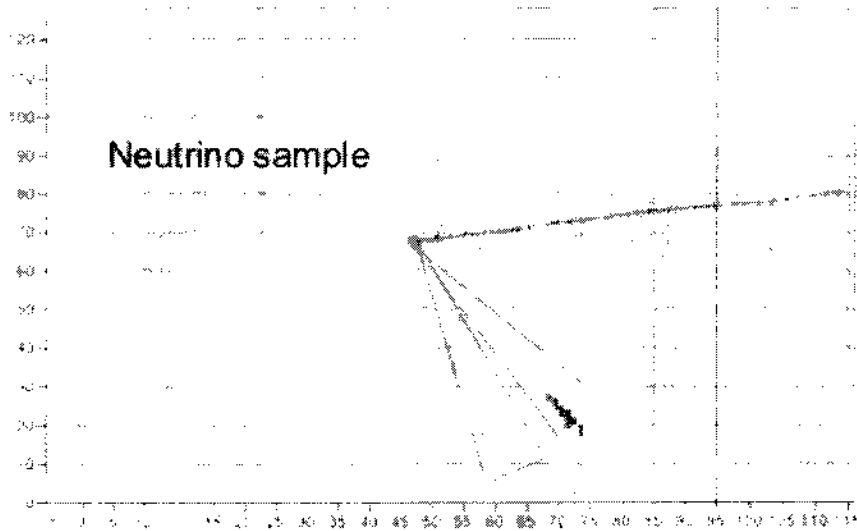


Figura 7.21: Evento de produção de  $\pi^0$  em de corrente carregada. É possível distinguir dois *blobs* ( um vermelho e um verde) correspondentes aos fótons.

7.22 ilustra o desempenho dos dois métodos na formação de *blobs* quando o ângulo de separação dos fótons é menor que  $25^\circ$ . O *angle scan* pode erroneamente identificar o conjunto de *clusters* como apenas um *blob*. A Transformada de Hough consegue corretamente distinguir os dois *blobs*.

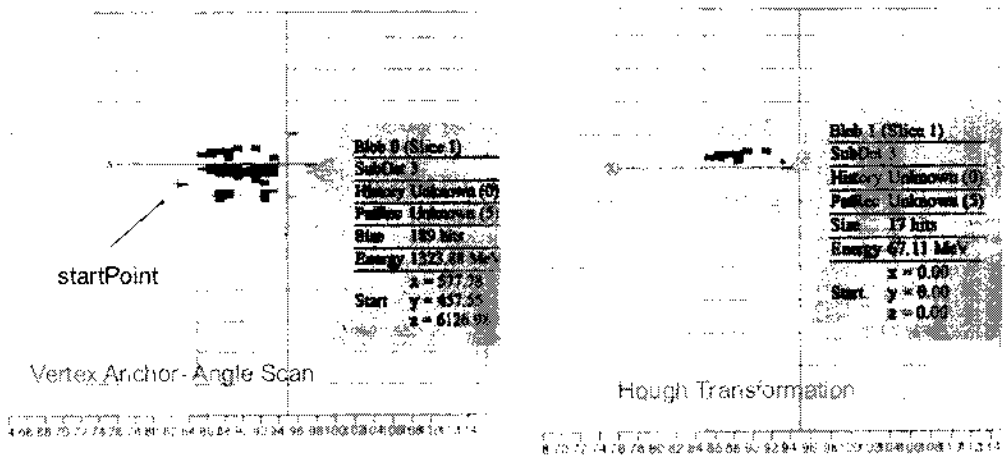


Figura 7.22: Formação de *blobs* pelos metodos *angle scan* e transformada de Hough para ângulos menores a  $25^\circ$ . O método de *angle scan* não consegue discriminar os dois *blobs*.

O método *angle scan* encontra-se desenvolvido e vem sendo aplicado a dados experimentais. Na figura 7.23 temos um evento obtido durante a tomada de dados onde é possível observar a interação de um neutrino junto com traços de dois múons que foram gerados na rocha e que atravessam o detector. Ferramentas desenvolvidas por David Martines como parte de



seu trabalho de doutorado [75] permitem extração e identificação destes múons. Um evento candidato a produção de  $\pi^0$  em corrente carregada pode ser identificado pela presença de um traço (candidato a múon) e de um conjunto de *clusters* formando *blobs*.

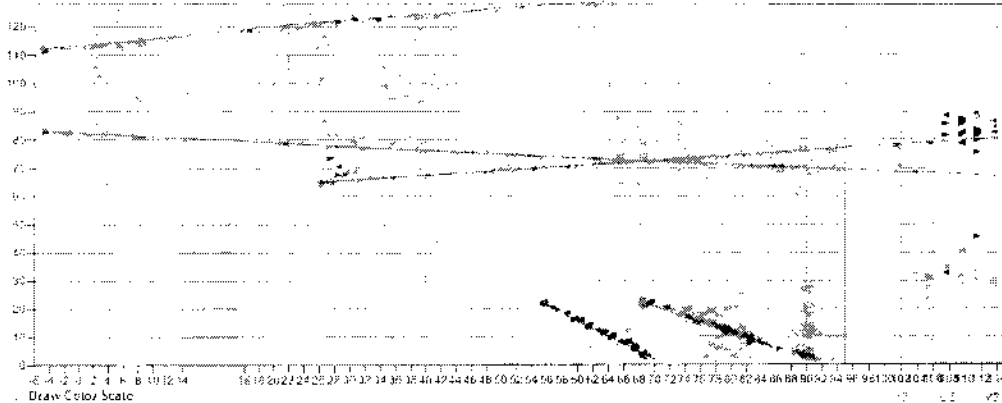


Figura 7.23: Vista de um evento obtido durante a tomada de dados. Temos uma superposição de uma interação de um neutrino (candidata a uma produção de  $\pi^0$  por corrente carregada) e dois múons vindos da rocha externa ao detector.

José Palomino emprega os dois métodos no o cálculo da massa invariante do  $\pi^0$  como ilustrado na figura 7.24. A transformada de Hough pode ser considerada para o estudo do canal de corrente neutra onde a ausência do múon dificulta a determinação do vértice de interação.

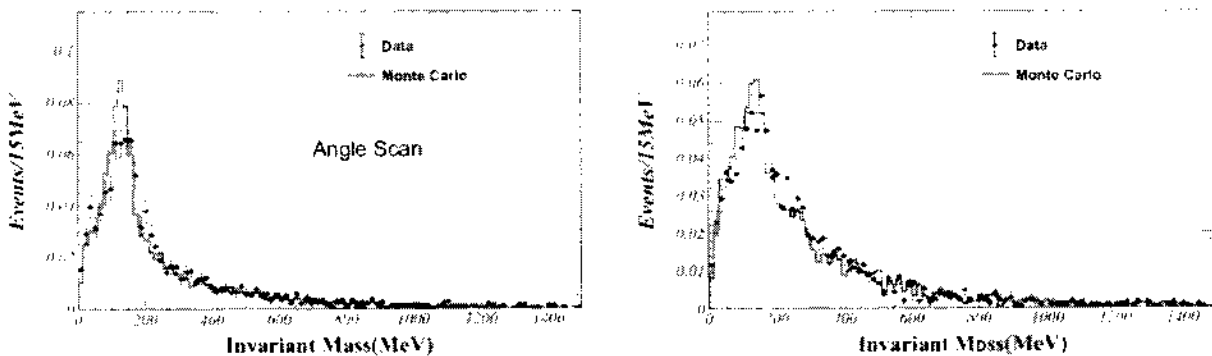


Figura 7.24: Cálculo da massa invariante (dados e Monte Carlo) empregando os dois métodos.

# Capítulo 8

## Conclusões

Para o desenvolvimento desta dissertação trabalhei no grupo de reconstrução do experimento MINER $\nu$ A, especialmente na parte de chuveiros eletromagnéticos. Os principais trabalhos feitos neste grupo são:

- Obtenção do valor das constantes de calibração para cada sub-detector do *Inner Detector*, caracterizá-las e obter a faixa de energias onde elas podem ser usadas além de determinar a dependência com o número de *hits* nos calorímetros. Estas constantes são usadas para a reconstrução de energia.
- Caracterização da energia associada ao traço de um múon no detector MINER $\nu$ A. Esta caracterização encontrou alguns parâmetros geométricos correspondentes a um cilindro ao redor do traço. O cilindro tem um diâmetro de  $d = 20$  mm e um parâmetro  $l = 100$  mm onde  $l$  é a distância entre o vértice e o ponto onde aparece o primeiro *blob*.
- Os processos que apresentam energia associada ao traço do múon em forma de *blobs* correspondem a, aproximadamente, 12 % do total do eventos.
- Análise da energia dispersa na formação de *blobs* numa amostra de fótons.
- Reconstrução de  $\pi^0$  em uma amostra Monte Carlo. Aplicação da transformada de Hough para reconstrução da energia e direção dos fótons obtidos do decaimento  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ .
- Obtenção da massa invariante do  $\pi^0$  em uma amostra pura e aplicação ao canal de interação de anti-neutrino  $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow \bar{\nu}_\mu + n + \pi^0$  em corrente neutra.

Como resultado da reconstrução de  $\pi^0$  numa amostra pura, temos uma distribuição da massa invariante que apresenta uma boa reconstrução da energia de cada fóton sendo que, às vezes, o menos energético tem problemas de reconstrução da direção. Este processo de reconstrução ainda precisa ser aprimorado, o que melhorará o processo de reconstrução do vértice de interação que é um parâmetro importante na reconstrução dos eventos.

O passo seguinte é melhorar a reconstrução da direção, possivelmente usando-se apenas os primeiros *clusters* do chuveiro, ou seja: empregar apenas os primeiros planos onde o chuveiro foi gerado em lugar de tomar todos os *clusters*.

O experimento MINER $\nu$ A acaba de encerrar a tomada de dados na região de baixa energia. No início do 2013 começará a tomada de dados na região de média energia.

# Apêndice A

## A Transformada de Hough

A transformada de Hough é uma técnica muito conhecida pelo seu amplo uso para a identificação de estruturas como curvas ou superfícies a partir de um conjunto de pontos num espaço arbitrário [76]. A primeira aplicação foi no tratamento de imagens mas logo a técnica foi aplicada no campo da física de partículas sendo, em muitos casos, uma ferramenta muito útil para os algoritmos de busca de trajetórias na reconstrução de eventos [77]. No caso geral o método consiste na transformação de um espaço  $n$ -dimensional  $X$  em um espaço  $m$ -dimensional  $\Omega$  também conhecido como o espaço de Hough (HS).

### A.1 Detecção de Linhas no Espaço de Hough

O caso mais simples de busca de estrutura ocorre quando se tem linhas retas. Procuraremos as retas que correspondem a um conjunto de pontos no plano  $XY$ . Começamos considerando uma reta no espaço cartesiano  $XY$  caracterizada pela equação:

$$y = mx + b \tag{A.1}$$

onde  $m$  é a inclinação da reta e  $b$  é o ponto de intersecção desta reta com o eixo  $y$ . Então os parâmetros  $m$  e  $b$  podem ser usados para caracterizar uma linha reta com um só ponto  $(m, b)$  que podem ser usados como parâmetros no espaço de Hough. Há, entretanto, um problema quando algum destes valores vai para o infinito (quando a linha é vertical). Para evitar isto podemos usar como parâmetros um ângulo  $\theta$  e uma distância  $\rho$  em lugar da inclinação  $m$  e intersecção  $b$ .

Podemos tomar o parâmetro  $\rho$  como a distância entre a origem de coordenadas e a linha reta e o parâmetro  $\theta$  como o ângulo entre o eixo  $x$  e a perpendicular desde a origem até a linha reta (figura A.1). Com isto a reta é dada pela equação A.2.

$$y = -\left(\frac{\cos \theta}{\sin \theta}\right)x + \frac{\rho}{\sin \theta} \quad (\text{A.2})$$

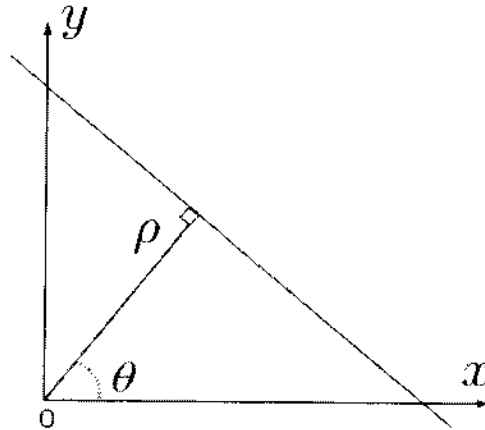


Figura A.1: Linha reta no plano  $xy$  que pode ser representada usando os parâmetros  $\rho$  e  $\theta$ .

