



LUCAS MENDES SANTOS

ESTUDO DE EFICIÊNCIA PARA MÚONS DO SISTEMA DE VETO
DO EXPERIMENTO NEUTRINOS-ANGRA

CAMPINAS
2014



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Instituto de Física Gleb Wataghin

LUCAS MENDES SANTOS

**ESTUDO DE EFICIÊNCIA PARA MÚONS DO SISTEMA DE VETO
DO EXPERIMENTO NEUTRINOS-ANGRA**

Dissertação apresentada ao Instituto de Física
"Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de
Campinas como parte dos requisitos exigidos para
a obtenção do título de Mestre em Física

Orientador: Ernesto Kemp

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL DA
DISSERTAÇÃO DEFENDIDA PELO ALUNO LUCAS MENDES
SANTOS, E ORIENTADA PELO PROF. DR. ERNESTO
KEMP.

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Ernesto Kemp", is written in a cursive style.

CAMPINAS
2014

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin
Valkíria Succi Vicente - CRB 8/5398

Santos, Lucas Mendes, 1988-
Sa59e Estudo de eficiência para múons do sistema de veto do experimento
Neutrinos-ANGRA / Lucas Mendes Santos. – Campinas, SP : [s.n.], 2014.

Orientador: Ernesto Kemp.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de
Física Gleb Wataghin.

1. Projeto Neutrinos Angra. 2. Neutrinos. 3. Múons. I. Kemp, Ernesto, 1965-. II.
Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: A study for the muon efficiency of the veto system for the Neutrinos-ANGRA experiment

Palavras-chave em inglês:

Neutrinos Angra Project

Neutrinos

Muons

Área de concentração: Física

Titulação: Mestre em Física

Banca examinadora:

Ernesto Kemp [Orientador]

Anderson Campos Fauth

João Carlos Costa dos Anjos

Data de defesa: 19-12-2014

Programa de Pós-Graduação: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE
LUCAS MENDES SANTOS – R.A. 062415 APRESENTADA E APROVADA AO
INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE
CAMPINAS, EM 19/12/2014.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Ernesto Kemp
Orientador do Candidato - DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. João Carlos Costa dos Anjos – Observatório Nacional - RJ

Prof. Dr. Anderson Campos Fauth – DRCC/IFGW/UNICAMP

Resumo

O neutrino, atualmente, é uma das partículas de maior interesse para estudo. Seu comportamento oscilatório requer que os neutrinos tenham massa, em escalas desafiadoras para uma simples acomodação com o mecanismo de Higgs possibilitado pelas simetrias eletrofracas. Do ponto de vista de detecção, sua baixa seção de choque introduz grande dificuldade no projeto de detectores eficientes. O Projeto Neutrinos-ANGRA visa, através da detecção de neutrinos, monitorar o reator ANGRA-II situado no Complexo Nuclear de Angra dos Reis - Rio de Janeiro. Para tanto, propõe utilizar um detector de radiação Cherenkov em água, instalado na superfície. Contudo, a esse nível, as taxas de ruído provenientes principalmente de raios cósmicos, são ordens de grandeza maior que a frequência efetiva da passagem do neutrino pelo material ativo. Em uma proposta para reduzir essas taxas, o alvo central será circundado com uma blindagem com elementos ativos e passivos. Nesta dissertação foi dado um enfoque especial à blindagem ativa quanto a incidência de múons, principal componente da radiação cósmica, sobre o detector. Neste estudo foram simulados 3×10^6 múons não correlacionados temporalmente, porém obedecendo parâmetros bem estabelecidos das distribuição angular e de energia, e foi observado o comportamento da eficiência da blindagem à diferentes critérios de corte. Por fim, foram analisadas as taxas de ruídos aleatórios (não-correlacionados), fixando com uma das partículas participantes o múon. Foi possível determinar um critério de trigger para ao sistema de veto ativo (sinal > 50 fotoelétrons). Nestas condições, o sistema mostrou-se 99,73% eficiente, reduzindo a taxa de sinal:ruído, considerando a presença de pelo menos um múon, de 0,6:1 para 22:1

Palavras-chave: Neutrinos, Múons, Projeto Neutrinos-ANGRA

Abstract

The neutrino is currently one of the particles of greatest interest to study. its oscillatory behavior requires that neutrinos have mass, in challenging scales for a simple accommodation with the Higgs mechanism enabled by the electroweak symmetry. From the viewpoint of detection, the low cross-section introduces a great distress in designing efficient detectors. The Neutrino-ANGRA Project aims, through the detection of neutrinos, monitor ANGRA-II reactor located in Angra dos Reis Nuclear Complex - Rio de Janeiro. We propose to use a detector of Cherenkov radiation in water, installed on the surface. However, at this level, rates of noise mainly from cosmic rays, are orders of magnitude greater than the effective frequency of the passage of the neutrino active material. In a bid to reduce these rates, the central target will be surrounded with a shield with active and passive elements. In this work a special focus to the active shielding as the incidence of muons, the main component of cosmic radiation on the detector, was given. This study simulated muon 3×10^6 time-uncorrelated but obeying the well-established angular distribution and energy parameters, and the behavior of the shielding efficiency of different criteria cutting was observed. Finally, the rates of (uncorrelated) random noise, with a setting of the muon particle participants were analyzed. It was possible to derive a criterion to trigger the active veto (signal > 50 photoelectrons) system. Accordingly, the system proved to be 99.73% efficient, reducing the rate signal:noise, whereas the presence of at least one muon from 0.6: 1 to 22:1.

Keywords: keyword01, keyword02, keyword03. Neutrinos, Muons, Neutrinos-ANGRA Project

Sumário

Dedicatória	x
Agradecimentos	xi
1 Neutrinos	1
1.1 Características Físicas	1
1.2 Fontes de Neutrinos	1
1.2.1 Neutrinos Solares	2
1.2.2 Neutrinos de Supernova	3
1.2.3 Neutrinos Atmosféricos	6
1.2.4 Neutrinos de Acelerador	7
1.2.5 Neutrinos de Reator	7
1.3 Detecção de Neutrinos	8
1.3.1 Radiação Cherenkov	9
1.3.2 Cintilação	16
1.4 Motivações para o estudo dos neutrinos	21
2 Múons	28
2.1 Raios Cósmicos, Chuveiros Atmosféricos e a Produção de Múons	28
2.2 O Espectro de Energia, A Dependência Zenital e a Intensidade dos Múons	32
2.3 O Múon como Fonte de Ruído	33
2.4 Sistemas de Veto de Múons	35
3 Projeto Neutrinos-Angra	37
3.1 Histórico	37
3.2 Monitoramento de um Reator Nuclear	37
3.3 O Detector	39
3.3.1 O Tyvek e o Gore	40
3.3.2 O Alvo Central	41
3.3.3 O Sistema de Veto	42
3.4 Eletrônica	43
3.5 Taxas esperadas de Eventos no Detector Central	46
3.6 Status Atual do Experimento	47

4	O Sistema de Veto - Simulação e Estudo de Eficiência	49
4.1	A Simulação	49
4.1.1	Os pacotes ROOT e Geant4	49
4.1.2	Simulação do Detector	50
4.2	Considerações para a eficiência	53
4.3	Resultados	55
4.3.1	O Espectro de Fótons Gerados e Fotoelétrons Coletados	56
4.3.2	A Eficiência do Sistema de Veto	59
5	Conclusões	64
	Índice Remissivo	70

À minha família...

Agradecimentos

Agradeço a todos que de alguma parte fizeram parte desse trabalho. Ao meu orientador Ernesto Kemp, por esses anos de orientação, desde a iniciação científica até hoje. Com certeza um dos maiores incentivadores para que eu seguisse esta carreira que aprendi a amar. Seja nos conselhos de física para finalizar este trabalho, conversas sobre coisas triviais e até mesmo as suas composições, meu profundo agradecimento.

Aos meus pais Osny e Lúcia que se não fosse por eles não estaria nesta vida aproveitando as oportunidades que me aparecem. A mistura de afago e educação me ajudaram a me tornar o homem que sou hoje.

À Juliana, a maior incentivadora para conclusão desse trabalho. Além de todo o carinho e amor, as altas discussões seja no telefone ou pessoalmente sobre o meu trabalho, me auxiliaram a pensar de formas diferentes para resolver os entraves do caminho. Com certeza, sem ela do meu lado, este trabalho não teria sido finalizado.

Um agradecimento especial aos companheiros de trabalho: Bruno, Mônica e Thales. Seja no meu trabalho, ou no trabalho deles, sempre nos apoiando, desde a faxina do laboratório até o desespero de terminar medidas para apresentar nos congressos. Agradeço pelas conversas e risadas.

Agradeço a todos aqueles que de alguma forma trouxeram algo engradecedor para esta minha caminhada.

Finalmente, agradeço à CAPES pelo apoio financeiro.

Lista de Ilustrações

1.1	A Família de Léptons	2
1.2	Probabilidade de sobrevivência (probabilidade de o neutrino conservar sabor) de neutrinos muônicos a depender da energia, para um base-line de 700 (Linha preta) e 1300 (Linha Azul) km.	2
1.3	Os processos de reações nucleares estelares. Os neutrinos produzidos se encontram em negrito. Os nomes dos processos que produzem neutrinos estão entre parênteses. Os principais processos estão sublinhados.	4
1.4	Estimativa da taxa de supernovas na Via-Láctea. Retirado da Referência [1]	4
1.5	Estrutura de cebola do interior de uma estrela do tipo I com uma massa de $25 M_{\odot}$ momentos antes do colapso.	5
1.6	Decaimento de píons produzidos por próton primário no desenvolvimento do chuveiro atmosférico	6
1.7	Taxa de núcleos formados após a fissão dos isótopos ^{235}U , ^{238}U , ^{241}Pu e ^{239}Pu (Curvas coloridas). Curva em preto representa a seção de choque	8
1.8	Exemplo de sucessíveis decaimentos beta de um núcleo filho.	8
1.9	Espectro de energia dos antineutrinos emitidos pelos combustíveis físséis ^{235}U , ^{238}U , ^{241}Pu e ^{239}Pu (Curvas Coloridas). Curva de seção de choque para decaimento beta-inverso (Curva preta). Por fim, a curva convoluída do espectro do decaimento beta-inverso visto experimentalmente (Curva pontilhada) [2].	9
1.10	Design do Kamioka-II	11
1.11	Design do Super-Kamiokande.	12
1.12	Fluxo de Neutrinos Solares no Super-K. A linha sólida, em ambos os casos, representa a predição baseada na ecentricidade da órbita da Terra.	12
1.13	Design do detector SNO.	13
1.14	Fluxo de neutrinos muônicos e taônicos contra o fluxo de neutrinos eletrônicos. O fluxo dos canais de interação CC, CN e EE estão representados pelas faixas coloridas. As linhas tracejadas representam a faixa do fluxo de neutrinos previsto pelo modelo solar padrão[3]. A faixa paralela ao resultado do fluxo via EE representa o resultado do Super-K[4]. O ponto representa Φ_{ν_e} via CC e $\Phi_{\nu_{\mu},\nu_{\tau}}$ da diferença CN-CC com 1σ , 2σ e 3σ de nível de confiança.	16
1.15	Perda de energia em função do momento para prótons, múons e píons em diferentes materiais.	18
1.16	Figura esquemática do detector de Double Chooz.	19