A expressão de  $\rho$  é:

$$\rho = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (\text{A.3})$$

Estes parâmetros podem ser limitados a:  $\theta \in [0, 180]$  e  $\rho \in [-D, D]$  onde  $D$  é a diagonal da imagem. Uma linha reta é transformada em um ponto  $(\rho, \theta)$  no espaço de Hough.

Consideremos agora, em lugar de uma reta, um ponto  $(x, y)$  no espaço  $XY$  pelo qual muitas retas podem passar. Usando a equação A.3 estas linhas podem ser transformada para o espaço de Hough resultando em uma curva senoidal que é única para este ponto. Tomando um segundo ponto e fazendo a mesma coisa obtemos outra curva que intercepta a primeira curva já obtida no espaço de Hough. Isto pode ser repetido para os demais pontos e obtemos interseções que correspondem a várias linhas na coleção de pontos no espaço  $XY$ .

O resultado da transformada de Hough é guardado em uma matriz chamada de acumulador. Uma dimensão corresponde aos valores de  $\theta$  (ângulo) e a outra dimensão aos valores de  $\rho$  que são as distâncias onde cada elemento de matriz tem um valor representando quantos pontos de  $XY$  têm alguma linha com os parâmetros  $(\rho, \theta)$  que passe por ele. Então, o elemento com maior valor é o que representa a linha mais representativa da coleção de pontos. A figura A.2 mostra um exemplo de aplicação da transformada de Hough para um conjunto de pontos. Com este método é possível obter as duas linhas principais representadas em vermelho e verde que correspondem aos pontos de intersecção de mesmo cor no espaço de Hough.

Em nosso estudo fazemos uso da transformada de Hough como uma ferramenta para construção de objetos para reconstrução de eventos no detector MINERνA. Estes objetos são

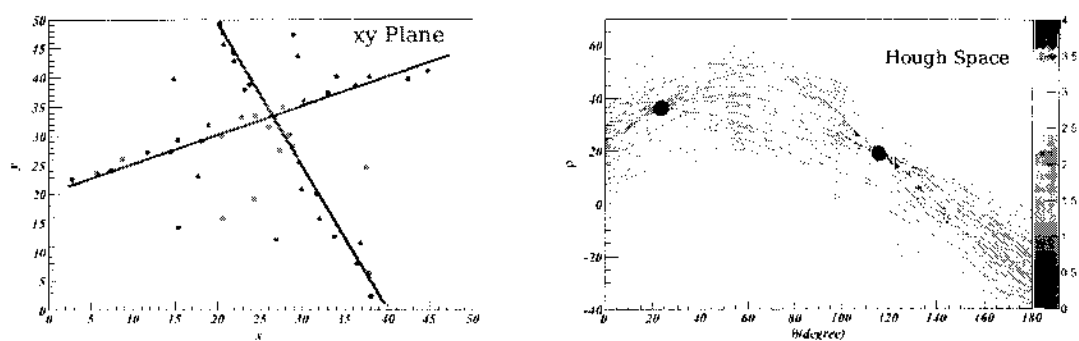


Figura A.2: A figura à esquerda mostra um conjunto de pontos e as linhas que resultam ao aplicarmos a transformada. A figura da direita mostra o espaço de Hough para estes pontos

conhecidos como *blobs* e os pontos de entrada para o algoritmo de Hough são as coordenadas de cada *cluster* que fazem parte dos *blobs*. Isto foi feito nos planos XZ, UZ e VZ definidos pela geometria do detector.

# Apêndice B

## Códigos Desenvolvidos

### B.1 Algoritmo para a caracterização da energia associada ao muon

#### B.1.1 BlobStudyAlg.h

---

```
#ifndef BLOBSTUDYALG.H
#define BLOBSTUDYALG.H 1

#include "MinervaUtils/MinervaHistoAlg.h"
5 #include "MinervaUtils/IMinervaMathTool.h"
#include "BlobFormation/IBlobCreatorUtils.h"
#include "AnaUtils/IMuonUtils.h"
#include "IROOF.h"
#include "TTree.h"
10 #include "TFile.h"
#include "GaudiAlg/GaudiTupleTool.h"
#include "GaudiAlg/TupleObj.h"
#include "GaudiAlg/Tuples.h"
#include "GaudiAlg/Tuple.h"
15

class BlobStudyAlg : public MinervaHiscoAlg {
public:

20 // constructor
BlobStudyAlg( const std::string& name, ISvcLocator* pSvcLocator );

// destructor
virtual ~BlobStudyAlg();
```

```

25     virtual StatusCode initialize():           //< Algorithm initialization
        virtual StatusCode execute():          //< Algorithm execution
        virtual StatusCode finalize():        //< Algorithm finalization

30     StatusCode bookRootTree();
        StatusCode getEnergy( Minerva::IDBlob *idblob, double &energy ) const;
        //Gaudi::XYZPoint getEndPoint( Minerva::IDBlob *idblob);
        double getDdist( Minerva::IDBlob *idblob, Minerva::Track *track);
        double getLdist( Minerva::IDBlob *idblob, Minerva::Track *track);
35     Gaudi::XYZPoint getLastPoint( Minerva::IDBlob *idblob);

        //StatusCode bookRootTree();
private:

40         IMuonUtils*
            m_muonUtils;
        IBlobCreatorUtils*          m_blobCreatorUtils;
        IMinervaMathTool*          m_minervaMathTools;

        //maximum array length
45     static const int    m_maxublobs = 1000;

        //-----
        //-- Ntuple variables
        //-----

50     TFile *blobFile;
        TTree *blobTree;

        Int_t      m_ngate;
35     Int_t      m_nblobs;
        Double_t   m_mureco_e;
        Double_t   m_mutrue_e;
        Double_t   m_blobs_et;
        Double_t   m_blob_e[ m_maxublobs ];
40     Double_t   m_blob_d[ m_maxublobs ];
        Double_t   m_blob_l[ m_maxublobs ];

        std::string m_outputFile;

65 };
```

#endif // BLOBSTUDYALGH



---

## B.1.2 BlobStudyAlg.cpp

---

```

#include "BlobStudyAlg.h"

#include "GaudiKernel/AlgFactory.h"
#include "Event/DAQHeader.h"
5 #include "Event/TimeSlice.h"
#include "MinervaUtils/MinervaObjectSort.h"

using namespace Minerva;

10 DECLARE_ALGORITHM_FACTORY( BlobStudyAlg );

/*! @brief Class BlobStudyAlg
    @Analysis of energy associated to muons track
15   @author Cesar Sotelo
        @date Feb 13 2012
*/

20 //=====
// Standard constructor, initializes variables
//=====
BlobStudyAlg::BlobStudyAlg( const std::string& name, ISvcLocator* pSvcLocator)
    : MinervaHistoAlg( name , pSvcLocator )
25 {
    declareProperty( "OutputFile", m_outputFile="Tuple_BlobStudyAlgroot" );
}

30 //=====
// Destructor
//=====
BlobStudyAlg::~BlobStudyAlg() {}

35 //=====
// Initialization
//=====
StatusCode BlobStudyAlg::initialize()
{

```

```

40     debug() << "Initializing..." << endmsg;
        StatusCode sc = MinervaHistoAlg::initialize(); // must be executed first

        try{
            m_muonUtils = tool<IMuonUtils>("MuonUtils");
15     }
        catch(GaudiException& e){
            error()<<"Could not obtain tool: MuonUtils" << endmsg;
            return StatusCode::FAILURE;
        }

50     try{
        m_blobCreatorUtils = tool<IBlobCreatorUtils>("BlobCreatorUtils");
        }
        catch(GaudiException& e){
            error() << "Could not obtain tool: BlobCreatorUtils" << endmsg;
35     }

        try{
            m_minervaMathTools = tool<IMinervaMathTool>("MinervaMathTool");
        }
        catch(GaudiException& e){
60     error()<<"Could not obtain tool: MinervaMathTool" << endmsg;
            return StatusCode::FAILURE;
        }

        // blobRootTree initialization
65     sc = bookRootTree();
        return sc;

    }
    //=====
70 //bookRootTree Initialization
    //=====
    StatusCode BlobStudyAlg::bookRootTree() {

        debug() << " => Initialize bookRootTree() " << endmsg;

75     blobFile = new TFile(m_outputFile.c_str(),"R+CREATE");
        blobTree = new TTree("blobstudy","blobStudy");

        blobTree->Branch("n_gate",&m_n_gate,"n_gate/I",32768);
        blobTree->Branch("mureco_e",&m_mureco_e,"mureco_e/D",65535);
80     blobTree->Branch("mutrue_e",&m_mutrue_e,"mutrue_e/D",65535);
        blobTree->Branch("n_blobs",&m_nblobs,"n_blobs/I",32768);
        blobTree->Branch("blobs_et",&m_blobs_et,"blobs_et/D",65535);

```

```

        blobTree->Branch("blob_e",&m_blob_e,"blob_e[n_blobs]/D",.65535);
85 blobTree->Branch("blob_d",&m_blob_d,"blob_d[n_blobs]/D",.65535);// blob_d
        : distance: startPoint to muon- track
        blobTree->Branch("blob_l",&m_blob_l,"blob_l[n_blobs]/D",.65535);// blob_l
        : distance: firstNode to projection of startP to track
    return StatusCode::SUCCESS;
}
//=====
90 // Main execution
//=====
StatusCode BlobStudyAlg::execute()
{
85 StatusCode sc;

    debug() <<"Starting=> BlobStudyAlg: " << endmsg;
    debug() << gateData() << endmsg;

100 //getting gate information
    Minerva::DAQHeader *header = getDAQHeader();

    //-----
    // First check if the data have been Time Sliced. If so,
105 // loop over time slices and try to find as many primary trees
    // in the slice as possible.
    //-----

    TimeSlices* timeSlices = getTimeSlices();
110 TimeSlices::iterator timeSlice = timeSlices->begin();

    debug() << "BlobStudyAlg::execute, Number of slices: " << timeSlices->
        size() << endmsg;

    for ( ; timeSlice != timeSlices->end(); timeSlice++){
115
        //skip un-useful slices - Arturo tool
        if( (*timeSlice)->sliceNumber()==0 || (*timeSlice) >meanTime()==18000
            ) continue;

        debug() << "BlobStudy::execute time slice = " << (*timeSlice)->
            sliceNumber() << endmsg;
120
    //-----

```

```

SmartRefVector<Prong> ProngsVec = (*timeSlice)->select<Minerva::
    Prong>( " All", " All" );
SmartRefVector<Minerva::IDBlob> idblobs = (*timeSlice)->select<
    Minerva::IDBlob>(" All", " All");
SmartRefVector<Minerva::IDBlob>::iterator it = idblobs.begin();
125
debug() << "Finding muons ...." << endlmsg;

// find minos track
-----

SmartRef<Minerva::Prong> muonProng;
130 SmartRef<Minerva::Particle> muonPart;
m_muonUtils >findMuonProng( ProngsVec, muonProng, muonPart );

debug() << "Passing Minos macht " << endlmsg;
    if (( m_muonUtils->findMuonProng( ProngsVec, muonProng, muonPart)
        != StatusCode::SUCCESS) ){ continue;}
135

Gaudi::XYZTVector momentum(0,0,0.0);
momentum = muonPart->momentumVec(); //Muon momentum
    if ( momentum.t() == 0 ) continue; //0 Reco-Energy skip
    double incomingPartVec[4];
140

Minerva::GenMinInteractions* interactions =
    getGenMinInteractions();
    (*interactions->begin())->IncomingPartVec().GetCoordinates(
        incomingPartVec);

//-----
145 //Getting the Muon track from the prong
//-----
Minerva::Track *trackID = *(muonProng->minervaTracks()).begin();

//SmartRefVector<Minerva::Track>::iterator itTrack = trackID->begin();
150

int count = 0;
double energy, energytotal = 0.0;

debug() << "Muon True Energy " << incomingPartVec[3] << endlmsg;
155 debug() << "Muon Reco Energy " << momentum.t() << endlmsg;
m_nblobs = 0;

//Loops over Blobs