1.17	Vista área do arranjo entre os detectores do experimento RENO.	20
1.18	Esquema do detector do experimento RENO.	21
1.19	Layout do experimento Daya Bay. Os pontos representam os reatores nucleares denominados D1, D2, L1-4. Os detectores de antineutrinos (AD), AD1-6, estão instalados em 3 Halls Experimentais (EH).	22
1.20	Diagrama esquemático do detector de Daya Bay	22
1.21	Razão entre o sinal medido e o esperado, assumindo nenhuma oscilação (linha tracejada). As barras de erros representam as incertezas não correlacionadas de cada detector. O sinal esperado é calculado a partir do parâmetro de normalização ótimo (best-fit). A probabilidade de oscilação no best-fit é representado pela curva vermelha. Os pontos representando os detectores 4 e 6 foram deslocados em 30 m cada um para uma melhor visualização. Inserido na figura está o comportamento do χ^2 em função do $\sin^2 2\theta_{13}$. Resultado retirado da referência [5].	23
1.22	O detector SNO+.	24
1.23	Fit global dos parâmetros de oscilação de neutrinos. Curvas azuis são para a hierarquia de massa normal. Curvas tracejadas e rosáceas são referentes a hierarquia de massa invertida. [6]	25
1.24	Design esquemático para o tanque Čerenkov do LBNE.	26
1.25	(a) Configuração do detector no interior da mina. O TPC estará localizado no interior de um criostato de (51 x 24 x 18) m. O sistema de criogenia se encontra entre os dois criostatos. (b) Corte do criostato. Os planos do cátodo e do ânodo são pendurados a partir do teto do criostato. A eletrônica para leitura de sinais estará localizada no plano do ânodo.	27
2.1	Fluxo de raios cósmicos em função da energia. Retirado da referência [7] e referências aí contidas.	29
2.2	Fluxo ponderado de raios cósmicos em função da energia. Detalhe para as regiões de mudança de índice espectral. Retirado da referência [8].	30
2.3	Representação de um chuveiro atmosférico.	31
2.4	Produção de múons em um chuveiro atmosférico.	31
2.5	Fluxo diferencial de múons verticas dependente da energia. Para $\theta = 0^\circ$ (\blacklozenge , \times , $+$, [9], \blacktriangle [10], \blacksquare [11], \blacktriangledown e $\theta = 75^\circ$ (\blacklozenge [15]).	33
2.6	Fluxo total de múons medido em vários sítios subterrâneos em função da profundidade equivalente relativa a uma cobertura plana de rocha. Maiores detalhes na referência [16]	34
2.7	Sistema de veto do experimento de Daya Bay. Centralizado na figura, encontram-se os detectores de neutrinos envolvidos pelo detector Cherenkov. Ao fundo, nota-se as placas RPC.	36
3.1	Dependência linear entre a potência térmica liberada e o número de neutrinos produzidos.	39
3.2	Dependência do fluxo de neutrinos com a queima de combustível físsil e desligamento do reator.	39

3.3	Desenho esquemático do detector e da disposição do mesmo dentro do contâiner para a aquisição de dados.	40
3.4	Localização de onde o experimento será instalado (Marcado com a elipse vermelha).	41
3.5	Detalhe para o espectro de refletividade do Tyvek por comprimento de onda.[17]	41
3.6	Detalhe para o espectro de refletividade do Gore por comprimento de onda.[17]	42
3.7	Desenho do conjunto alvo central - Veto Interno - Blindagem Passiva.	42
3.8	Esquema dos tanques blindagem ativa externa. Vetos Superior e Inferior.	43
3.9	Módulo de Front-end desenvolvido na UFJF.	44
3.10	Transformação do sinal da fotomultiplicadora depois de passar pela eletrônica de front-end.	45
3.11	Esquemático da eletrônica que será utilizada no experimento ANGRA.	45
3.12	Esquemático do módulo NDAQ.	46
3.13	Protótipo do detector central para testes mecânicos e validação em conceitos de aquisição de dados.	47
3.14	O espectro da fotomultiplicadora Hamamatsu RS5912. Detalhe para o pico do <i>single-photoelectron</i>	48
4.1	Visualização da simulação do detector através do pacote Geant4.	50
4.2	Espectro da refletividade do Gore que reveste as paredes do alvo central por comprimento de onda.	51
4.3	O Espectro de fotoelétrons dos sub-produtos da interação do antineutrino no detector	51
4.4	Distribuição de fotoelétrons pelo tempo. O primeiro pico é proveniente da detecção do pósitron, já o segundo pico é devido à captura do nêutron.	52
4.5	Distribuição temporal entre o sinal de prompt do pósitron e o sinal atrasado do nêutron, para 10000 eventos, utilizando diversas concentrações em massa de gadolínio.	53
4.6	Transmitância de Gadolínio a concentrações de 0,25%, 0,5% 0,75%, 1,0%.	54
4.7	Curva de Transmitância corrigida com a eficiência quântica da PMT R5912 e o espectro de frequências da radiação Cherenkov em água.	54
4.8	Energia e ângulo zenital do múon primário gerado em ROOT e implementado no simulador em Geant4.	57
4.9	Espectro de Fótons gerados por múons no sistema de veto.	58
4.10	Espectro de fotoelétrons coletados no sistema de veto.	58
4.11	Distribuição de Traços dos diferentes vetos na região de pico do espectro de fotoelétrons.	59
4.12	Dispersão do tamanho do traço pela energia no Veto Inferior. Os valores negativos aparecem para simples centralização da região favorecida para melhor visualização.	59
4.13	Gráfico da eficiência dos vetos individuais e do sistema de veto para cortes entre 0 a 300 p.e.	60
4.14	Gráfico da eficiência do sistema de veto para eventos que produzem de 10 a 200 p.e. no alvo central. Mais uma vez os cortes variaram entre 0 a 300 p.e.	61
4.15	Espectro de fotoelétrons gerados por elétrons de fundo.	62

Lista de Tabelas

1.1	Eficiência de cintilação	17
2.1	Profundidade, fluxo de múons, energia média dos múons e taxa de captura de nêutrons secundários à diferentes profundidades. Retirado da referência [18] e referências nela contidas.	34
2.2	Nuclídeos cosmogênicos produzidos a partir do núcleo de ^{16}O	35
4.1	Frequência de detecção dos subprodutos da interação do antineutrino.	52
4.2	Fluxo, frequência e frequência dentro da faixa dinâmica (10 - 200 p.e.)	56
4.3	Valores de Eficiência do sistema de veto a diferentes cortes.	61
4.4	Taxas de eventos casuais gerados considerando e não considerando o veto	62

Lista de Abreviaturas e Siglas

FIXME Indica que algo deve ser consertado.

TODO Indica que algo deve ser feito.

Capítulo 1

Neutrinos

Da hipótese de Pauli em 1932 até os dias de hoje, o neutrino é uma das partículas de maior interesse na física de partículas. Desde a sua postulação até o estudo de seu mecanismo de oscilação, o neutrino traz sempre a possibilidade de nova física para estudo e melhor entendimento do universo que nos rodeia. Além disso, devido a sua baixa probabilidade de detecção, neutrinos são a partícula de escolha para o estudo de processos internos em tempo quasi-real. Com isto em mente, o projeto ANGRA-Neutrinos deseja utilizar esta vantagem para então conseguir monitorar os processos internos no núcleo do reator ANGRA-II e assim acompanhar o funcionamento do mesmo, podendo então ser incorporada como método de averiguação nos critérios de salvaguarda.

1.1 Características Físicas

O neutrino é uma partícula de carga elétrica neutra, spin-1/2, o que o caracteriza como um férmion, e, pelo modelo padrão de partículas elementares (MP), massa nula. Pertence ao grupo dos léptons, possuindo três sabores distintos associados a cada um dos léptons carregados (Figura 1.1).

O neutrino traz uma das primeiras evidências da existência de uma física fora do MP, pois a sua oscilação (Figura 1.2) entre sabores não é previsto.

O mecanismo de oscilação, primeiramente proposto por Bruno Pontecorvo [19, 20] e experimentalmente comprovado pelo experimento SNO¹ [21], prevê que os neutrinos podem ser descritos através de três autoestados de massa, definidos como ν_1 , ν_2 , ν_3 associados a autovalores de massa m_1 , m_2 , m_3 , os quais podem oscilar entre si, em um processo análogo aos quarks do MP. É interessante notar que, para que a oscilação ocorra é imperativo que os neutrinos sejam massivos. Por fim, diferentes combinações lineares desses auto estados formariam os três sabores leptônicos.

1.2 Fontes de Neutrinos

As principais fontes de neutrinos podem ser divididas como naturais, i.e. o Sol, supernovas, ou artificiais, i.e. Reatores e Aceleradores. Nesta seção faremos uma pequena revisão sobre essas

¹ Sudbury Neutrino Observatory

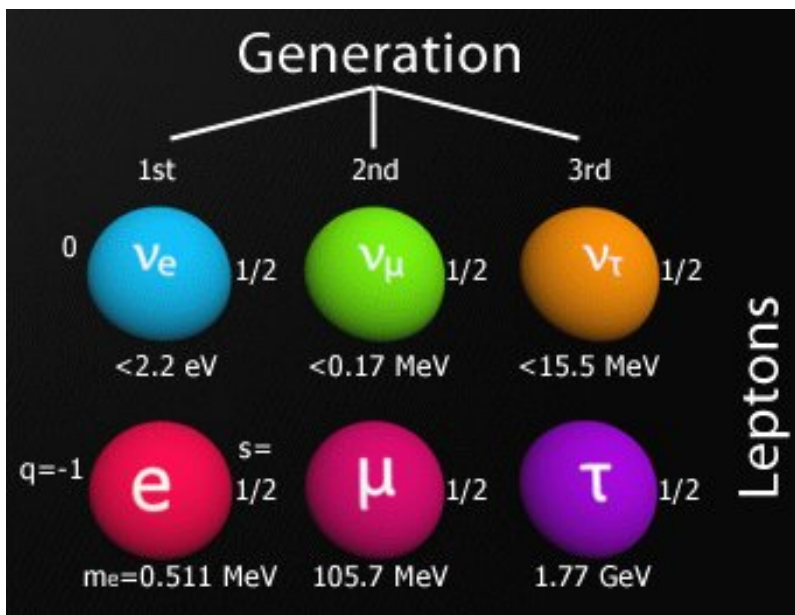


Figura 1.1: A Família de Léptons

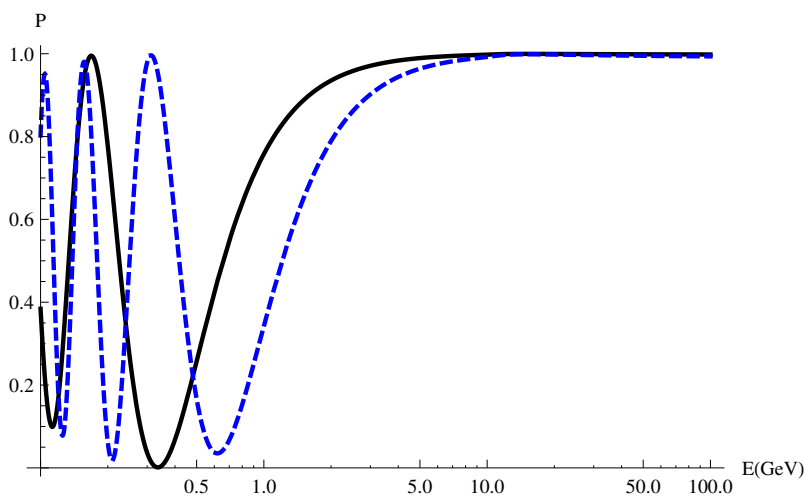


Figura 1.2: Probabilidade de sobrevivência (probabilidade de o neutrino conservar sabor) de neutrinos muônicos a depender da energia, para um base-line de 700 (Linha preta) e 1300 (Linha Azul) km.

fontes.

1.2.1 Neutrinos Solares

O Sol é uma fonte copiosa de neutrinos eletrônicos com energia da ordem de 1 MeV sendo produzidos em processos de fusão termonuclear no interior do núcleo solar. Como a interação com a matéria é extremamente pequena, praticamente todos os neutrinos produzidos no interior do Sol

atravessa o corpo solar fluindo para o espaço. É interessante notar que a produção de neutrinos eletrônicos vem do fato que núcleos estáveis pesados possuem uma fração maior de nêutrons com respeito aos núcleos estáveis mais leves, o que leva a uma energia de ligação entre os núcleos sobrepõe a repulsão coulombiana entre os prótons constituintes do núcleo. Portanto, durante um processo de fusão nuclear, prótons necessitam ser transformados em nêutrons através do processo fraco $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$, produzindo neutrinos eletrônicos. O fluxo de neutrinos solares sobre a Terra é de aproximadamente $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

As reações termonucleares produzem energia pois a massa total do núcleo é menor do que a massa do seus constituintes,

$$m(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - B(A, Z) \quad (1.2.1)$$

onde A e Z são, respectivamente, o número e massa atômica do núcleo, $m_p = 938,272 \text{ MeV}$ e $m_n = 939,565 \text{ MeV}$ são, respectivamente, as massas do próton e nêutron, e $B(A, Z)$ é a energia de ligação.

No interior do Sol esses tipos de reações ocorrem em dois grupos de processos distintos conhecidos como cadeia pp^2 (Figura 1.3a) e ciclo CNO³ (Figura 1.3b). Nestes casos, o resultado final é a conversão de 4 prótons e dois elétrons formando um núcleo de Hélio mais 2 neutrinos eletrônicos.



onde a energia liberada (Q -valor) é dada por ($m_e = 0,511 \text{ MeV}$ é a massa do elétron)

$$Q = 4m_p + 2m_e - m_{{}^4\text{He}} = B(4, 2) + 2m_e - 2(m_n - m_p) = 26,731 \text{ MeV}. \quad (1.2.3)$$

Essa energia é destinada para a produção de fótons ou transformada em energia cinética para os neutrinos produzidos, levando em conta que a energia cinética de recuo do núcleo de hélio é desprezível devido a sua grande massa.

1.2.2 Neutrinos de Supernova

Supernovas marcam o fim da vida de uma estrela. Tipicamente, matéria da ordem de algumas massas solares são ejetadas no espaço interestelar com uma energia cinética da ordem de 10^{51} ergs.

Esta matéria contém elementos pesados que são importantes na evolução química de galáxias, estrelas, planetas e vida em geral. Por outro lado, são extremamente raras (Tabela 1.4) o que torna um desafio para o seu estudo.

Supernovas produzidas pelo colapso do núcleo são a explosão final de uma estrela com massa entre 8-9 e 40-60 massas solares. A explosão é devida a uma onda de choque criada quando o núcleo colapsa em uma estrela de nêutrons, o qual ejeta todo o seu envelope estelar.

Esse processo se inicia quando a estrela passa por todos os processos de fusão nuclear, desde o hidrogênio até chegar ao ferro, formando uma estrutura onde o núcleo central de ferro é envolto por envelopes de núcleos cada vez mais leves, semelhando-se a uma estrutura de cebola(Figura 1.5).

²próton-próton

³Carbono - Nitrogênio - Oxigênio

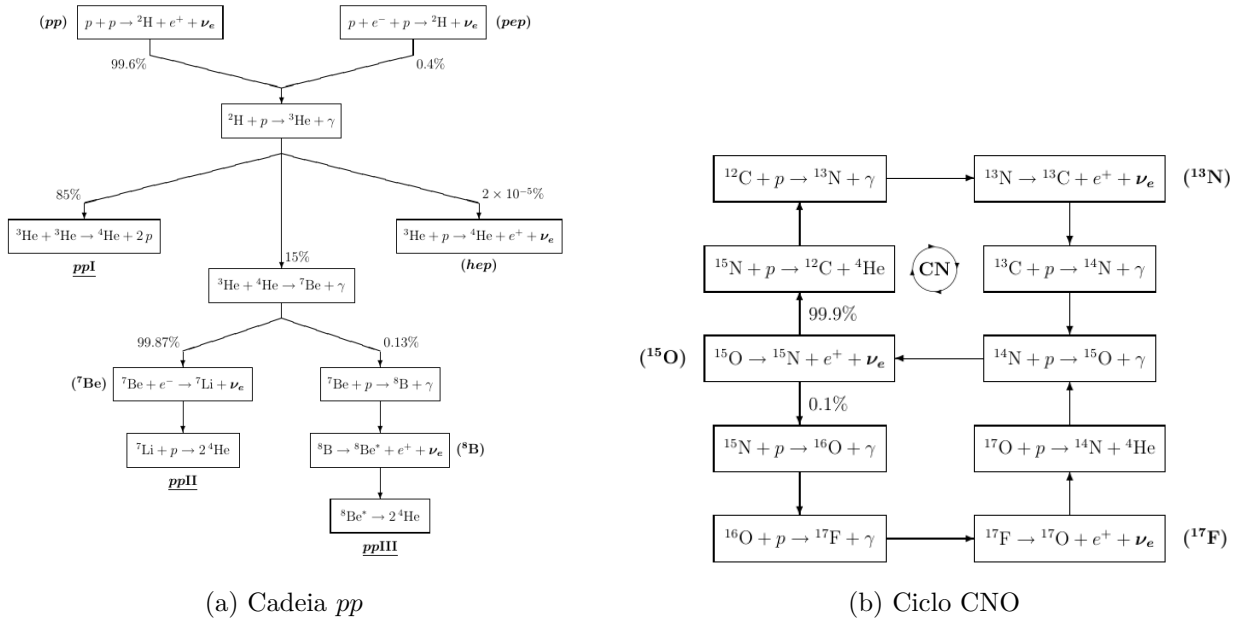


Figura 1.3: Os processos de reações nucleares estelares. Os neutrinos produzidos se encontram em negrito. Os nomes dos processos que produzem neutrinos estão entre parênteses. Os principais processos estão sublinhados.

Rate [10^{-2}y^{-1}]	Reference
5.8 ± 2.4	Tammann (1982) [1006]
$1.2^{+1.7}_{-0.7}$	Ratnatunga & van den Bergh (1989) [890]
3^{+2}_{-1}	Strom (1990) [991]
4.0 ± 2.0	Muller et al. (1992) [818]
2.0 ± 1.1	Cappellaro et al. (1993) [297]
3.0 ± 1.5	van den Berg (1993) [1033]
$2.5^{+0.8}_{-0.5}$	Tammann et al. (1994) [1007]
5.7 ± 1.7	Strom (1994) [992]
1.3 ± 0.9	Cappellaro et al. (1997) [298]
3.4 ± 2.8	Timmes et al. (1997) [1016]
8.4 ± 2.8	Dragicevich et al. (1999) [389]
1.5 ± 1.0	Cappellaro & Turatto (2000) [300]
$1 - 2$	Reed (2005) [894]

Figura 1.4: Estimativa da taxa de supernovas na Via-Láctea. Retirado da Referência [1]

Neste momento, a pressão gravitacional é sustentado pela pressão dos elétrons degenerados relativísticos. Como o ferro é o núcleo mais fortemente ligado, existe cada vez menos combustível termonuclear para queimar. Com efeito, o núcleo contrai e o aumento de temperatura causa a

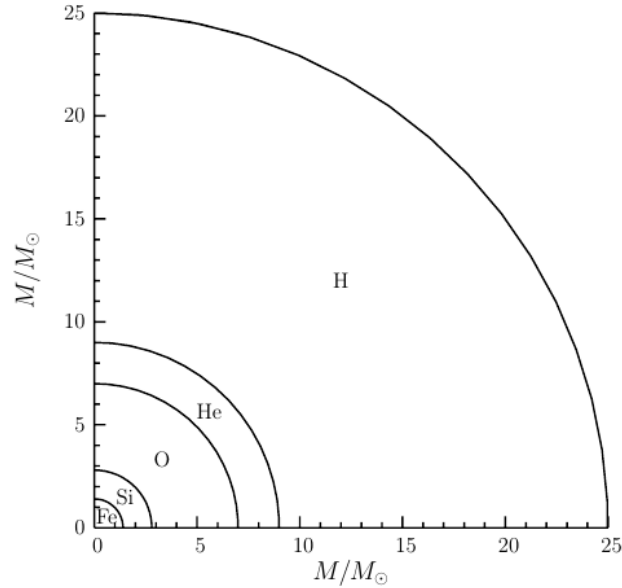
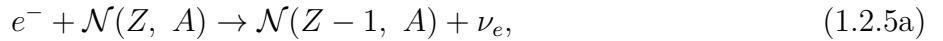


Figura 1.5: Estrutura de cebola do interior de uma estrela do tipo I com uma massa de $25 M_{\odot}$ momentos antes do colapso.

fotodissociação do ferro através do processo endotérmico



Essa reação reduz a energia cinética dos elétrons e por conseguinte a sua pressão. Adicionalmente, processos de captura de elétrons por núcleos e prótons livres (equações 1.2.5a e 1.2.5b) reduzem o número de elétrons e, logo, sua pressão.



Os neutrinos produzidos por esse processo de captura no início do colapso, quando a densidade do núcleo de ferro não é muito alta, abandonam o núcleo de ferro levando consigo uma boa fração da energia cinética dos elétrons capturados. Deste modo a combinação da fotodissociação do ferro com a captura dos elétrons diminuem a pressão dos elétrons até o momento que se torna menor que a pressão gravitacional da massa do núcleo, iniciando neste momento o colapso. De acordo que a densidade e temperatura aumentam, os processos descritos nas equações 1.2.4, 1.2.5a e 1.2.5b ocorrem cada vez mais rápido, reduzindo ainda mais a pressão, favorecendo o colapso, o qual acelera cada vez mais.

O colapso do núcleo produz uma estrela de nêutrons e toda a energia gravitacional é liberada através principalmente no fluxo de neutrinos, com uma pequena fração destinada a radiação eletromagnética e energia cinética do material ejetado.