```

```

debug() << "Starting loops over blob " <<endmsg;
160 for (: it != idblobs.end(): it++){
    energy = 0.0;
    if ((int)(*it)->patRecHistory() == 3){

        count++;
165     getEnergy(*it, energy);
        energytotal += energy;
        //Pair for centroid energy
        -----

        info() << "Centroid Energy " <<(*it)->energyCentroidXZ() << endmsg;
        info() << "Centroid Energy UZ " <<(*it)->energyCentroidUZ() <<
            endmsg;
170     info() << "Centroid Energy VZ " <<(*it)->energyCentroidVZ() <<
            endmsg;
        info() << "Centroid Energy Z " <<(*it)->energyCentroidZ() << endmsg;
        //-----

        //-----

        //--Filling tuple variables for a single blob
175 //-----

        m_blob_e[m_nblobs] = energy;
        m_blob_d[m_nblobs] = getDdist((*it), trackID);
        m_blob_l[m_nblobs] = getLdist((*it), trackID);

180

        //---Ploting energy per blobs ---
        plotID(energy, "Energy per blobs", 0, 2000, 100);

        debug() <<"----- only one blob data -----" <<
            endmsg;
185     debug() <<"Blobs index:\t " << m_nblobs << endmsg;
        debug() <<"Energy for blobs:\t " << m_blob_e[m_nblobs] << endmsg;
        debug() <<"distance l blobs:\t " << m_blob_l[m_nblobs] << endmsg;
        debug() <<"distance d blobs:\t " << m_blob_d[m_nblobs] << endmsg;
        m_nblobs++;

190     }
    }

    debug() << "Ending one loops over blobs " << endmsg;
    //-----

    //--Tuple variables for a gate

```

```

195 //-----

    m_gate = header >gateNumber();
    m_blobs.et = energytotal;
    m_mureco.e = momentum.t();
200 m_muttrue.e = incomingPartVec[3];
    debug() << "----- For Blobs loop -----" << endlmsg;
    info() << "Gate Number\t " << m_gate << endlmsg;
    debug() << "Blobs Energy total " << m_blobs.et << endlmsg;
    debug() << "Muons reco Energy: " << m_muttrue.e << endlmsg;
205 debug() << "Muons true energy: " << m_mureco.e << endlmsg;

    blobTree->Fill();

    //-----
210 //Ploting number of blobs, energy total, reco-true
    //-----
    if(count!=0)
    {
        plot1D(count,"Number of Isolated Blob",0,10,100);
215 plot1D(energytotal,"Energy per isolated blob",0,2000,100);
        plot1D(momentum.t()-incomingPartVec[3],"Residual energy with blobs
            ",-10000,10000,1000);
    }
    plot1D(momentum.t() incomingPartVec[3],"Residual energy without blobs
        ",-10000,10000,1000);

220 }//Ending loops over timeslices
    return StatusCode::SUCCESS;
}

225 //=====
// Finalize
//=====
    StatusCode BlobStudyAlg::finalize()
    {
230 blobFile->cd();
        blobTree->Write();
        blobFile->Close();
        debug() << "Finalizing BlobStudyRecoAlg..." << endlmsg;
        return GaudiHistoAlg::finalize(); // must be called after other
            action
    }

```

```

235 }

//=====
// getEnergy
//=====
240 StatusCode BlobStudyAlg::getEnergy( Minerva::IDBlob *idblob, double &energy )
    const
    {
        SmartRefVector< Minerva::IDCluster > idClusters = idblob->clusters();
        SmartRefVector< Minerva::IDCluster >::iterator it_clus = idClusters.
            begin();

245     energy = 0;
        double sf = 1.213;
        double kt = 1;
        double ke = 2.274;
        double kh = 10.55;
250     double scf = 1;

        for ( : it_clus != idClusters.end(): it_clus++ ){
            if ( (*it_clus)->subdet() == Minerva::IDCluster::Tracker )
                energy += (*it_clus)->energy()*sf*kt;
            if ( (*it_clus)->subdet() == Minerva::IDCluster::ECAL ) energy
                += (*it_clus)->energy()*sf*ke;
255             if ( (*it_clus)->subdet() == Minerva::IDCluster::HCAL ) energy
                += (*it_clus)->energy()*sf*kh;
        }

        energy = energy*scf;
        return StatusCode::SUCCESS;
260     }

//=====

//getDdist
265 //***Get the d distance between blob's start Point and muon Track***
//=====

double BlobStudyAlg::getDdist(Minerva::IDBlob *idblob, Minerva::Track *track)
{
    debug() << "getDdist starting ...." << endlmsg;
270 //=====

```

```

Gaudi::XYZPoint startP;
startP = idblob->startPoint();
double z = startP.z();

275 //-----

Minerva::IDCluster *clust = ((track)->nearestNode(z))->idcluster();
double theta = (track)->theta();
double d = cos(theta)*m_minervaMathTools->twoDDistance(clust, startP);
debug() << "Distance startPoint - track " << d << endlmsg;

280
return d;
}
//=====

//--getLdist
285 //***Get the l distance between startnode to projection of startPoint
//-----

double BlobStudyAlg::getLdist(Minerva::IDBlob *idblob, Minerva::Track *track){

    debug() << "getLdist starting ..." << endlmsg;
290 //-----

    Gaudi::XYZPoint startP;
    startP = idblob->startPoint();
    double z = startP.z();

295
    Gaudi::XYZPoint sTrackP;
    sTrackP = track->position();
    double theta = (track)->theta();
    double distance;

300
    debug() << "Start calculation L distance: " << endlmsg;
    debug() << "First method Point-cluster" << endlmsg;
    //-----
    Minerva::IDCluster *clust = ((track)->nearestNode(z))->idcluster();
    double t = m_minervaMathTools->twoDDistance(clust, startP)*sin(theta);

305
    distance = m_minervaMathTools->twoDDistance(clust, sTrackP) - t;

    debug() << "Distance L = " << distance << endlmsg;

310
    debug() << "Second method Point-cluster" << endlmsg;

```



```

//-----

Minerva::IDCluster *clusZ0 = (track->upstreamNode())->idcluster();
  debug() <<"Z positon for the first cluster in track: " <<clusZ0->z() <<
    endmsg;
  double len;
315   len = m_minervaMathTools->twoDDistance( clust ,clusZ0) + t;
  debug() << "Distance L (2method) << " << len << endmsg;

  return distance;

320 }
//-----

// -getLastPoint
//Basic on startPoint Calculation
//-----

325 Gaudi::XYZPoint BlobStudyAlg::getLastPoint( Minerva::IDBlob* idBlob ){

  if( NULL == idBlob ) {
    debug() << " Blob is NULL. returning!" << endmsg;
330   Gaudi::XYZPoint nullpoint(0., 0., 0.);
    return nullpoint;
  }
  StatusCode sc;
  SmartRefVector<Minerva::IDCluster> clustVec = idBlob->clusters();

335 //-----
//-----
  debug() << " Split the clusters of the Blob into view-grouped (X, U, V)
    clusters..." << endmsg;
  std::vector<IDClusterVect> viewedIdClustVecs;
340 sc = m_blobCreatorUtils->splitIDClustVecByView( clustVec , viewedIdClustVecs );
  if ( sc.isFailure() ) {
    throw MinervaException(" Split cluster vector by view failed");
  }

345 //-----
//-----
  debug() << " Sort the clusters in each view according to their Z Position..."
    << endmsg;
  Minerva::IDCluster *lastCluster_X=NULL;

```

```

Minerva::IDCluster *lastCluster_U=NULL;
350 Minerva::IDCluster *lastCluster_V=NULL;

for( std::vector<IDClusterVect>::iterator itClustVec = viewedIdClustVecs.begin
    ( ); itClustVec != viewedIdClustVecs.end(); itClustVec++ ) {
    sort( (*itClustVec).begin(), (*itClustVec).end(), MinervaSort::
        ClusterSorterZ() );

355 //-----
//-----
    if( ((*itClustVec).end())->view() == Minerva::IDCluster::X ) {
        lastCluster_X = ((*itClustVec).end());
    } else if( ((*itClustVec).end())->view() == Minerva::IDCluster::U ) {
360 lastCluster_U = ((*itClustVec).end());
    } else if( ((*itClustVec).end())->view() == Minerva::IDCluster::V ) {
        lastCluster_V = ((*itClustVec).end());
    }
} // end of for loop

365 if( (NULL==lastCluster_X) || (NULL==lastCluster_U) || (NULL==lastCluster_V) )
    {
        debug() << " Can't form a 3D position without at least one X, U, and V..."
            << endlmsg;
        Gaudi::XYZPoint nullpoint(0., 0., 0.);
        return nullpoint;
370 }

debug() << " Calculating the X, Y and Z from the cluster co ordinate..." <<
    endlmsg;
//-----
//-----
375 double valXfromUV = m_minervaMathTools->calcXfromUV( lastCluster_U->position()
    , lastCluster_V->position() );
double valYfromUV = m_minervaMathTools->calcYfromUV( lastCluster_U->position()
    , lastCluster_V->position() );

double valX = (valXfromUV + lastCluster_X->position())/2;

380 double valZ = lastCluster_X->z();
if( lastCluster_U->z() < valZ ) {
    valZ = lastCluster_U->z();
}
if( lastCluster_V->z() < valZ ) {
385 valZ = lastCluster_V->z();
}

```

```
    }  
  
    double valY = valYfromUV;  
  
390    debug() << "  Start Point (x,y,z) = (" << valX << "," << valY << "," << valZ  
        << ")" << endlmsg;  
    Gaudi::XYZPoint blobStartPoint(valX, valY, valZ);  
  
    return blobStartPoint;  
}  
395 //-----  
  
//--getCentroid  
//-----  
  
-----
```

## B.2 Algoritmo para a criação de Blobs usando a Transformada de Hough

Estos codigos foram desenvolvidas por Jose Palomino usando a transformada de Hough.

### B.2.1 HTtool.h

---

```

#ifndef HTTOOLH
#define HTTOOLH 1

#include "MCPi0/ITool.h"
5
class HTtool: public MinervaHistoTool, virtual public ITool {

public:

10   HTtool( const std::string& type, const std::string& name, const IInterface*
        parent ); ///< Standard constructor
        virtual ~HTtool(); ///< Destructor

        StatusCode initialize();
        StatusCode finalize();

15         StatusCode GetReference( SmartRefVector<Minerva::IDCluster>
                idClusterView, Gandi::XYZPoint &ref ) const;

        StatusCode Hough2D( SmartRefVector<Minerva::IDCluster>
                idClusterVec, double &r, double &theta, Gandi::XYZPoint ref )
                const;

20         StatusCode FillHough1Cluster( SmartRef<Minerva::IDCluster>
                idCluster, TH2D *h, Gandi::XYZPoint ref) const;

private:

        double a;

25
};
#endif //HTTOOLH

```

---

### B.2.2 HTtool.cpp

---

```

#include "HTtool.h"
#include <cmath>
#include "TMath.h"

5 DECLARE_TOOL_FACTORY( HTtool );

//-----
// Standard constructor, initializes variables
//-----
10 HTtool::HTtool( const std::string& type, const std::string& name, const
    IInterface* parent ) :
    MinervaHistoTool( type, name, parent )
{
    debug() << "Instantiating HTtool..." << endlmsg;
    declareInterface<ITool>(this);
15 }

//-----
/// Destructor
//-----
20 HTtool::~HTtool() {}

//-----
25 // Initialize
//-----
StatusCode HTtool::initialize()
{
30     debug() << "Initializing HTtool..." << endlmsg;
    StatusCode sc = this->MinervaHistoTool::initialize();
    if( sc.isFailure() ) { return Error( "Failed to initialize!", sc ); }

    return sc;
35 }

//-----
40 // GetClusters
//-----

```

```

StatusCode HTtool::GetReference( SmartRefVector<Minerva::IDCluster>
    idClusterView, Gaudi::XYZPoint &ref ) const
{
    if( !idClusterView.size() ) {
15         warning() << " Input Vector of Clusters to the GetReference tool
            is empty " << endmsg;
        return StatusCode::FAILURE;
    }

    SmartRefVector<Minerva::IDCluster>::iterator itClus = idClusterView.
        begin();
50     double maxpe = 0, total_pe = 0;

    for ( ; itClus != idClusterView.end(); itClus++ ){

        total_pe += (*itClus)->pe();
55         if ( (*itClus)->pe() > maxpe ) {
            maxpe = (*itClus)->pe();
            ref.SetX((*itClus)->position());
            ref.SetY(0);
            ref.SetZ((*itClus)->z());
60         }

    }

    if ( total_pe < 20 ) {
65         debug() << " ALERT: No enough energy to use Hough Transformation
            " << endmsg;
        return StatusCode::FAILURE;
    }

    return StatusCode::SUCCESS;
70 }

//-----
// Hough2D
//-----
75 StatusCode HTtool::Hough2D( SmartRefVector<Minerva::IDCluster> idClusterVec,
    double &r, double &theta, Gaudi::XYZPoint ref ) const
{

    debug() << " Working in ConeScanCreator::Hough2D " << endmsg;

80     if( !idClusterVec.size() ) {

```

```

        debug() << " ALERT: Input Vector of Clusters to the Hough2D tool
            is empty " << endl;
        return StatusCode::FAILURE;
    }

85   TH2D *h = new TH2D("h", "Hough Space", 45, -90, 90, 275, -5500, 5500);
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster>::iterator itClus = idClusterVec.begin
        ();

    for ( : itClus != idClusterVec.end(); itClus++ ) FillHough1Cluster(*
        itClus, h, ref);

90   int x,y,z, maxbin;
    if ( h->GetEntries() ) {
        maxbin = h->GetMaximumBin(x, y, z);
        r      = h->GetYaxis()->GetBinCenter(y);
        theta  = h->GetXaxis()->GetBinCenter(x);
95   }
    else {
        debug() << " ALERT: Hough space is empty " << endl;
        delete h;
        return StatusCode::FAILURE;
100  }

    delete h;
    return StatusCode::SUCCESS;

105 }

//=====
// FillHough1Cluster
//=====
110 StatusCode HTtool::FillHough1Cluster( SmartRef<Minerva::IDCluster> idCluster,
    TH2D *h, Gaudi::XYZPoint ref) const
{
    double x = idCluster->position()-ref.x();
    double z = idCluster->z()-ref.z();
    double r, theta;

115   for ( int i = h->GetXaxis()->GetFirst(); i <= h->GetXaxis()->GetLast();
        i++){

        theta = h->GetXaxis()->GetBinCenter(i)*CLHEP::pi/180; // angle
            radians

```

```

        r = x*sin(theta) + z*cos(theta);
120     h->Fill( theta*180/CLHEP::pi, r, idCluster->pe() ); // must be
        filled in degree

    }

    return StatusCode::SUCCESS;
125 }

//=====
// Finalize
//=====
130 StatusCode HTtool::finalize()
{

    debug() << "Finalizing HTtool..." << endmsg;
    StatusCode sc = this->MinervaHistoTool::finalize();
135     if( sc.isFailure() ) { return Error( "Failed to finalize!".sc ); }
    return sc;

}

```

---

### B.2.3 HBlob.h

```

#ifndef HBLOBH
#define HBLOBH 1

#include "MinervaUtils/MinervaHistoAlg.h"
5
#include "MCPi0/ITool.h"
#include "MCPi0/IBlob.h"

class HBlob: public MinervaHistoTool, virtual public IBlob {
10 public:
    // constructor
    HBlob( const std::string& type, const std::string& name, const Interface*
        parent );
    // destructor
    virtual ~HBlob();
15     virtual StatusCode initialize(); //< Algorithm initialization
    virtual StatusCode finalize(); //< Algorithm finalization
        StatusCode GetClusters( SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &
            idClusterVec, SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &

```



```

        idClusterView , Minerva::IDCluster::View view , double pcut )
        const :
    StatusCode PseudoCone( SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &Seed ,
        SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &ClusVectorX , Gaudi::
        XYZVector direction , Gaudi::XYZPoint vert ) const :
    StatusCode XUVMatch( SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &Seed ,
        SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &ClusVectorU ,
        SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &ClusVectorV ) const :
20   StatusCode XUVMatch( SmartRef<Minerva::IDCluster> Cluster ,
        SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &Seed , SmartRefVector<
        Minerva::IDCluster> &ClusVectorU , SmartRefVector<Minerva
        ::IDCluster> &ClusVectorV ) const :
    StatusCode AddClusterInsideCone( SmartRef<Minerva::IDCluster>
        UnuCluster , std::vector<Minerva::IDBlob*> &idBlobs , Gaudi::
        XYZPoint vert ) const :
    StatusCode Angle( SmartRef<Minerva::IDCluster> Cluster , Gaudi::
        XYZVector direction , Gaudi::XYZPoint vert , double &radius )
        const :
    StatusCode Create2dHTSeed( SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &
        idClusterView , SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &
        HT2dClusters , double r , double theta , Gaudi::XYZPoint ref ,
        double &spX , double &spZ ) const :
    StatusCode GetDirection( Minerva::IDBlob *idBlob ) const :
25   StatusCode GetStartPosition( Minerva::IDBlob *idBlob , Gaudi::
        XYZPoint vert ) const :

private :
        IBlob*
                m_idBlob ;

} :
#endif // HBLOB.H

```

---

**B.2.4 HBlob.cpp**


---

```

#include "HBlob.h"
#include <cmath>
#include "TMath.h"

5 DECLARE_TOOL_FACTORY( HBlob );
//=====
// Standard constructor, initializes variables
//=====
HBlob::HBlob( const std::string& type, const std::string& name, const Interface
    * parent ) :
10 MinervaHistoTool( type, name, parent )
{
    debug() << "Instantiating HBlob..." << endlmsg;
    declareInterface<IBlob>(this);

15 }

//=====
/// Destructor
//=====
20 HBlob::~HBlob() {}

//=====
// Initialize
//=====
25 StatusCode HBlob::initialize()
{
    debug() << "Initializing HBlob..." << endlmsg;
    StatusCode sc = this->MinervaHistoTool::initialize();
30 if( sc.isFailure() ) { return Error( "Failed to initialize!", sc ); }

    return sc;
}

35 //=====
// GetClusters
//=====
StatusCode HBlob::GetClusters( SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &idClusterVec,
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &idClusterView, Minerva::IDCluster::View
    view, double pcut ) const
{

```

```

10     if( !idClusterVec.size() ) {
        debug() << " ALERT: Input Vector of Clusters to the Get_Clusters
            tool is empty " << endl;
        return StatusCode::FAILURE;
    }
45     SmartRefVector<Minerva::IDCluster> ClusTemp = idClusterVec;
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster>::iterator itClus = ClusTemp.begin();
    idClusterVec.clear();
    for ( ; itClus != ClusTemp.end(); itClus++ ){
        if ( (*itClus)->view()==view && (*itClus)->pc()/(*itClus)->
            iddigs ()>3 && (*itClus)->pc ()>pcut  ) {
50             idClusterView.push_back(*itClus);
        }
        else idClusterVec.push_back(*itClus);
    }
    return StatusCode::SUCCESS;
55 }
//=====
// PseudoCone
//=====
StatusCode HBlob::PseudoCone( SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &Seed,
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &ClusVectorX, Gaudi::XYZVector direction,
    Gaudi::XYZPoint vert ) const
60 {
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster> ClusTemp = ClusVectorX; ClusVectorX.
        clear();
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster>::iterator itClusX;
    double angle;
    for ( itClusX = ClusTemp.begin(); itClusX != ClusTemp.end(); itClusX++ )
    {
65         if ( Angle( *itClusX, direction, vert, angle ) ) {
            //plot1D(angle," Angle".0.3.14,100);
            if ( angle < 0.06 && (*itClusX)->z() > vert.z() ) Seed.
                push_back(*itClusX);
            else ClusVectorX.push_back(*itClusX);
        }
70         else ClusVectorX.push_back(*itClusX);
    }
    return StatusCode::SUCCESS;
}
//=====
75 // XUVMatch
//=====

```

```

StatusCode HBlob::XUVMatch(SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &Seed,
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &ClusVectorU, SmartRefVector<Minerva::
    IDCluster> &ClusVectorV) const
{
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster> ClusTemp = Seed;
50 SmartRefVector<Minerva::IDCluster>::iterator itClusX;
    debug() << " Seed size = " << Seed.size() << endlmsg;
    for ( itClusX = ClusTemp.begin(); itClusX != ClusTemp.end(); itClusX++ )
        XUVMatch( *itClusX, Seed, ClusVectorU, ClusVectorV );
    debug() << " NO MORE SEED CLUSTERS" << endlmsg;
    return StatusCode::SUCCESS;
85 }

//=====
// XUVMatch overload
//=====
90 StatusCode HBlob::XUVMatch(SmartRef<Minerva::IDCluster> Cluster, SmartRefVector<
    Minerva::IDCluster> &Seed, SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &ClusVectorU,
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &ClusVectorV) const
{
    debug() << " HBlob::XUVMatch " << endlmsg;
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster>::iterator itClusU, itClusV;
    SmartRef<Minerva::IDCluster> U, V;
95 double dmin = 1000, distance;

    for ( itClusU = ClusVectorU.begin(); itClusU != ClusVectorU.end();
        itClusU++ ){

        if ( fabs( Cluster->z() - (*itClusU)->z() ) > 50 ) continue;
100

        for ( itClusV = ClusVectorV.begin(); itClusV != ClusVectorV.end
            (); itClusV++ ) {

            if ( fabs( Cluster->z() - (*itClusV)->z() ) > 50 )
                continue;
            distance = Cluster->tpos1()+Cluster->tpos2() - (*itClusU)
                ->tpos1() - (*itClusU)->tpos2() - (*itClusV)->tpos1() - (*
                itClusV)->tpos2();
105 distance = fabs( distance );
            if ( distance < dmin ) {
                dmin = distance;
                U = *itClusU;
                V = *itClusV;
110 }
        }
    }
}

```

```

        }
    }
    if ( dmin <= 40 ) {
        SmartRefVector<Minerva::IDCluster>::iterator itU, itV;
115     itU = remove( ClusVectorU.begin(), ClusVectorU.end(), U ); // move
        elements to the end to can erase
        itV = remove( ClusVectorV.begin(), ClusVectorV.end(), V );
        ClusVectorU.erase(itU, ClusVectorU.end()); // found it in doxygen
        ClusVectorV.erase(itV, ClusVectorV.end()); // found it in doxygen
        Seed.push_back(U);
120     Seed.push_back(V);
    }
    return StatusCode::SUCCESS;
}
//=====
125 // AddClustersInsideCone
//=====
StatusCode HBlob::AddClusterInsideCone( SmartRef<Minerva::IDCluster> UnuCluster,
std::vector<Minerva::IDBlob*> &idBlobs, Gaudi::XYZPoint vert ) const
{
    debug() << " HBlob::AddClusterInsideCone " << endlmsg;
130     debug() << " Cluster view - " << UnuCluster->view() << "; z = " <<
        UnuCluster->z()
                                << "; position = " << UnuCluster
                                    ->position() << "; pe = " <<
                                        UnuCluster->pe() << endlmsg;
    std::vector<Minerva::IDBlob*> BlobsTemp = idBlobs; idBlobs.clear();
    std::vector<Minerva::IDBlob*>::iterator itBlob;
    double amin = 1000, angle;
135     int count = -1, marker = 0;
    for ( itBlob = BlobsTemp.begin(); itBlob != BlobsTemp.end(); itBlob++ ){
        count++;
        if ( !Angle( UnuCluster, (*itBlob)->direction(), vert, angle ) )
            continue;
        debug() << " Blob " << count << "; angle = " << angle << "; amin
            = " << amin << endlmsg;
140     if ( angle < amin ) {
            amin = angle;
            marker = count;
        }
    }
145     debug() << " amin = " << amin << " marker = " << marker << endlmsg;
    if ( amin < 0.3 ) {
        itBlob = BlobsTemp.begin();