1.2.3 Neutrinos Atmosféricos

Neutrinos atmosféricos são criados a partir das interações de núcleos da atmosfera com o raio cósmico primário. Essa interação gera partículas secundárias⁴ as quais incluem todos os hádrons e produtos dos seus decaimentos. Em particular, muitos píons (Figura 1.6) são produzidos os quais decaem produzindo múons e neutrinos muônicos.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.2.6a)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2.6b)$$

A energias mais altas, kaons também contribuem para a produção de neutrinos e múons. Adicionalmente, múons que decaem antes mesmo de chegar a superfície geram elétrons, neutrinos eletrônicos e muônicos

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (1.2.7a)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \quad (1.2.7b)$$

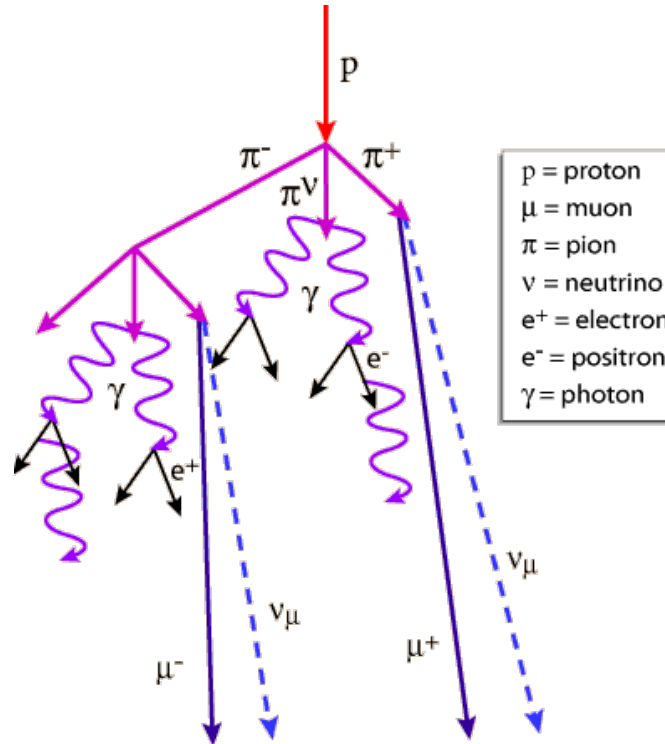


Figura 1.6: Decaimento de píons produzidos por próton primário no desenvolvimento do chuveiro atmosférico

⁴O processo é denominado chuveiro atmosférico, será visto com um pouco mais de detalhe no capítulo 2.

1.2.4 Neutrinos de Acelerador

Aceleradores são instrumentos capazes de acelerar prótons e até mesmo núcleos mais pesados a energias extremamente altas. Em experimentos que contemplam esse tipo de instrumentação, colisões frontais entre feixes de partículas (existem experimentos onde o alvo se encontra em repouso em um feixe de partículas incide sobre o mesmo) são realizadas com o intuito de estudar as interações fundamentais da física de partículas, assim como estruturas internas de nucleons.

Nestes tipos de colisão, surgem partículas secundárias como píons e káons, de forma análoga aos chuviros atmosféricos, e a partir do decaimento destes subprodutos, como vimos na equação 1.2.6, são produzidos neutrinos.

No momento da produção dessas partículas secundárias, elas são focalizadas através de lentes magnéticas formando um feixe paralelo. Durante a trajetória deste feixe, os píons e káons decaem e posteriormente os múons, criando-se assim neutrinos muônicos.

1.2.5 Neutrinos de Reator

Reatores nucleares são fontes extremamente intensas de neutrinos que vem sendo utilizados desde a sua comprovação da partícula[22] até os dias de hoje. São produzidos a partir do decaimento dos núcleos filhos provenientes da fissão do combustível nuclear formado principalmente pelos núcleos ^{235}U , ^{238}U , ^{241}Pu e ^{239}Pu .

O processo inicia-se quando o núcleo físsil AX , onde X pode representar qualquer um dos núcleos físeis descritos anteriormente, absorve um nêutron do meio, resultando em um núcleo de ^{A+1}X em um estado excitado e instável. Neste momento o núcleo sofre um processo de fissão nuclear e divide-se em núcleos menores, liberando energia na forma de energia cinética dos núcleos filhos, radiação γ além de outros nêutrons. Esses outros nêutrons acabam sendo absorvidos por outros núcleos físeis recomeçando todo o processo e ativando uma reação em cadeia.

Os núcleos filhos (Figura 1.7), por sua vez, são ricos em nêutrons possuindo mais nêutrons do que o necessário para manter a sua estabilidade. Com efeito, eles iniciam uma sequência de decaimentos- β emitindo elétrons e $\bar{\nu}_e$ além de radiação γ devido ao rearranjo dos constituintes do núcleo (Figura 1.8).

O fluxo dos antineutrinos produzidos pode ser medido através da reação



onde através do fluxo de elétrons medidos pode-se inferir o fluxo de $\bar{\nu}_e$. Com este intuito, medidas realizadas no Intituto Laue-Langevin (ILL) na França[23, 24] utilizaram finas folhas de ^{235}U , ^{238}U , ^{241}Pu que foram bombardeadas por um fluxo intenso de nêutrons térmicos. Uma parte dos elétrons produzido pela fissão desses núcleos eram então detectados através de um espectrômetro magnético. Os resultados dessa medida podem ser visto na figura 1.9. No caso do ^{238}U , por ser um núcleo que possui baixa seção de choque para nêutrons térmicos, o seu espectro foi calculado[25].

Por fim, um reator libera uma energia média de 200 MeV por fissão e 6 neutrinos produzidos durante o processo de decaimento dos núcleos filhos, levando a produção de $2 \times 10^{20} \nu/s$ emitidos isotropicamente em ângulo sólido de 4π para uma potência térmica de 1 GW, tornando-o uma ótima escolha para o estudo de neutrinos.

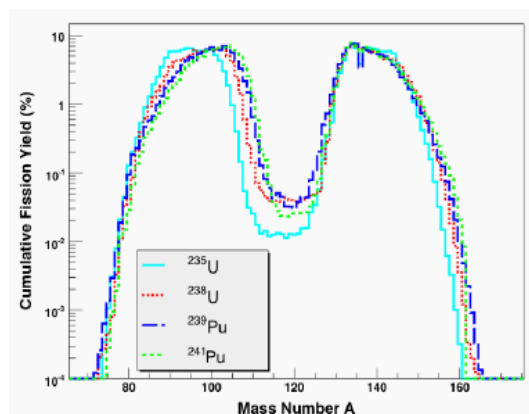


Figura 1.7: Taxa de núcleos formados após a fissão dos isótopos ²³⁵U, ²³⁸U, ²⁴¹Pu e ²³⁹Pu (Curvas coloridas). Curva em preto representa a seção de choque

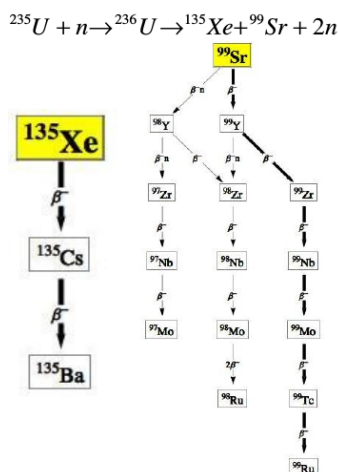


Figura 1.8: Exemplo de sucessivos decaimentos beta de um núcleo filho.

1.3 Detecção de Neutrinos

A detecção de neutrinos requer detectores massivos, especialmente quando se trata de neutrinos pouco energéticos uma vez que possuem uma seção de choque muito pequena ($\sim 10^{-41}$ cm² para interações $\bar{\nu}p$ a uma energia de 10 MeV) e baixa deposição de energia. A dificuldade de detecção se mostra considerável quando em 1934 Bethe e Peierls[26], em um estudo pioneiro, estimaram reações induzidas por neutrinos, chegando a conclusão de que “ não há nenhuma maneira prática possível de se observar neutrinos.” Quantitativamente falando, seria necessário a construção de um detector com pelo menos cem quilos de material ativo para que tenhamos uma taxa de 1 evento detectado por dia em um fluxo previsto de $10^{8\pm 1}$ neutrinos/cm²s⁻¹[27]. Cowan e Reines[28, 29], contudo, obtêm sucesso na detecção de antineutrinos provenientes de um reator nuclear, confirmando a existência do neutrino.

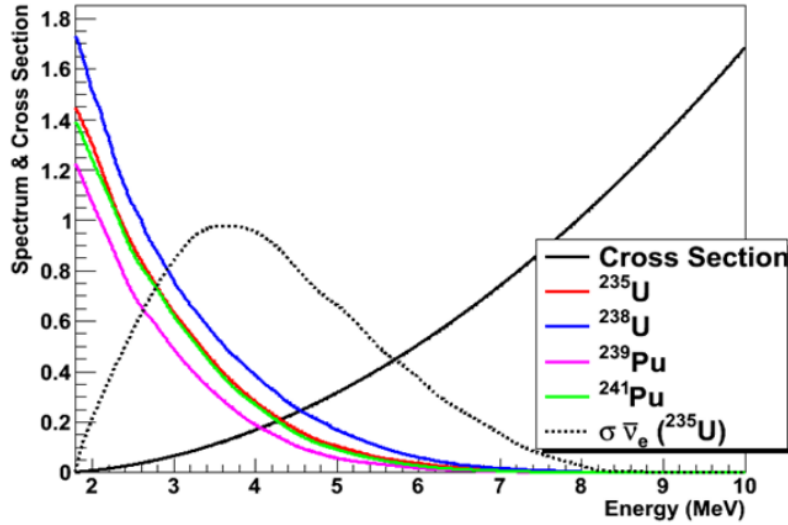


Figura 1.9: Espectro de energia dos antineutrinos emitidos pelos combustíveis físséis ^{235}U , ^{238}U , ^{241}Pu e ^{239}Pu (Curvas Coloridas). Curva de seção de choque para decaimento beta-inverso (Curva preta). Por fim, a curva convoluída do espectro do decaimento beta-inverso visto experimentalmente (Curva pontilhada) [2].

O experimento utiliza-se de um princípio básico: o decaimento beta-inverso (Equação 1.3.1)

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.3.1)$$

onde o sinal produzido pela passagem do pósitron pelo material ativo do detector⁵ dopado com cádmio para posterior absorção do nêutron termalizado, emitindo radiação γ , será coletado por tubos fotomultiplicadores(PMT). A combinação desses dois sinais (pósitron + nêutron) foi considerada como a assinatura da interação do neutrino com o detector.

Desde então, a tecnologia de detecção de neutrinos avançou consideravelmente e outros métodos de detecção foram implementados. Nesta seção faremos uma revisão sobre diferentes métodos fazendo breve menção a alguns experimentos e apresentando os seus resultados mais notáveis.

1.3.1 Radiação Cherenkov

A radiação Cherenkov (ou Čerenkov) ocorre pela passagem de uma partícula carregada atravessando um meio dielétrico com uma velocidade maior que a da luz no meio[30]. Neste caso a conservação de energia-momento é satisfeita

$$E = \sqrt{m^2 + (\mathbf{p} - \mathbf{k})^2} + \omega \simeq E - \frac{pk}{E} \cos\theta + \omega \quad (1.3.2)$$

⁵Foram utilizados 300 ℓ de cintilador líquido com deslocador de comprimento de onda

onde \mathbf{p} e \mathbf{k} são, respectivamente, o tri-momento da partícula e do fóton produzido, m a massa da partícula, ω a energia do fóton com $k = n\omega$ (n é a constante de refração). Por fim

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta}. \quad (1.3.3)$$

onde θ é o ângulo entre a partícula inicial e o fóton emitido, e β é a velocidade do elétron.⁶ De acordo que a partícula se move, os fótons emitidos formam uma frente de onda distribuídos na superfície de um cone com meio ângulo θ em relação à direção do movimento da partícula.

O espectro de fótons emitido pode ser expresso por

$$\frac{dN}{d\lambda dx} = 2\pi\alpha \left[1 - \left(\frac{1}{n\beta} \right)^2 \right] \lambda^{-2} \quad (1.3.4)$$

onde N é o número de fótons, α a constante de estrutura fina, λ o comprimento de onda, e x é a coordenada do traço. Para o caso da água ($n \simeq 1.33$), temos $\theta \simeq 41^\circ$ e uma produção de 340 fótons com comprimento de onda na região dos 300 a 600 nm por cm.

Em detectores Cherenkov em água um grande volume de água é circundado por conjuntos de PMTs. Através da detecção dos fótons produzidos, associados com a determinação precisa do tempo de chegada do fóton na PMT, é possível traçar a trajetória da partícula no interior do detector.

Kamiokande e Super-Kamiokande

O Kamiokande foi primeiramente proposto para o estudo do decaimento de nucleons⁷. Localizado na mina Kamioka no Japão, aproximadamente a 1000 m sob a superfície.

Em sua primeira fase (Kamiokande-I), em 1983, o detector era constituído de 3000 ton de água em um tanque cilíndrico de 15,6 m de diâmetro por 16 m de altura, circundado por 1000 PMTs. O detector possuía um volume fiducial de aproximadamente 1 kton de água para observar eventos com energia da ordem de 1 GeV, o qual era apropriado para o estudo inicialmente proposto.

Em 1986 o detector sofre uma atualização, denominada Kamiokande-II (Figura 1.10), a fim de ser capaz de detectar neutrinos solares[31], os quais gerariam eventos da ordem de 10 MeV.

Para tanto, o detector foi alargado para ser capaz de ser dividido em uma parte interna de material ativo além de uma proteção ativa contra possíveis ruídos. Nesta nova configuração, o alvo central tinha 14.4 m de diâmetro por 13.1 m de altura, contendo 2142 ton de água purificada, circundada por 948 PMTs. O volume fiducial para neutrinos solares fora definido como 680 m³ dispondo à 2 m dentro da parte inferior e lateral do detector interno a 3.14 m da parte superior do mesmo. Um detalhamento maior sobre o design do experimento pode ser visto na referência [32].

Kamiokande mediu o fluxo solar de neutrinos através do espalhamento elástico

$$\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^-, \quad \alpha = e, \mu \text{ ou } \tau, \quad (1.3.5)$$

⁶Na demonstração são utilizadas as unidades naturais $c = \hbar = 1$.

⁷Kamiokande é sigla para *Kamioka Nucleon Decay Experiment*

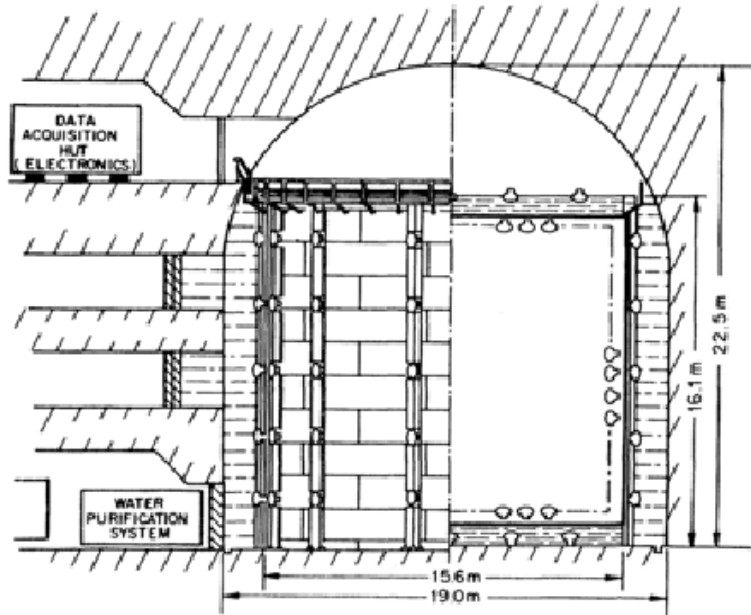


Figura 1.10: Design do Kamioka-II

onde o principal canal era por ν_e , uma vez que este possui uma seção de choque consideravelmente maior se comparada com os outros sabores de neutrinos.

O fluxo médio medido pelo Kamiokande de Janeiro de 1987 a Fevereiro de 1995 (2079 dias)[33] foi de

$$\Phi^{\text{Kam}} = (2.80 \pm 0.38) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}. \quad (1.3.6)$$

O fluxo apresentado na equação 1.3.6, não leva em consideração a oscilação dos ν_e durante a sua trajetória desde a sua criação no núcleo solar até o detector na Terra. Com efeito, o fluxo medido é aproximadamente metade do que o previsto pelo modelo solar.

O experimento Kamiokande durou até 1996, quando o projeto Super-Kamiokande se iniciou.

O Super-Kamiokande (Super-K) é um detector Cherenkov de 50 kton de água também localizado na mina de Kamioka, a 500 m da cavidade previamente ocupada pelo Kamiokande, contendo agora o experimento KamLAND.

O detector do Super-K(Figura 1.11) consiste de 2 detectores Čerenkov concêntricos envolvidos por um tanque de aço cilíndrico com 39.3 m de diâmetro por 42 m de altura.

O detector interno possui um diâmetro de 33.8 m e 36.2 m de altura, circundado por 11146 PMTs. Já o detector externo é equipado com 1885 PMTs.

Na ausência de oscilação, o fluxo de neutrinos no Super-Kamiokande[34] foi de

$$\Phi^{\text{SK}} = (2,35 \pm 0,08) \times 10^6 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}, \quad (1.3.7)$$

onde foi verificada mais um vez uma discordância com o modelo solar padrão, tendo um fluxo menor do que a metade prevista. A figura 1.12a mostra a variação do fluxo de neutrinos solar em

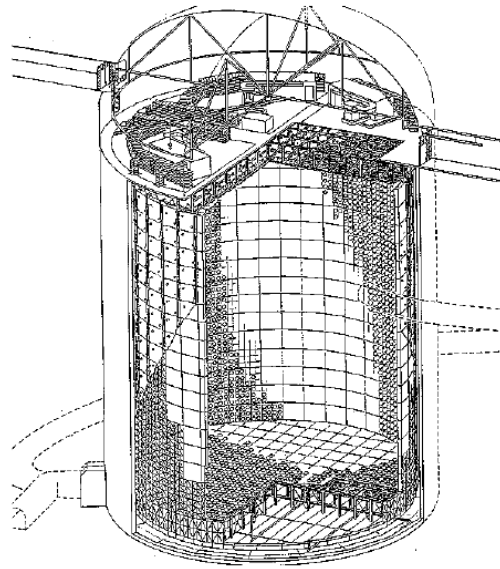
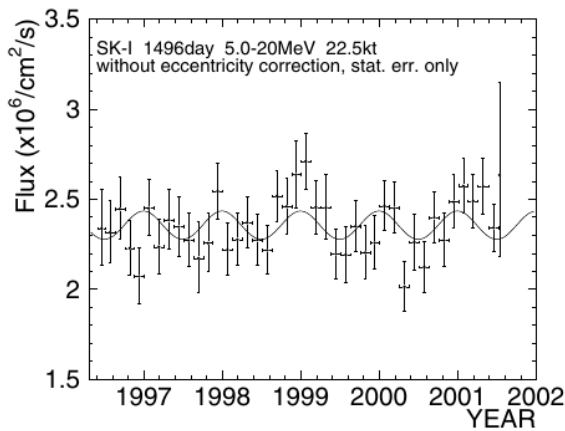
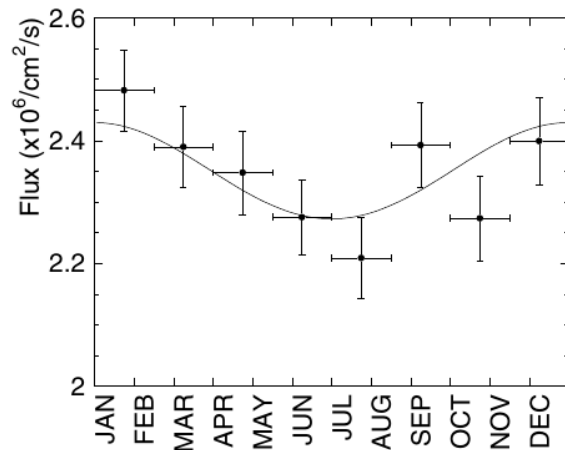


Figura 1.11: Design do Super-Kamiokande.

função durante o período de aquisição, enquanto a figura 1.12b mostra a variação do fluxo em um período de um ano. A dependência temporal do fluxo está ligada à variação das estações devido à ecentricidade da órbita do planeta, o qual causa uma modulação do fluxo proporcional a $1/L^2$, onde L é a distância entre o Sol e a Terra.



(a) Fluxo de neutrinos solares em função do tempo, normalizado em 1,5 meses.



(b) A variação do fluxo de neutrinos solar durante um ano.

Figura 1.12: Fluxo de Neutrinos Solares no Super-K. A linha sólida, em ambos os casos, representa a predição baseada na ecentricidade da órbita da Terra.

SNO

O experimento SNO é um detector Cherenkov em água pesada (D_2O) em tempo real localizado na mina de Creighton, próximo a Sudbury no Canadá.[35]

Ele consiste de 1 kton de 99,92% de pureza de D_2O contida em uma esfera de acrílico de 12 m de diâmetro. A radiação produzida é coletada por 9456 PMTs montadas em uma esfera de aço inoxidável de 18 m de diâmetro. As duas esferas são posicionadas concentricamente e imersas em água ultra pura a qual fornece blindagem contra ruídos(Figura 1.13). O detector está enterrado a uma profundidade de 2092 m.