```

```

        itBlob = itBlob + marker;
        (*itBlob)-->add(UnuCluster);
150     }
        idBlobs = BlobsTemp;
        return StatusCode::SUCCESS;
    }

155 //=====
// Angle
//=====
StatusCode HBlob::Angle( SmartRef<Minerva::IDCluster> Cluster, Gaudi::XYZVector
    direction, Gaudi::XYZPoint vert, double &angle ) const
{
160     if ( direction.x() == 9999 | vert.x() == -9999 ) return StatusCode::
        FAILURE;
        double dx, dz, Dx, Dz;
        dx = Cluster->position() - vert.x();
        Dx = direction.x();
        if ( Cluster->view() == Minerva::IDCluster::U ) {
165             dx = Cluster->position() - (-vert.y()*sqrt(3)*.5 + vert.x()*.5);
            Dx = -direction.y()*sqrt(3)*.5 + direction.x()*0.5;
        }
        if ( Cluster->view() == Minerva::IDCluster::V ) {
170             dx = Cluster->position() - (vert.y()*sqrt(3)/2 - vert.x()*0.5);
            Dx = direction.y()*sqrt(3)*.5 + direction.x()*0.5;
        }
        dz = Cluster->z() - vert.z();
        Dz = direction.z();
        double moduled = sqrt( pow(dx,2) + pow(dz,2) );
175     double moduleD = sqrt( pow(Dx,2) + pow(Dz,2) );
        dx = dx/moduled; dz = dz/moduled;
        Dx = Dx/moduleD; Dz = Dz/moduleD;
        angle = acos( fabs(dx*Dx+dz*Dz) );
        return StatusCode::SUCCESS;
180 }
//=====
// Create2dHTBlob
//=====
StatusCode HBlob::Create2dHTSeed( SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &
    idClusterView, SmartRefVector<Minerva::IDCluster> &HT2dClusters, double r,
    double theta, Gaudi::XYZPoint ref, double &spX, double &spZ ) const
185 {
    debug() << " HTtool::Create2dHTSeed " << endlmsg;
    double rmin, rmax, x, z, zmin = 10000, Total_e = 0;

```

```

SmartRefVector<Minerva::IDCluster> ClusTemp = idClusterView;
SmartRefVector<Minerva::IDCluster>::iterator itClus = ClusTemp.begin();
190 idClusterView.clear();
for ( ; itClus != ClusTemp.end(); itClus++ ){
    debug() << (*itClus)->pe() << " " << (*itClus)->z() << " " <<
        (*itClus)->position() << endlmsg;
    z = (*itClus)->z() - ref.z();
    x = (*itClus)->tpos1() - ref.x();
195 rmin = x*sin(theta*CLHEP::pi/180) + z*cos(theta*CLHEP::pi/180);
    x = (*itClus)->tpos2() - ref.x();
    rmax = x*sin(theta*CLHEP::pi/180) + z*cos(theta*CLHEP::pi/180);
    if ( fabs ( 2*r - rmin - rmax ) <= 90 ){
        if ( (*itClus)->z() < zmin ) {
200             zmin = (*itClus)->z();
                spZ = (*itClus)->z();
                spX = (*itClus)->position();
        }
        HT2dClusters.push_back(*itClus);
205 TotalE += (*itClus)->energy();
        continue;
    }
    idClusterView.push_back(*itClus);
}
210 if ( TotalE < 19 ) return StatusCode::FAILURE;
return StatusCode::SUCCESS;
}
//=====
// GetDirection
215 //=====
StatusCode HBlob::GetDirection( Minerva::IDBlob *idBlob ) const
{
    debug() << " HTtool::GetDirection " << endlmsg;
220 SmartRefVector<Minerva::IDCluster> idClusters = idBlob->clusters();
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster>::iterator itClus = idClusters.begin()
        :
    double slopeX, slopeY, slopeZ, dx, dy, dz, Dx, Dz, distance;
    TH2D *hX = new TH2D ( "hX", "hX", 120,4510,9990,127,-1075,1075);
    TH2D *hU = new TH2D ( "hU", "hU", 120,4510,9990,127,-1075,1075);
225 TH2D *hV = new TH2D ( "hV", "hV", 120,4510,9990,127,-1075,1075);
    Gaudi::XYZVector direction;
    Gaudi::XYZPoint vert = idBlob->startPoint();

    for ( ; itClus != idClusters.end(); itClus++ ){

```

230

```
Dx = (*itClus)->position() - vert.x()-17; // to avoid 0
Dz = (*itClus)->z() - vert.z() - 17;// to void 0
```

235

```
if ( (*itClus)->view() == Minerva::IDCluster::X ) {
    distance = sqrt( pow(Dx,2) + pow(Dz,2) );
    hX->Fill( (*itClus)->z(),(*itClus)->tpos1(), (*itClus)->
        pe()/distance );
    hX->Fill( (*itClus)->z(),(*itClus)->tpos2(), (*itClus)->
        pe()/distance );
}
```

240

```
if ( (*itClus)->view() == Minerva::IDCluster::U ){
    Dx = (*itClus)->position() - ( vert.y()*sqrt(3)*.5 +
        vert.x()*0.5);
    distance = sqrt( pow(Dx,2) + pow(Dz,2) );
    hU->Fill( (*itClus)->z(),(*itClus)->tpos1(), (*itClus)->
        pe()/distance );
    hU->Fill( (*itClus)->z(),(*itClus)->tpos2(), (*itClus)->
        pe()/distance );
```

245

```
}
```

```
if ( (*itClus)->view() == Minerva::IDCluster::V ){
    Dx = (*itClus)->position() - (vert.y()*sqrt(3)/2 + vert.
        x()*0.5);
    distance = sqrt( pow(Dx,2) + pow(Dz,2) );
    hV->Fill( (*itClus)->z(),(*itClus)->tpos1(), (*itClus)->
        pe()/distance );
    hV->Fill( (*itClus)->z(),(*itClus)->tpos2(), (*itClus)->
        pe()/distance );
}
```

250

```
}
slopex = slopeu = slopev = -9999;
```

255

```
if ( hX->GetEntries() > 2 ){
    hX->Fit(" pol1 ","Q0");
    TF1 *fX = hX->GetFunction(" pol1");
    slopex = fX->GetParameter(1);
    debug() << " : slopex " << slopex << endlmsg;
    delete fX;
```

260

```
}
if ( hU->GetEntries() > 2 ){
    hU->Fit(" pol1 ","Q0");
    TF1 *fU = hU->GetFunction(" pol1");
    slopeu = fU->GetParameter(1);
```

265



```

        debug() << " ; slopen " << slopen << endmsg;
        delete fU;
    }
    if ( hV->GetEntries() > 2 ){
270         hV->Fit(" pol1 ","Q0");
        TF1 *fV = hV->GetFunction(" pol1");
        slopev = fV->GetParameter(1);
        debug() << " ; slopev " << slopev << endmsg;
        delete fV;
275     }
    if ( slopen == -9999 && slopev == -9999 ){
        direction.SetX(-9999); direction.SetY(-9999); direction.SetZ
            (-9999);
        delete hX; delete hU; delete hV;
        return StatusCode::SUCCESS;
280     }
    dx = slopex;
    dz = 1;
    if ( slopen == -9999 && slopev != -9999 )        dy = (slopev - slopex
        *.5)*2/sqrt(3);
    else if ( slopen != -9999 && slopev == -9999 ) dy = (slopex*.5 - slopen)
        *2/sqrt(3);
285     else dy = (slopev - slopen)/sqrt(3);
    double mod = sqrt( pow(dx,2)+pow(dy,2)+pow(dz,2) );
    direction.SetX(dx/mod);
    direction.SetY(dy/mod);
    direction.SetZ(dz/mod);
290     debug() << idBlob << " Setting direction " << direction << endmsg;
    idBlob->setDirection(direction);
    delete hX; delete hU; delete hV;
    return StatusCode::SUCCESS;
}
295 //=====
// GetStartPosition
//=====
StatusCode HBlob::GetStartPosition( Minerva::IDBlob *idBlob, Gaudi::XYZPoint
    vert ) const
{
300     debug() << " HTool::GetStartPosition " << endmsg;
    Gaudi::XYZPoint startpos, pos(-9999,-9999,-9999);
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster> idClusters = idBlob->clusters();
    SmartRefVector<Minerva::IDCluster>::iterator itClus = idClusters.begin()
        ;

```

```

305     double x, z, distance, vtX, vtY, vtZ, vt_x, vt_u, vt_v, vt_z;
// blob vertex per view
double vtX_x = -10000, vtZ_x = 10000, dis_min_x = 10000;
double vtX_u = -10000, vtZ_u = 10000, dis_min_u = 10000;
double vtX_v = -10000, vtZ_v = 10000, dis_min_v = 10000;
310 // event vertex per view
vt_x = vert.x();
vt_u = -vert.y()*sqrt(3)/2 + vert.x()*0.5; // -ycos30 + xsin30
vt_v =  vert.y()*sqrt(3)/2 + vert.x()*0.5; //  ycos30 - xsin30
vt_z =  vert.z();
315     for ( : itClus != idClusters.end(); itClus++ ){
if ( (*itClus)->view() == Minerva::IDCluster::X ){
x = vt_x - (*itClus)->position();
z = vt_z - (*itClus)->z();
distance = sqrt( pow(x,2) + pow(z,2) );
320 if ( distance <= dis_min_x ) {
dis_min_x = distance;
vtX_x = (*itClus)->position();
vtZ_x = (*itClus)->z();
}
325 }
if ( (*itClus)->view() == Minerva::IDCluster::U ){
x = vt_u - (*itClus)->position();
z = vt_z - (*itClus)->z();
distance = sqrt( pow(x,2) + pow(z,2) );
330 if ( distance <= dis_min_u ) {
dis_min_u = distance;
vtX_u = (*itClus)->position();
vtZ_u = (*itClus)->z();
}
335 }
if ( (*itClus)->view() == Minerva::IDCluster::V ){
x = vt_v - (*itClus)->position();
z = vt_z - (*itClus)->z();
distance = sqrt( pow(x,2) + pow(z,2) );
340 if ( distance <= dis_min_v ) {
dis_min_v = distance;
vtX_v = (*itClus)->position();
vtZ_v = (*itClus)->z();
}
345 }
}
if ( vtX_u != -10000 && vtX_v != 10000 ) {

```

```

    vtX = vtX_x;
350 vtZ = vtZ_u < vtZ_v ? vtZ_u : vtZ_v;
    vtZ = vtZ < vtZ_x ? vtZ : vtZ_x;

    if ( vtX_u == -10000 ) vtY = (vtX_v - vtX_x*.5)*2/sqrt(3); //2D blobs
    else if ( vtX_v == 10000 ) vtY = (vtX_x*.5 - vtX_u)*2/sqrt(3); // 2D
        blobs
355 else vtY = (vtX_v - vtX_u)/sqrt(3); // 3D blobs
    pos.SetX(vtX); pos.SetY(vtY); pos.SetZ(vtZ);
    }
    debug() << idBlob << " Setting Position " << vert << endlmsg;
    debug() << idBlob << " Setting StartPoint " << pos << endlmsg;
360 idBlob->setStartPoint(pos);
    idBlob->setPosition(vert);
        return StatusCode::SUCCESS;
    }
//=====
365 // Finalize
//=====
StatusCode HBlob::finalize()
{
    debug() << "Finalizing HBlob..." << endlmsg;
370 StatusCode sc = this->MinervaHistoTool::finalize();
    if( sc.isFailure() ) { return Error( "Failed to finalize!", sc ); }
    return sc;
}

```

---

## B.3 Análise da reconstrução do $\pi^0$

### B.3.1 Pi0Analysis.C

```

A
#define Pi0Analysis_cxx
#include "Pi0Analysis.h"
#include <TH2.h>
5 #include <TStyle.h>
#include <TCanvas.h>
#include <TF1.h>
#include <math.h>
#include <TStyle.h>
10 #include <TVector3.h>
#include <TVector2.h>