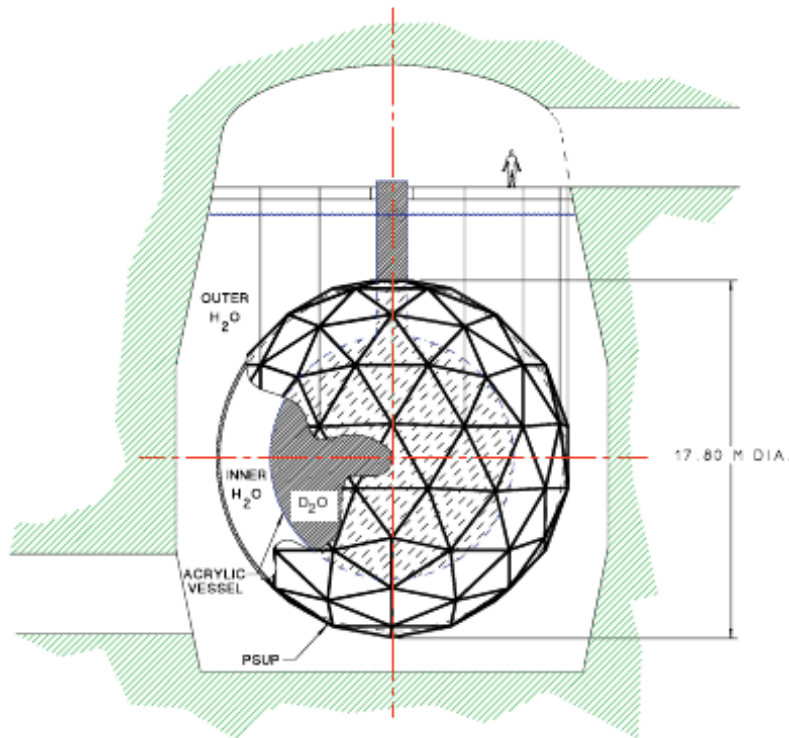


Figura 1.13: Design do detector SNO.

O processo de detecção do SNO baseia-se em três reações



onde $\alpha = e, \mu, \tau$ e d representa o deutério.

As reações de corrente carregada (CC) em deutério (Equação 1.3.8) são utilizadas para medir o espectro de energia dos ν_e acima do corte de $E_\nu^{\text{th,CC}} = 2m_p + m_e - m_d = 1,442$ MeV através da energia cinética (T_e) final do elétron,

$$E_\nu = T_e + E_\nu^{\text{th,CC}}. \quad (1.3.11)$$

Porém, como a baixas energias a taxa de ruído é muito alta, o experimento manteve o corte de energia em $E_\nu^{\text{th,CC}} = 5.5$ MeV para T_e , o que corresponde a um corte de energia para neutrinos de $E_\nu = 6.9$ MeV. Portanto, as reações do tipo CC são sensíveis somente a neutrinos solares provenientes da reação do ^8B ($^8\text{B}-\nu_e$) (Figuras 1.3a e 1.3b).

A corrente neutra (Equação 1.3.9) (CN) é extremamente necessária para verificação da oscilação de neutrinos, pois possui sensibilidade idêntica para todos os neutrinos. Logo, a reação CN é capaz de medir o fluxo de neutrinos provenientes do Sol. Esse canal de reação possui um corte em energia em $E_\nu^{\text{th,CN}} = m_p + m_n - m_d = 2,224$ MeV e sensibilidade para $^8\text{B}-\nu_e$.

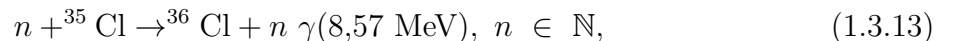
Em especial, a detecção de nêutrons produzidos no processo CN foi feita de três formas diferentes durante o tempo de aquisição do SNO:

- **Fase D₂O.** Nesta fase o nêutron produzido é detectado a partir da sua interação com o deutério



Esta fase operou por 306,4 dias de aquisição, de Novembro de 1999 a 28 de Maio de 2001.

- **Fase NaCl.** Nesta fase foi adicionado aproximadamente 2 ton de NaCl à água pesada. Desta forma, a eficiência de captura do nêutron aumenta (a seção de choque de captura do Cl para nêutrons térmicos é maior do que a do deutério), aumentando significativamente a eficiência de detecção via CN (Equação 1.3.13)



produzindo vários γ s.

A energia total da radiação γ produzida por essa reação é muito maior do que ruídos provenientes da radioatividade do ambiente. Adicionalmente, o sinal produzido pela captura do nêutron pelo núcleo de ^{35}Cl na PMT é distinto se comparado ao produzido pela radiação Cherenkov do elétron. Com efeito, os sinais produzidos via CC e CN podem ser separados com grande acurácia. Esta fase do experimento operou por 391.4 dias, entre 26 de julho de 2001 e 28 de agosto de 2003.

- **Terceira fase.** Nesta fase foi implementada uma grade com 300 contadores proporcionais de ^3He inserida no detector com água pesada. O núcleo de ^3He possui uma grande seção de choque para captura de nêutrons térmicos. Tal reação produz um par próton-trítio o que causa um pulso elétrico no contador. Esta fase iniciou-se em janeiro de 2005, e opera até hoje.

No último caso, as reações de espalhamento elástico (EE) em elétrons (Equação 1.3.10) é idêntica à utilizada em outros experimentos que utilizam água como material ativo, i.e. Kamiokande e Super-K, possuindo uma energia de corte para elétrons em $T_e = 5,5$ MeV e para neutrinos de $E_{th,EE_\nu} = 5,7$ MeV, tornando-a também sensível somente à ${}^8\text{B}-\nu_e$.

Os resultados obtidos pelo SNO comprovaram a existência da oscilação de neutrinos. Durante a primeira fase, os resultados confirmam o déficit no fluxo de ν_e observado previamente. As medidas do fluxo de neutrinos ativos detectados por CN demonstraram que aproximadamente 2 de 3 neutrinos eletrônicos provenientes do Sol oscilariam em neutrinos muônicos e taônicos em sua trajetória até a Terra. Estes resultados foram aprimorados durante a segunda fase do experimento.

Foram observados 2176 ± 78 eventos de CC, 2010 ± 85 eventos de CN, e 279 ± 26 eventos de EE, correspondendo, respectivamente ao fluxo de neutrinos eletrônicos (Todos os resultados a seguir são retirados da referência [36])

$$\Phi_{CC}^{SNO} = (1,68 \pm 0,06_{-0,09}^{+0,08}) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad (1.3.14)$$

$$\Phi_{CN}^{SNO} = (4,49 \pm 0,21_{-0,34}^{+0,38}) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad (1.3.15)$$

$$\Phi_{EE}^{SNO} = (2,35 \pm 0,22 \pm 0,15) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}. \quad (1.3.16)$$

Se supormos que não há a oscilação de neutrinos, supõe-se que o fluxo de ν_e via CC e CN sejam idênticos. Contudo, claramente vê-se uma discrepância onde a razão entre os dois fluxos é de

$$\frac{\Phi_{CC}^{SNO}}{\Phi_{CN}^{SNO}} = 0,340 \pm 0,023_{-0,031}^{+0,029} \quad (1.3.17)$$

o qual desvia 17σ da unidade. Este resultado descarta completamente a hipótese que neutrinos eletrônicos chegam à Terra sem nenhuma alteração. Conclui-se pelo resultado da equação 1.3.17 que, aproximadamente, dois terços dos neutrinos eletrônicos oscila para outros sabores leptônicos.

Além disso, assumindo que o espectro de energia dos neutrinos eletrônicos na Terra não esteja desfigurado em relação ao espectro de decaimento do ${}^8\text{B}$, o fluxo de neutrinos via CC (Equação 1.3.14) corresponde ao fluxo de neutrinos eletrônicos ($\Phi_{\nu_e}^{SNO}$). Com efeito, o fluxo de neutrinos muônicos e taônicos na terra ($\Phi_{\nu_\mu, \nu_\tau}^{SNO}$) pode ser determinado pela subtração do fluxo de $\Phi_{\nu_e}^{SNO}$ dos fluxos via CN e EE

$$\Phi_{\nu_\mu, \nu_\tau}^{SNO, CN} = \Phi_{CN}^{SNO} - \Phi_{\nu_e}^{SNO}, \quad (1.3.18)$$

$$\Phi_{\nu_\mu, \nu_\tau}^{SNO, EE} = \frac{\Phi_{EE}^{SNO} - \Phi_{\nu_e}^{SNO}}{0,1553}, \quad (1.3.19)$$

resultando em

$$\Phi_{\nu_\mu, \nu_\tau}^{SNO, CN} = (3,26 \pm 0,25_{-0,35}^{+0,40}) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad (1.3.20)$$

$$\Phi_{\nu_\mu, \nu_\tau}^{SNO, EE} = (4,36 \pm 1,52_{-0,87}^{+0,90}) \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}. \quad (1.3.21)$$

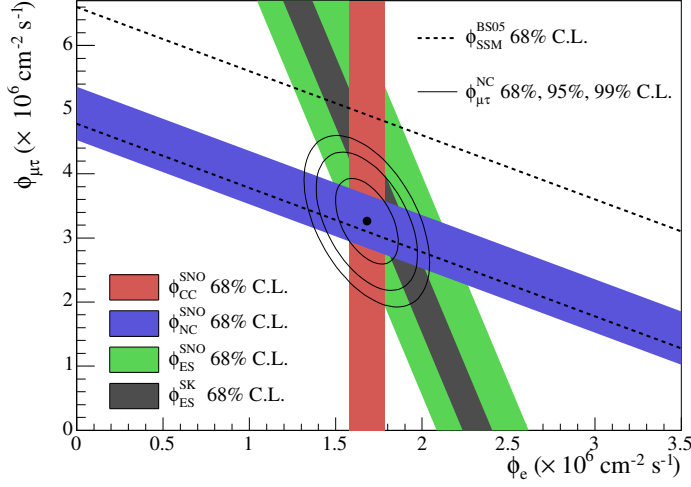


Figura 1.14: Fluxo de neutrinos muônicos e taônicos contra o fluxo de neutrinos eletrônicos. O fluxo dos canais de interação CC, CN e EE estão representados pelas faixas coloridas. As linhas tracejadas representam a faixa do fluxo de neutrinos previsto pelo modelo solar padrão[3]. A faixa paralela ao resultado do fluxo via EE representa o resultado do Super-K[4]. O ponto representa Φ_{ν_e} via CC e $\Phi_{\nu_{\mu},\nu_{\tau}}$ da diferença CN-CC com 1σ , 2σ e 3σ de nível de confiança.

os quais estão em acordo. A figura 1.14 mostra o fluxo de $\Phi_{\nu_{\mu},\nu_{\tau}}^{SNO}$ em função do $\Phi_{\nu_e}^{SNO}$ em acordo com a predição do modelo solar padrão⁸.

1.3.2 Cintilação

A passagem de uma partícula carregada pela matéria produz um rastro de átomos excitados devido ao campo elétrico pulsado gerado pela partícula. Isso leva a partícula perder energia. Essa perda pode ser quantizada através da equação de Bethe-Bloch[37, 38]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 \alpha^2 n_e}{\beta^2 m_e} \left[\ln\left(\frac{2\beta^2 m_e}{\bar{I}(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 \right] \quad (1.3.22)$$

onde dE/dx representa a perda de energia pela distância percorrida (unidade de distância arbitrária), β é a velocidade da partícula, n_e é a densidade eletrônica do meio que a partícula atravessou e $\bar{I} \approx 13,5\text{MeV}$ é a energia média de ionização. No caso dos elétrons serem a partícula ionizante, é necessário considerar a interação de troca com os elétrons do meio, com efeito a equação 1.3.22 será reescrita como[39]

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 \alpha^2 n_e}{\beta^2 m_e} \left[\ln\left(\frac{2\beta^2 m_e T_e}{\bar{I}(1-\beta^2)}\right) - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 \right]. \quad (1.3.23)$$

⁸No gráfico nós temos que Neutral Current(NC) \leftrightarrow Corrente Neutra e Elastic Scattering (ES) \leftrightarrow Espalhamento Elástico.

Cintilador	Eficiência
Tolueno + PPO + POPOP	0,052
Benzeno + p-terfenilo	0,042
Pseudocumeno + PPO	0,040

Tabela 1.1: Eficiência de cintilação

A figura 1.15 demonstra o comportamento de diferentes partículas ionizantes em diferentes materiais.

Em alguns materiais, essa energia é utilizada na produção de fótons, que por sua vez podem então ser detectados, se não forem reabsorvidos, inferindo assim a passagem da partícula no material. Esse fenômeno é denominado cintilação e o material utilizado é chamado de cintilador. Podemos citar como exemplos de cintilador: cristais de NaI e ZnS, creditados como cintiladores inorgânicos; e materiais orgânicos, constituídos principalmente de anéis aromáticos. Esses últimos são amplamente utilizados na sua forma líquida no estudo e detecção de neutrinos.

Os cintiladores orgânicos são formados por um solvente⁹ o qual serve como o material cintilante, um soluto (PPO) que tem como função aumentar a luminescência do cintilador e um segundo soluto(POPOP) que tem como função absorver os fótons produzidos e reemití-los em um diferente comprimento de onda¹⁰, normalmente para um o qual a PMT é otimizada. Na tabela 1.1 estão dispostos diferentes cintiladores com as suas respectivas eficiências

O uso de cintiladores líquidos são amplamente usados em detecção de neutrinos de reator, sendo utilizados como o material ativo para detecção da passagem do pósitron (Equação 1.3.1) pelo alvo central. Adicionalmente são dopados com núcleos com grande seção de choque para nêutrons térmicos produzindo o segundo sinal necessário para inferir a detecção do neutrino. Hoje, estes tipos de experimentos tem como principais objetivos a determinação do ângulo de mistura θ_{13} . A seguir citamos os três experimentos que foram importantes para a determinação desse último ângulo de mistura.

Double Chooz

O experimento de Double Chooz, localizado na França, é uma atualização do experimento Chooz[40, 41] o qual já havia determinado um limite para o valor de θ_{13} .

O detector consiste de um alvo central, um veto externo e dispositivos de calibração (Figura 1.16). O alvo central é formado por 4 tanques cilíndricos concêntricos. O tanque mais interno (alvo central) é composto de acrílico com 8 mm de espessura preenchido com 10 m³ de cintilador líquido dopado com 1 g gadolínio/ ℓ para absorção de nêutrons térmicos. O alvo central é circundado por um tanque de 55 cm de espessura preenchido com cintilador líquido sem dopante. O tanque é composto também de acrílico com 12 mm de espessura. Este segundo tanque tem como principal função a detecção de radiação γ produzida no alvo central que ainda não tinha sido detectada. Envolvendo o segundo tanque temos o buffer com uma camada de 105 cm de espessura de óleo

⁹Os mais comuns são o benzeno, tolueno e pseudocumeno

¹⁰Estes tipos de compostos são denominados **Wavelength shifters** ou Deslocadores de comprimento de onda.

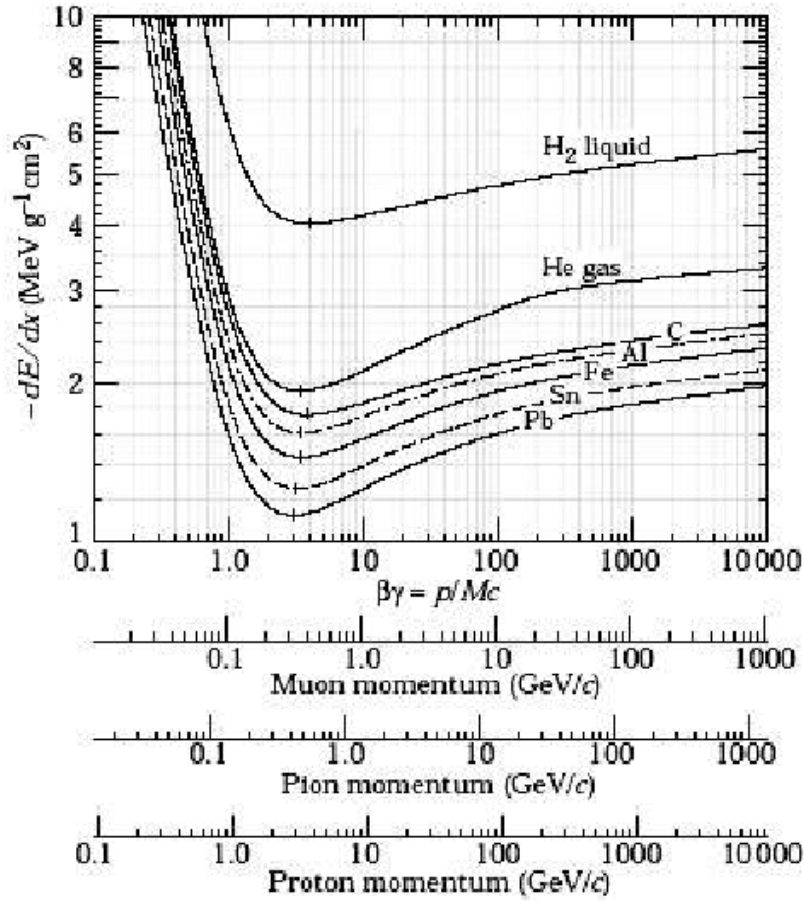


Figura 1.15: Perda de energia em função do momento para prótons, múons e píons em diferentes materiais.

mineral tendo como principal função a blindagem contra raios- γ produzidos por atividade radioativa das PMTs e das rochas que circundam o detector. Este conjunto forma o detector interno do experimento. No buffer estão instaladas 390 PMTs para coleta de luz produzida nos dois tanques internos. O último cilindro é separado opticamente dos cilindros restantes formada por uma camada com 105 cm de espessura de cintilador líquido, servindo como um veto interno.

O resultado de Double-Chooz elimina com 3.1σ de confiança a hipótese de um θ_{13} nulo, obtendo[42]

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,109 \pm 0,030(\text{estat.}) \pm 0,025(\text{sistem.}), \quad (1.3.24a)$$

$$\Delta m_{13}^2 = 2,32 \times 10^{-3} eV^2. \quad (1.3.24b)$$

com um $\chi^2/\text{NDF} = 42,31/35$.

Utilizando uma análise frequentista, foram obtidos os limites de confiança para $\sin^2 2\theta_{13}$. Valendo-se de 10000 simulações geradas sobre os dados em uma região de $0 < \sin^2 2\theta_{13} < 0,25$

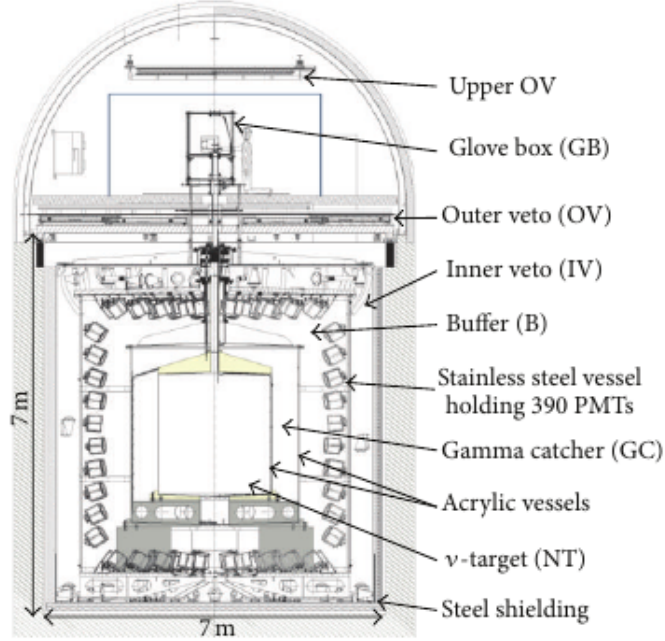


Figura 1.16: Figura esquemática do detector de Double Chooz.

foram calculados os $\Delta\chi^2$, a diferença entre o valor escolhido pela simulação e o parâmetro de melhor ajuste (Equação 1.3.24). Com esta análise obtiveram as regiões de aceite para 68% (90 %) de nível de confiança

$$0,068(0,044) < \sin^2 2\theta_{13} < 0,15(0,17). \quad (1.3.25)$$

RENO

O experimento RENO¹¹ obteve uma medida definitiva para o parâmetro $\sin^2 2\theta_{13}$, excluindo com $4,9\sigma$ a hipótese de não oscilação.

O experimento detecta antineutrinos produzidos em seis reatores, com uma potência térmica total de $16,5 \text{ GW}_{th}$, localizados na usina nuclear de Yonggwang na Coreia do Sul. Com dois detectores idênticos, foi escolhido um arranjo simétrico entre eles para minimizar a complexidade da tomada de dados (Figura 1.17).

O detector (Figura 1.18) consiste de um detector central principal e um veto externo. O detector central é formado de dois tanques cilíndricos de aço inoxidável que abriga dois recipientes cilíndricos concêntricos de acrílico.

O recipiente mais interno (alvo central) é preenchido com aproximadamente $18,6 \text{ m}^3$ de cintilador líquido dopado com 0,1% de gadolínio o qual é circundado por uma camada de 60 cm de cintilador líquido sem gadolínio, útil para captura de γ s produzidos no alvo central que ainda

¹¹Do inglês **R**eactor **E**xperiment for **N**eutrino **O**scillation

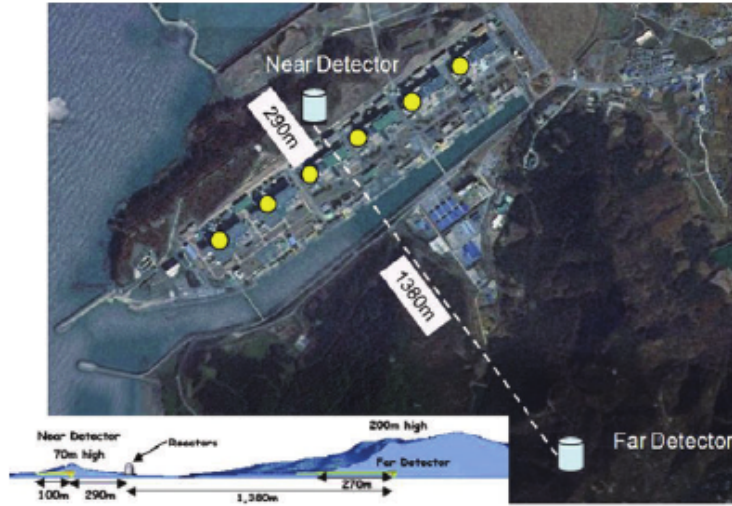


Figura 1.17: Vista área do arranjo entre os detectores do experimento RENO.

não foram detectados, aumentando assim a eficiência de detecção. Por fim, um terceiro cilindro (buffer) envolve o sistema anterior formando uma camada de 70 cm preenchida com óleo mineral oferecendo blindagem contra ruídos externos. Adicionalmente, 354 PMTs são montadas no interior do buffer.