```

```

#include <TProfile.h>
#include <TMarker.h>
#include <iostream>
15 #include "MathF.C"
#include "setrootenv.C"

using namespace std;
void Pi0Analysis::Loop()
20 {
    if (fChain == 0) return;

    Long64_t nentries = fChain->GetEntriesFast();

25 Long64_t nbytes = 0, nb = 0;
    for (Long64_t jentry=0; jentry<nentries;jentry++) {
        Long64_t ientry = LoadTree(jentry);
        if (ientry < 0) break;
        nb = fChain->GetEntry(jentry);   nbytes += nb;
30 // if (Cut(ientry) < 0) continue;
    }
}

//=====
35 //GetMCIndex
//index1 more energetic photon
//index2 less energetic photon
//=====
void Pi0Analysis::GetMCIndex(Long64_t entry, int& index1, int& index2, double&
    energy1, double& energy2){
40
    fChain->GetEntry(entry);
    int aux;
    double aux.energy;
    for(int i=0; i<n_mc_trajectories; i++){
45     if(mc_traj_trkid[i] == 2){
        energy1 = mc_traj_point_E[i][0];
        index1 = i;
    }
    if(mc_traj_trkid[i] == 3){
50     energy2 = mc_traj_point_E[i][0];
        index2 = i;
    }
}
    if(energy1 < energy2){

```

```

55     aux = index1;
        index1 = index2;
        index2 = aux;
        aux_energy = energy1;
        energy1 = energy2;
60     energy2 = aux_energy;
    }
}

//=====
65 //MCPi0
//MC direction for photon index
//u = (a,b,c) unit vector
//=====
TVector3 Pi0Analysis::GetMCDir(Long64_t entry, int index){
70
    fChain->GetEntry(entry);
    TVector3 v(mc_traj_point_px[index][0], mc_traj_point_py[index][0],
               mc_traj_point_pz[index][0]);
    v = v.Unit();
75    return v;
}

//=====
//BlobEnergy
80 //---return a calibrated Energy of Blob
//=====
double Pi0Analysis::BlobEnergy(Long64_t entry, int blob_index){

    fChain->GetEntry(entry);
85    double EnergyCal = 0;
    const float sf = 1.213;
    const float kt = 1.0;
    const float ke = 2.274;
    const float kh = 10.55;
90    for(int j = 0; j < blob_id_size[blob_index]; j++){
        int index = blob_id_clus_idx[blob_index][j];
        if(clus_id_module[index] < 85 ) EnergyCal += sf*kt*clus_id_energy[
            index];
        if(clus_id_module[index] >=85 && clus_id_module[index] < 95)
            EnergyCal += sf*ke*clus_id_energy[index];
        if(clus_id_module[index] >=95) EnergyCal += sf*kh*clus_id_energy[
            index];
95    }
}

```

```

        return EnergyCal;

    }
    //=====
100 //GetIndexAEnergy
    //=====
void Pi0Analysis::GetIndexAEnergy(Long64_t entry, int& index1, int& index2,
    double& energy1, double& energy2){

    energy1 = BlobEnergy(entry.0);
105 energy2 = BlobEnergy(entry.1);
    double aux;
    if(energy1 < energy2){
        aux = energy1;
        energy1 = energy2;
110 energy2 = aux;
        index1 = 1;
        index2 = 0;
    }
    else{
115 index1 = 0;
        index2 = 1;
    }

}

120 //=====
//Get2DStartPoint
//=====
TVector2 Pi0Analysis::Get2DStartPoint(Long64_t entry, int index_blob, int view){

125 fChain->GetEntry(entry);
    double zmin = 100000;
    int index_zmin = 0;
    //loop over blob's clusters
    for(int i=0; i<blob_id_size[index_blob]; i++){
130 int index = blob_id_clus_idx[index_blob][i];
        if(clus_id_view[index] != view) continue;
        if(clus_id_z[index]<zmin){
            index_zmin = index;
            zmin = clus_id_z[index];
135 }
    }

    TVector2 v(clus_id_coord[index_zmin], clus_id_z[index_zmin]);

```

```

    return v;
146 }

//=====
//GetBlobDir
//=====
145 TVector3 P30Analysis::GetBlobDir(Long64_t entry, int index_blob){

    fChain->GetEntry(entry);
    TH2F* hX = new TH2F("hX","hX",120.4510,9990,127,-1075,1075);
    TH2F* hU = new TH2F("hU","hU",120.4510,9990,127,-1075,1075);
150 TH2F* hV = new TH2F("hV","hV",120.4510,9990,127,-1075,1075);
    double slopex, slopen, slopev, dx,dy,dz, Dx, Dz, distance;

    //need the start Point of the blob
    TVector3 vert = GetStartPoint(entry, index_blob);
155 TVector3 n(0,0,0);
    //loop over clusters
    for(int i=0; i<blob_id_size[index_blob]; i++){

        int index = blob_id_clus_idx[index_blob][i];
160 Dx = clus_id_coord[index] - vert.X() -17;
        Dz = clus_id_z[index] - vert.Z() - 17; //to avoid 0
        if(clus_id_view[index] == 1){
            distance = sqrt(pow(Dx,2)+pow(Dz,2));
            hX->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos1[index], clus_id_pe[index]/
                distance);
165 hX->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos2[index], clus_id_pe[index]/
                distance);
        }
        if(clus_id_view[index] == 2){
            Dx = (clus_id_coord[index] - (-vert.Y()*sqrt(3)*.5 + vert.X()*0.5));
            distance = sqrt(pow(Dx,2)+pow(Dz,2));
170 hU->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos1[index], clus_id_pe[index]/
                distance);
            hU->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos2[index], clus_id_pe[index]/
                distance);
        }
        if(clus_id_view[index] == 3){
            Dx = (clus_id_coord[index] - (vert.Y()*sqrt(3)*.5 + vert.X()*0.5));
175 distance = sqrt(pow(Dx,2)+pow(Dz,2));
            hV->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos1[index], clus_id_pe[index]/
                distance);
        }
    }
}

```

```

        hV->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos2[index],clus_id_pe[index]/
            distance);

    }
180 }
    //-----
    //-----
    slope_x = slope_u = slope_v = -9999;
    if(hX->GetEntries()>6){
185     hX->Fit("poll","QQ");
        TF1* fX = hX->GetFunction("poll");
        slope_x = fX->GetParameter(1);
        //cout<<"Slope x "<<slope_x<<endl;
        delete fX;
190 }
    if(hU->GetEntries()>6){
        hU->Fit("poll","QQ");
        TF1* fU = hU->GetFunction("poll");
        slope_u = fU->GetParameter(1);
195     //cout<<"slope u "<<slope_u<<endl;
        delete fU;
    }
    if(hV->GetEntries()>6){
        hV->Fit("poll","QQ");
200     TF1* fV = hV->GetFunction("poll");
        slope_v = fV->GetParameter(1);
        //cout<<"Slope v "<<slope_v<<endl;
        delete fV;
    }
205 if(slope_u == 9999 && slope_v == 9999){
        delete hX; delete hU; delete hV;
        return n;
    }
    dx = slope_x;
210 dz = 1;

    if(slope_u == -9999 && slope_v != -9999) dy = (slope_v - slope_x*.5)*2/sqrt(3);
    else if(slope_u != -9999 && slope_v == -9999) dy = (slope_x*.5 - slope_u)*2/sqrt
        (3);
    else dy = (slope_v - slope_u)/sqrt(3);
215
    TVector3 direction(dx,dy,dz);
    direction = direction.Unit();

```



```

    delete hX; delete hU; delete hV;
220   return direction;

}

//=====
225 //ClusCalE
//=====
double Pi0Analysis::ClusCalE(Long64_t entry, int index){

    fChain->GetEntry(entry);
230   double EnergyCal = 0;
    const float sf = 1.213;
    const float kt = 1.0;
    const float ke = 2.274;
    const float kh = 10.55;
235   if (clus_id_module[index] < 85 ) EnergyCal = sf*kt*clus_id_energy[index];
    if (clus_id_module[index] >=85 && clus_id_module[index] < 95) EnergyCal =
        sf*ke*clus_id_energy[index];
    if (clus_id_module[index] >=95) EnergyCal = sf*kh*clus_id_energy[index];
    return EnergyCal;

}

240 //=====
//GetStartPoint
//=====
TVector3 Pi0Analysis::GetStartPoint(Long64_t entry, int index_blob){

245   fChain->GetEntry(entry);
    TVector3 st(blob_id_startpoint_x[index_blob], blob_id_startpoint_y[index_blob]
        ],
        blob_id_startpoint_z[index_blob]);
    return st;

}

250 //=====
//MCStartPoint
//return the XYZ Point where photon interacts
//=====
TVector3 Pi0Analysis::MCStartPoint(Long64_t entry, int index){

255   fChain->GetEntry(entry);
    TVector3 start(mc_traj_point_x[index][1], mc_traj_point_y[index][1],
        mc_traj_point_z[index][1]);
    return start;

}

```

```

260 //=====
//GetDirUMCVtx
//=====
TVector3 Pj0Analysis::GetDirUMCVtx(Long64_t entry, int blob_index){
265   fChain->GetEntry(entry);
   TVector3 st = GetStartPoint(entry, blob_index);
   TVector3 vtx(mc_int_vtx[0][0], mc_int_vtx[0][1], mc_int_vtx[0][2]);
   TVector3 dir = st - vtx;
270   dir = dir.Unit();
   return dir;
}
//=====
275 //BlobLineFit
//return line fit for one blob
//=====
TF1* Pj0Analysis::BlobLineFit(Long64_t entry, int blob_index, int view){
280   TH2F* h = new TH2F("h", "XYPlane", 120, 4510.9990, 127, -1075.1075);
   fChain->GetEntry(entry);
   for(int i=0; i<blob_id_size[blob_index]; i++){
       int index = blob_id_clus_idx[blob_index][i];
       if(clus_id_view[index] != view) continue;
285       h->Fill(clus_id_z[index], clus_id_coord[index], clus_id_pe[index]);
   }
   if(h->GetEntries() < 3) {
       delete h;
       return NULL;
290   }
   h->Fit("pol1", "QQ");
   TF1* fit = h->GetFunction("pol1");
   TF1* m = new TF1("m", "[0] + [1]*x", -20000, 19990);
   m->SetParameter(0, fit->GetParameter(0));
   m->SetParameter(1, fit->GetParameter(1));
295   m->SetParError(0, fit->GetParError(0));
   m->SetParError(1, fit->GetParError(1));
   delete fit;
   delete h;
300   return m;
}
//=====
//Vertex_UFitLine

```

```

//-----
305 TVector3 Pi0Analysis::Vertex_UFitLine(Long64_t entry){

    fChain->GetEntry(entry);
    TVector3 v(0.0.0);
    if(n_blobs_id != 2) return v;
310 //Getting function for each blob in 3 view
    TF1* fXB1 = BlobLineFit(entry,0,1);
    TF1* fUB1 = BlobLineFit(entry,0,2);
    TF1* fVB1 = BlobLineFit(entry,0,3);
    //Second Blob
315 TF1* fXB2 = BlobLineFit(entry,1,1);
    TF1* fUB2 = BlobLineFit(entry,1,2);
    TF1* fVB2 = BlobLineFit(entry,1,3);

    if( fXB1 == NULL || fUB1 == NULL || fVB1 == NULL ||
320     fXB2 == NULL || fUB2 == NULL || fVB2 == NULL){
        delete fXB1; delete fUB1; delete fVB1;
        delete fXB2; delete fUB2; delete fVB2;
        return v;
    }
325 double dzx, dzu, dzv;
    TVector2 vx = F2LineInter(fXB1,fXB2,dzx);
    TVector2 vu = F2LineInter(fUB1,fUB2,dzu);
    TVector2 vv = F2LineInter(fVB1,fVB2,dzv);
    cout<<"*****" <<endl;
330 cout<<"Parameter in X view " <<endl;
    cout<<"Photon1 " <<fXB1->GetParameter(0)<<" " << fXB1->GetParameter(1)<<endl;
    cout<<"Photon2 " <<fXB2->GetParameter(0)<<" " << fXB2->GetParameter(1)<<endl;
    cout<<"Incertidumbre en x " <<dzx<<endl;
    cout<<"Incertidumbre en u " <<dzu<<endl;
335 cout<<"Incertidumbre en v " <<dzv<<endl;

    double x = vx.Y();
    double y = (vv.Y() - vu.Y())*(1/sqrt(3));
    double z = (vx.X()/dzx + vu.X()/dzu + vv.X()/dzv)/(1/dzx + 1/dzu + 1/dzv);
340 TVector3 vtx(x,y,z);
    return vtx;
}

//-----
345 //CentroidEnergy
//-----
TVector3 Pi0Analysis::CentroidEnergy(Long64_t entry, int index_blob){

```

```

fChain->GetEntry(entry);
350 TH2F* hX = new TH2F("hX","hX",120,4510,9990,127,-1075,1075);
TH2F* hU = new TH2F("hU","hU",120,4510,9990,127,-1075,1075);
TH2F* hV = new TH2F("hV","hV",120,4510,9990,127,-1075,1075);
TVector3 n(0,0,0);

355 //loop over clusters
for(int i=0; i<blob_id_size[index_blob]; i++){

    int index = blob_id_clus_idx[index_blob][i];
    if(clus_id_view[index] == 1){
360     hX->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos1[index],clus_id_pe[index]);
     hX->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos2[index],clus_id_pe[index]);
    }
    if(clus_id_view[index] == 2){
365     hU->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos1[index],clus_id_pe[index]);
     hU->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos2[index],clus_id_pe[index]);
    }
    if(clus_id_view[index] == 3){
370     hV->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos1[index],clus_id_pe[index]);
     hV->Fill(clus_id_z[index],clus_id_tpos2[index],clus_id_pe[index]);
    }
    }
    if(hX->GetEntries() < 4 || hU->GetEntries() < 4 || hV->GetEntries() < 4) {
        delete hX, delete hU, delete hV;
        return n;
375    }
    double x = hX->GetMean(2);
    double y = (1/sqrt(3))*(hV->GetMean(2) - hU->GetMean(2));
    double z = hX->GetMean(1);

380    delete hX, delete hU, delete hV;
    TVector3 centroid(x,y,z);
    return centroid;
}

385 //=====
//Pi0 Pi0Analysis
//=====
void Pi0Analysis::AnaPi0(){

390    Long64_t nentries = fChain->GetEntries();

```

```

// file
TFile* file = new TFile("plotPi0.root","RECREATE");
//Histograms for analysis
395 TH1F* lmass = new TH1F("lmass","Invariant Mass ",50,0,500);
TH1F* hcos = new TH1F("hcos","Cosine ",30,0,1);
TH1F* hcosMC = new TH1F("hcosMC","MC cosine".30,0,1);
TH1F* hrE1 = new TH1F("hrE1","Energy Ratio Photon1",35,0,3);
TH1F* hrE2 = new TH1F("hrE2","Energy Ratio Photon2",35,0,4);
400 TH1F* hresxz1 = new TH1F("hresxz1","Angle residual XZ Photon1",50,-50,50);
TH1F* hresyz1 = new TH1F("hresyz1","Angle residual YZ Photon1",50,-50,50);
TH1F* hresxz2 = new TH1F("hresxz2","Angle residual XZ Photon2",50,-80,80);
TH1F* hresyz2 = new TH1F("hresyz2","Angle residual YZ Photon2",50,-80,80);
TH1F* hE1 = new TH1F("hE1","Energia do Foton 1",25,0,2100);
405 TH1F* hEMC1 = new TH1F("hEMC1","Energia MC do Foton 1",25,0,2100);
TH1F* hE2 = new TH1F("hE2","Energia do Foton 2",25,0,1000);
TH1F* hEMC2 = new TH1F("hEMC2","Energia MC do Foton 1",25,0,1000);

TH1F* hPi0E = new TH1F("hPi0E","Energia do Pi0 ",25,0,2000);
410 TH1F* hPi0MCE = new TH1F("hPi0MCE","Energia do Pi0 ",25,0,2000);

TH1F* hvtx_x = new TH1F("hvtx_x","Residual X vertex",100,-1000,1000);
TH1F* hvtx_y = new TH1F("hvtx_y","Residual Y vertex",100,-1000,1000);
TH1F* hvtx_z = new TH1F("hvtx_z","Residual Z vertex",100,-1000,1000);
415

setrootenv();
for(Long64_t jentry =0 ; jentry<uentries; jentry++){

    fChain->GetEntry(jentry);
420 cout <<"*****" <<endl;
    cout<<"Starting event " <<jentry<<endl;
    TVector3 st0(-9999.00,-9999.00,-9999.00);
    if(n_blobs_id != 2){
        cout<<"Skip events with less than 2 blobs: " <<jentry<<endl;
425        continue;
    }

    //-----
    //Reconstructed variables
    //-----
430    int index1, index2;
    double energy1, energy2;
    GetIndexAEnergy(jentry, index1, index2, energy1, energy2);
    //direction using linear fit
435    TVector3 dir1 = GetBlobDir(jentry, index1);

```

```

TVector3 dir2 = GetBlobDir(jentry , index2);
if (dir1.Mag() == 0 || dir2.Mag() == 0){
    cout<<" skip event with no direction reconstructed "<<jentry<<endl;
    continue;
440 }
//-----
//MC variables
//-----
int indexmc1, indexmc2;
445 double energymc1, energymc2;
GetMCIndex(jentry ,indexmc1, indexmc2, energymc1, energymc2);
TVector3 dirMC1 = GetMCDir(jentry ,indexmc1);
TVector3 dirMC2 = GetMCDir(jentry ,indexmc2);
//-----
450 //Starting analysis
//-----
double cosine = dir1.Dot(dir2);
double cosinmc = dirMC1.Dot(dirMC2);
double mass = sqrt(2*1.088*1.167*energy1*energy2*(1-cosine));
455 cout<<"Direction Reco Photon1 "<<endl;
dir1.Print();
cout<<"Direction MC Photon1 "<<endl;
dirMC1.Print();
cout<<"Direction Reco Photon2 "<<endl;
460 dir2.Print();
cout<<"Direction MC Photon2 "<<endl;
dirMC2.Print();
cout<<"Energy-----"<<endl;
cout<<"Energy Reco Photon1 "<<energy1<<endl;
465 cout<<"Energy MC Photon1 "<<energymc1<<endl;
cout<<"Energy Reco Photon2 "<<energy2<<endl;
cout<<"Energy MC Photon2 "<<energymc2<<endl;
cout<<"Reconstructed Mass "<<mass<<endl;

470 //defining residual for photons direction

double resxz1 = GetAngleInDegrees(dir1.X(),dir1.Z()) - GetAngleInDegrees((
    dirMC1.X()),dirMC1.Z());
double resyz1 = GetAngleInDegrees(dir1.Y(),dir1.Z()) - GetAngleInDegrees((
    dirMC1.Y()),dirMC1.Z());
double resxz2 = GetAngleInDegrees(dir2.X(),dir2.Z()) - GetAngleInDegrees((
    dirMC2.X()),dirMC2.Z());
475 double resyz2 = GetAngleInDegrees(dir2.Y(),dir2.Z()) - GetAngleInDegrees((
    dirMC2.Y()),dirMC2.Z());

```

```

//-----
// Filling histograms
//-----
480 hmass->Fill(mass);
    hcos->Fill(cosine);
    hcosMC >Fill(cosinemc);
    hrE1->Fill(energymc1/energy1);
    hrE2->Fill(energymc2/energy2);
485 //correction to the energy
    energy1 *= 1.088;
    energy2 *= 1.167;
    double pi0energy = energy1 + energy2;
    double pi0MCenergy = mc.traj_point_E[0][0];
490 hPi0E->Fill(pi0energy);
    hPi0MCE->Fill(pi0MCenergy);
    hE1->Fill(energy1);
    hEMC1->Fill(energymc1);
    hE2->Fill(energy2);
495 hEMC2->Fill(energymc2);
    hresxz1->Fill(resxz1);
    hresyz1->Fill(resyz1);
    hresxz2->Fill(resxz2);
    hresyz2->Fill(resyz2);
500 }
    histoStyle(hmass,"#pi^{0} Massa invariante MeV",.9);
    histoStyle(hros,"Cosine",.9);
    histoStyle(hcosMC,"Cosine",.2);
    histoStyle(hrE1,"EnergyTrue/EnergyReco #gamma_{1}",.9);
505 histoStyle(hrE2,"EnergyTrue/EnergyReco #gamma_{2}",.9);
    histoStyle(hE1,"Energy #gamma_{1}",.9);
    histoStyle(hEMC1,"Energy #gamma_{1}",.2);
    histoStyle(hE2,"Energy #gamma_{2}",.9);
    histoStyle(hEMC2,"Energy #gamma_{2}",.2);
510 histoStyle(hresxz1,"#theta_{XZ1}^{Reco} - #theta_{XZ1}^{MC}",.9);
    histoStyle(hresyz1,"#theta_{YZ1}^{Reco} - #theta_{YZ1}^{MC}",.9);
    histoStyle(hresxz2,"#theta_{XZ2}^{Reco} - #theta_{XZ2}^{MC}",.9);
    histoStyle(hresyz2,"#theta_{YZ2}^{Reco} - #theta_{YZ2}^{MC}",.9);
    histoStyle(hPi0E,"#pi^{0} Energy [MeV]",.9);
515 histoStyle(hPi0MCE,"#pi^{0} Energy [MeV]",.2);
//-----
//Normalization
//-----
double cos_integralmc = hcosMC >Integral();

```

```

520 double cos_integral = hcos->Integral();
double integralE1 = hE1->Integral();
double integralEMC1 = hEMC1->Integral();
double integralE2 = hE2->Integral();
double integralEMC2 = hEMC2->Integral();
525 double integralPi0E = hPi0E->Integral();
double integralPi0MCE = hPi0MCE->Integral();
hcosMC->Scale(1/cos_integral);
hcos->Scale(1/cos_integral);
hE1->Scale(1/integralE1);
530 hEMC1->Scale(1/integralEMC1);
hE2->Scale(1/integralE2);
hEMC2->Scale(1/integralEMC2);
hPi0E->Scale(1/integralPi0E);
hPi0MCE->Scale(1/integralPi0MCE);
535

TCanvas *c2 = new TCanvas("c2","c2");
TCanvas *c3 = new TCanvas("c3","c3");
TCanvas *c4 = new TCanvas("c4","c4");
540 TCanvas *c5 = new TCanvas("c5","c5");
TCanvas *c6 = new TCanvas("c6","c6");
TCanvas *c7 = new TCanvas("c7","c7");
TCanvas *c8 = new TCanvas("c8","c8");
TCanvas *c9 = new TCanvas("c9","c9");
545 TCanvas *c10 = new TCanvas("c10","c10");
TCanvas *c11 = new TCanvas("c11","c11");
TCanvas *c12 = new TCanvas("c12","c12");
c2->cd();
hmass->DrawCopy();
550 c3->cd();
hcos->DrawCopy();
hcosMC->DrawCopy("same");
AddingLegend(hcos,"Cosine Monte Carlo",hcosMC,"Cosine Reconstructed");
c1->cd();
555 hrE1->DrawCopy();
c5->cd();
hrE2->DrawCopy();
c6->cd();
hresxz1->DrawCopy();
560 c7->cd();
hresyz1->DrawCopy();
c8->cd();
hresxz2->DrawCopy();

```



```

c9->cd();
565 hresyz2->DrawCopy();
c10->cd();
hE1->DrawCopy();
hEMC1->DrawCopy("same");
AddingLegend(hEMC1,"Monte Carlo Energy #gamma_{1}",hE1,"Reconstructed Energy
  #gamma_{1}");
570 c11->cd();
hE2->DrawCopy();
hEMC2->DrawCopy("same");
AddingLegend(hEMC2,"Monte Carlo Energy #gamma_{2}",hE2,"Reconstructed Energy
  #gamma_{2}");
c12->cd();
575 hPi0E->DrawCopy();
hPi0MCE->DrawCopy("same");
AddingLegend(hPi0E,"#pi^{0} Monte Carlo Energy",hPi0MCE,"#pi^{0} Reco Energy
  ");

//-----
580 // Saving Histograms
//-----
c2->SaveAs("Pi0mass.png");
c3->SaveAs("Cosine.png");
c4->SaveAs("RatioPhoton1.png");
585 c5->SaveAs("RatioPhoton2.png");
c6->SaveAs("ResxzPhoton1.png");
c7->SaveAs("ResyzPhoton1.png");
c8->SaveAs("ResxzPhoton2.png");
c9->SaveAs("ResyzPhoton2.png");
590 c10->SaveAs("EnergyPhoton1.png");
c11->SaveAs("EnergyPhoton2.png");
c12->SaveAs("Pi0Energy.png");
file->Write();
file->Close();
595 }

```

---

# Bibliografia

- [1] Karagiorgi, G.A. Aguilar-Arevalo, J.M. Conrad, and M.H. Shaevitz. Leptonic CP violation studies at MiniBooNE in the (3+2) sterile neutrino oscillation hypothesis, Phys Rev D 75 (2007)1.
- [2] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962).
- [3] W. Pauli. carta enviada à Conferência de Tubingen, Dec. 1930.
- [4] J. Chadwick, F. (1932) Proc. Roy. Soc., A 136, 692708.
- [5] Fermi, E. (1934) Z. Phys. 88, 161177.
- [6] Bethe, H. and Peierls, R. (1934) Nature 133, 532.
- [7] Sakata, S. and Inoue, T. November 1946 Progress of Theoretical Physics 1, 143150.
- [8] Marshak, R. E. and Bethe, H. A. Sep 1947 Phys. Rev. 72(6), 506509.
- [9] Yukawa, H. (1935) Proc.Phys.Math.Soc.Jap. 17, 48.
- [10] Lattes, C. M. G., Muirhead, H., Occhialini, G. P. S., and Powell, C. F. (1947) Nature 159, 694697.
- [11] Reines, F. and Cowan, C. L. Nov 1953 Phys. Rev. 92(3), 830831.
- [12] Lee, T. D. and Yang, C. N. March 1960 Physical Review Letters 4, 307311.
- [13] Danby, G., Gaillard, J.-M., Goulianos, K., Lederman, L. M., Mistry, N., Schwartz, M., and Steinberger, J. July 1962 Physical Review Letters 9, 3644.
- [14] DONUT Collaboration (2001) Phys. Lett. B504, 218224.
- [15] D. Decamp, et al., CERN-EP/89-169, Phys.Lett.B235:399, 1990.
- [16] H. Band. et al., SLAC-PUB-4990, published in the Proceedings of the Fourth Family of Quarks and Leptons, Santa Monica, CA, Feb 23-25, 1989.

- [17] C.S. Wu, et al. Phys. Rev. 105, 1413. 1957.
- [18] M. Bilenky, J. Hosek, S.T. Petcov. Phys.Lett. B94, 495 (1980); M. Doi et al., Phys.Lett.B102 323 (1981).
- [19] Langacker et al., Nucl. Phys. B 282, 589 (1987)
- [20] L. L. Chau, W. Y. Keung, Phys.Rev.Lett.53:1802 (1984)
- [21] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, Prog.Theor.Phys.28:870 (1962)
- [22] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos, Phys. Rev. Lett. 9 (1962)36.
- [23] Super-Kamiokande Collaboration:Y. Fukuda et al., Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, Phys. Rev. Lett. 81, (1998)1562.
- [24] Soudan 2 Collaboration:M.C. Sanchez et al., Observation of atmospheric neutrino oscillations in Soudan 2, Phys. Rev. D 68 (2003)113004.
- [25] SNO Collaboration:Q.R. Ahmad et al.,Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory, Phys. Rev. Lett. 89, (2002)01131.
- [26] G. Giacomelli, A. Margiotta, The MACRO experiment at Gran Sasso, arXiv:0707.1691(2005).
- [27] M. H. Ahn et al. (K2K Collaboration) (2006). "Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment". Physical Review D 74 (7): 072003. arXiv:hep-ex/060603.
- [28] MINOS Collaboration:D.G. Michael et al., Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detector in the NuMI Neutrino Beam, Phys. Rev. Lett. 97 (2006)191801.
- [29] The Technical Design Report for the MiniBooNE Neutrino Beam, Fermilab, May 15, 2001.
- [30] M. Apollonio et al., Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station, Eur. Phys. J. C27, 331-374 (2003).
- [31] Daya Bay Collaboration (2012). "Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay". Physical Review Letters 108 (17): 17180
- [32] K. Abe et al. (T2K Collaboration), Nucl. Instrum. Methods (2011).

- [33] Particle Data Group (2008) *Phys. Lett.* B667, 1.
- [34] Gian Luigi Fogli and G. Nardulli. A NEW APPROACH TO THE CHARGED CURRENT INDUCED WEAK ONE PION PRODUCTION. *Nucl. Phys.*, Vol. B160, p. 116, 1979.
- [35] Dieter Rein and Lalit M. Sehgal. Neutrino Excitation of Baryon Resonances and Single Pion Production. *Ann. Phys.*, Vol. 133, p. 79, 1981.
- [36] R. P. Feynman, M. Kislinger, and F. Ravndal, *Phys. Rev. D* 3(11):27062732 (1971).
- [37] M.H. Ahn, et al. (K2K), Submitted to PRD, hep-ex/0606032.
- [38] ANL Collaboration. S. J. Barish et al., Observation of Single-Pion Production by a Weak Neutral Current, *Phys. Rev. Lett.* 33 no. 7, 448451 (1974).
- [39] ANL Collaboration, M. Derrick et al.. Study of single-pion production by weak neutral currents in low-energy  $d$  interactions, *Phys. Rev. D* 23 no. 3, 569575 (1981).
- [40] Gargamelle Collaboration, F. J. Hasert et al., Neutral pion production by weak neutral currents in neutrino and antineutrino reactions, *Phys. Lett. B* 59 no. 5, 485489 (1975).
- [41] E. A. Hawker, Single Pion Production in Low Energy  $\pi$ -Carbon Interactions, in Proceedings of the 2nd International Workshop on Neutrino Nucleus Interactions in the Few GeV Region (NuInt02). 2002.
- [42] Stephen L. Adler. Tests of the Conserved Vector Current and Partially Conserved Axial-Vector Current Hypotheses in High-Energy Neutrino Reactions. *Phys. Rev.*, Vol. 135, pp. B963B966, 1964.
- [43] Dieter Rein and Lalit M. Sehgal. Coherent  $\pi^0$  Production in Neutrino Reactions. *Nucl. Phys.*, Vol. B223, p. 29, 1983.
- [44] S. K. Singh, M. Sajjad Athar, and S. Ahmad. Nuclear effects in neutrino induced coherent pion production at K2K and MiniBooNE. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 96, p. 241801, 2006.
- [45] Aachen-Padova Collaboration, T. Hansl, Muonless  $\pi^0$  Production by  $\nu$  and  $\bar{\nu}$ , in Proceedings of the International Neutrino Conference Aachen: 1976, H. Faissner, H. Reithler, and P. Zerwas, eds., pp. 278288. Vieweg, Braunschweig, 1977.
- [46] Aachen-Padova Collaboration. H. Faissner et al., Observation of neutrino and antineutrino induced coherent neutral pion production off  $Al^{27}$ , *Phys. Lett.* 125B no. 2-3, 230236 (1983).

- [47] Gargamelle Collaboration, E. Isiksal, D. Rein, and J. G. Morfn, Evidence for Neutrino- and Antineutrino-Induced Coherent  $\pi^0$  Production, *Phys. Rev. Lett.* 52 no. 13, 10961099 (1984).
- [48] NOMAD Collaboration. C. T. Kullenberg et al., A Measurement of Coherent Neutral Pion Production in Neutrino Neutral Current Interactions in NOMAD, *Phys. Lett. B* B682 no. 2, 177184 (2009), arXiv:0910.0062 [hep-ex].
- [49] MiniBooNE Collaboration, A. A. Aguilar-Arevalo et al., First observation of coherent  $\pi^0$  production in neutrino-nucleus interactions with  $E_\nu \lesssim 2$  GeV. *Phys. Lett. B* 664 no. 1-2, 4146 (2008), arXiv:0803.3423 [hep-ex].
- [50] K2K Collaboration, S. Nakayama et al., Measurement of single  $\pi^0$  production in neutral current neutrino interactions with water by a 1.3-GeV wide band muon neutrino beam, *Phys. Lett. B* 619 no. 34, 255262 (2005), arXiv:hep-ex/0408134.
- [51] SciBooNE Collaboration, Y. Kurimoto et al., Measurement of Inclusive Neutral Current Neutral Pion Production on Carbon in a Few-GeV Neutrino Beam. *Phys. Rev. D* 81 no. 3, 033004 (2010), arXiv:0910.5768 [hep-ex].
- [52] Columbia-Illinois-Rockefeller Collaboration, W. Lee et al., Single-Pion Production in Neutrino and Antineutrino Reactions. *Phys. Rev. Lett.* 38 no. 5, 202204 (1977).
- [53] SKAT Collaboration, H. J. Grabosch et al., Coherent Pion Production in Neutrino and Antineutrino Interactions on Nuclei of Heavy Freon Molecules, *Zeit. Phys. C*31 no. 2, 203 (1986).
- [54] CHARM Collaboration, F. Bergsma et al., Measurement of the cross section of coherent  $\pi^0$  production by muon-neutrino and antineutrino neutral-current interactions on nuclei, *Phys. Lett.* 157B no. 5-6, 469474 (1985).
- [55] NOMAD Collaboration. C. T. Kullenberg et al., A Measurement of Coherent Neutral Pion Production in Neutrino Neutral Current Interactions in NOMAD, *Phys. Lett. B* B682 no. 2, 177184 (2009). arXiv:0910.0062 [hep-ex]
- [56] The MINERvA Collaboration. MINERvA Project Conceptual Design Report. Fermi National Accelerator Document Database, 2006
- [57] P. Adamson et al. Nova technical design report. Technical report, NOVA Collaboration, 2009.
- [58] J. Hylen et al., NuMI Technical Design Handbook, Internal NuMI report (2003).

- [59] R. M. Zwaska, Accelerator Systems and Instrumentation for the NuMI Neutrino Beam, PhD thesis University of Texas at Austin, 2005.
- [60] [http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt\\_handbook\\_complete.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt_handbook_complete.pdf)
- [61] H. Kluttig, J.G. Morfin e W.Van Doninck, Phys.Lett. B**71** (1977)446.
- [62] O. Enriquez et al., Phys. Lett. B **73** (1978)350.
- [63] W. Krenz et al.,Nucl. Phys. B**135** (1978)45.
- [64] M. Pohl et al., Phys. Lett. B**82** (1979)461.
- [65] W.-Y. Lee et al.,Phys. Rev. Lett. **38** (1977)202.
- [66] S.J. Barrish et al., Phys. Rev. Lett **33** (1974)448.
- [67] M. Derrick et al., Phys. Lett B **92** (1980)363.
- [68] M. Derrick et al., Phys. Lett B **23** (1981)569.
- [69] N.J. Baker et al., Phys. Rev. D **23** (1981)2495.
- [70] D. A. M. Caicedo, Comissionamento e Análise do Feixe de Teste do Experimento MINERvA, CBPF (2010).
- [71] Lipari, Lusignoli and Sartogo, Phys. Rev. Lett. **74**, (1995)4384
- [72] Arachne:A web-based event viewer for MINERvA. N. Tagg et al; Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A**676**, 44-49 (2012).
- [73] Particle Data Group, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **33** (2010).
- [74] J. L. Palomino Gallo, Tese de doutorado. Conclusão prevista para novembro de 2012.
- [75] D. A. M Caicedo, Tese de doutorado. Conclusão prevista para dezembro de 2013.
- [76] Hough P.V.C. A Method and Means for Recognizing Complex Patterns: US Patent 3,069,654. 1962
- [77] Nir Amram. Thesis Hough Transform Track Reconstruction in the Cathode Strip Chambers in ATLAS. Master Thesis, Tel-Aviv University (2008)