Como dito anteriormente, RENO eliminou de forma definitiva qualquer hipótese de θ_{13} nulo com $4,9\sigma$ de confiança, obtendo[43]

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,113 \pm 0,013(\text{estat.}) \pm 0,019(\text{sistem.}). \quad (1.3.26)$$

Daya Bay

O complexo nuclear de Daya Bay está localizado na costa sul da China, a 55 km de Hong Kong. Ele é composto por seis reatores nucleares dispostos em três pares (Figura 1.19)¹². Cada um dos reatores possui uma potência térmica de 2,9 GW_{th} . Os detectores de Daya Bay estão dispostos em 3 grandes salões subterrâneos denominados Halls experimentais, os quais são conectados por túneis. Os detectores estão separados da seguinte forma: dois detectores nos halls 1 e 2¹³, e 4 detectores no terceiro hall¹⁴.

Cada detector (Figura 1.20) é composto por três tanques cilíndricos concêntricos, seguindo o mesmo padrão que os experimentos supracitados: O primeiro tanque é preenchido com cintilador líquido dopado com 0,1% de gadolínio (20 ton), o segundo somente com cintilador líquido para captura de radiação γ produzida no alvo central (21 ton) e o volume mais externo (buffer) preenchido com óleo mineral (37 ton) para blindagem contra possíveis ruídos externos. No buffer são

¹²NPP → Nuclear Power Plant. São as regiões onde se encontram os reatores de Daya Bay.

¹³No momento o EH2 só possui um único detector instalado

¹⁴No momento possui 3 detectores operando.

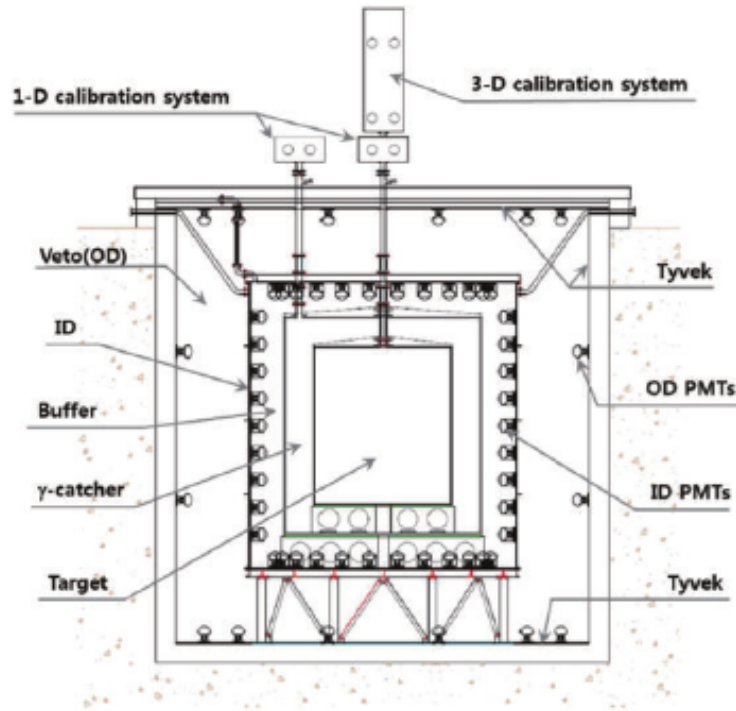


Figura 1.18: Esquema do detector do experimento RENO.

instaladas 192 PMTs.

Os resultados de Daya Bay aumentam o nível de rejeição de θ_{13} nulo, passando agora para $7,7\sigma$ de nível de confiança. Adicionalmente, obteve um valor de $\sin^2 2\theta_{13}$ mais preciso[44]

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,089 \pm 0,010(\text{estat.}) \pm 0,005(\text{sistem.}). \quad (1.3.27)$$

com $\chi^2/\text{NDF} = 3,4/4$. A figura 1.21 mostra o número de eventos registrados por cada detector, relativos ao valor esperado.

Além dos métodos dicutidos aqui nesta dissertação, existem ainda tantos outros que ficaram de fora como, por exemplo, o método radioquímico, utilizado no experimento de Homestake[45], pioneiro na detecção de neutrinos solares e que detectou o déficit no fluxo de neutrinos, abrindo as portas para o mecanismo de oscilação de neutrinos e toda essa nova física sendo estudada hoje.

1.4 Motivações para o estudo dos neutrinos

Neutrinos são partículas de massa muito pequena e carga elétrica nula o que implica que ela interage muito fracamente com outras partículas e campos, significando que eles são capazes de sondar estruturas que outros tipos de radiação, como γ s não podem penetrar.

A utilização de neutrinos para o estudo do núcleo solar, por exemplo, trouxe um entendimento

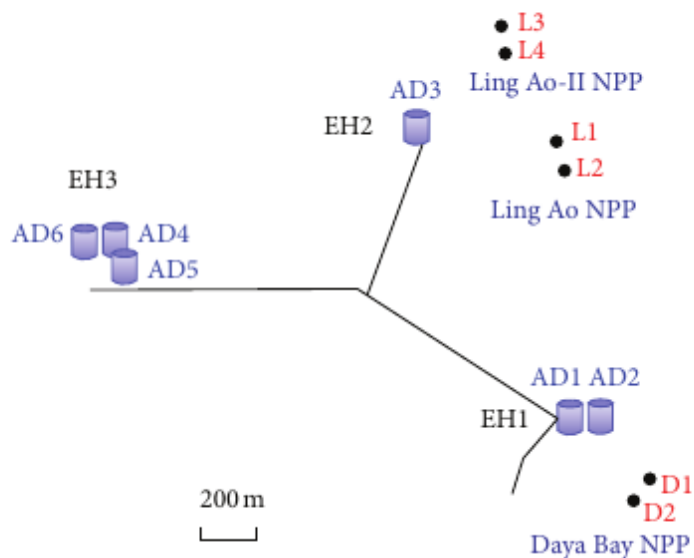


Figura 1.19: Layout do experimento Daya Bay. Os pontos representam os reatores nucleares denominados D1, D2, L1-4. Os detectores de antineutrinos (AD), AD1-6, estão instalados em 3 Halls Experimentais (EH).

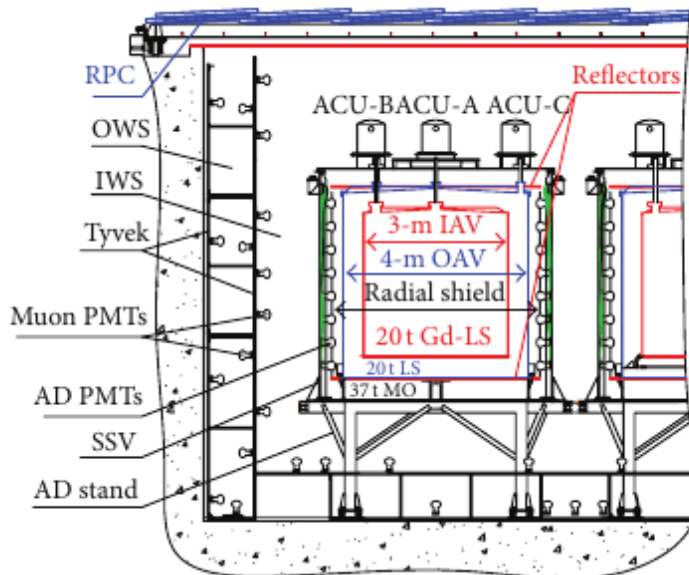


Figura 1.20: Diagrama esquemático do detector de Daya Bay

melhor sobre os processos internos do Sol, uma vez que neutrinos conseguem atravessar toda a matéria que envolve o sol a uma velocidade próxima a da luz, oferecendo uma imagem mais atual

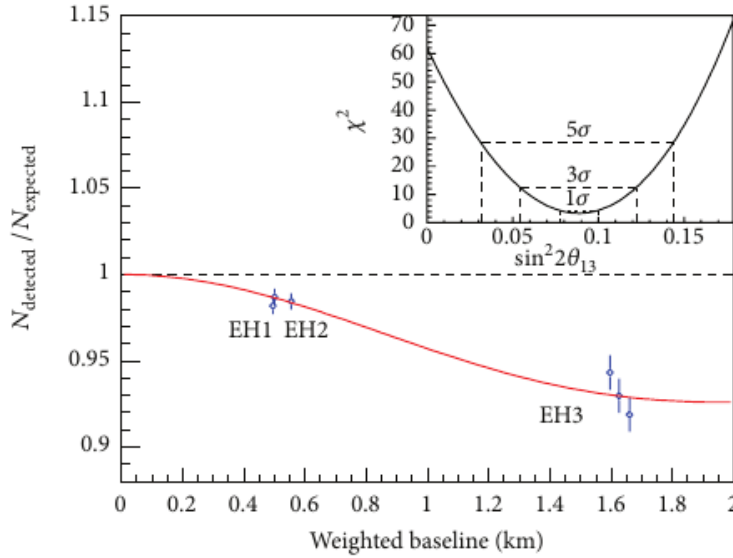


Figura 1.21: Razão entre o sinal medido e o esperado, assumindo nenhuma oscilação (linha tracejada). As barras de erros representam as incertezas não correlacionadas de cada detector. O sinal esperado é calculado a partir do parâmetro de normalização ótimo (best-fit). A probabilidade de oscilação no best-fit é representado pela curva vermelha. Os pontos representando os detectores 4 e 6 foram deslocados em 30 m cada um para uma melhor visualização. Inserido na figura está o comportamento do χ^2 em função do $\sin^2 2\theta_{13}$. Resultado retirado da referência [5].

sobre a atividade solar. É necessário enfatizar que foi este que trouxe a primeira evidência da propriedade de oscilação de neutrinos.

Atualmente, resultados recentes sugerem que a continuidade no estudo de neutrinos solares é interessante e potencialmente uma importante ferramenta para sondar efeitos de oscilação subdominantes, como a violação CPT que poderia ter efeito na probabilidade de sobrevivência de neutrinos solares menos energéticos.

A atualização do experimento SNO, o experimento SNO+[46], por exemplo, é um dos candidatos para o estudo de neutrinos solares, principalmente das reações *pep* (Figura 1.3a) realizando medidas mais precisas da probabilidade de sobrevivência e testar modelos não padrões.

O experimento utilizará a mesma estrutura que o seu predecessor, porém agora a água pesada que se encontrava no alvo central irá ser substituída por cintilador líquido. Com efeito a luminescência do detector aumenta por um fator de ~ 50 , permitindo ao SNO+ a detecção de neutrinos menos energéticos. Anteriormente, o alvo central necessitava ser sustentado para que não afundasse, afinal água pesada (D_2O) é mais densa que a água pura. Contudo, o cintilador líquido é mais leve e, portanto, medidas tiveram que ser tomadas para que o alvo central não flutuasse. Para tanto, uma rede de cordas foi implementada no sistema para que mantenha o alvo central em repouso no centro do detector (Figura 1.22).

Com os demais parâmetros de oscilação bem determinados (Figura 1.23), o parâmetro δ referente à violação de CP necessita de medidas mais precisas. Esse parâmetro é de extrema importân-

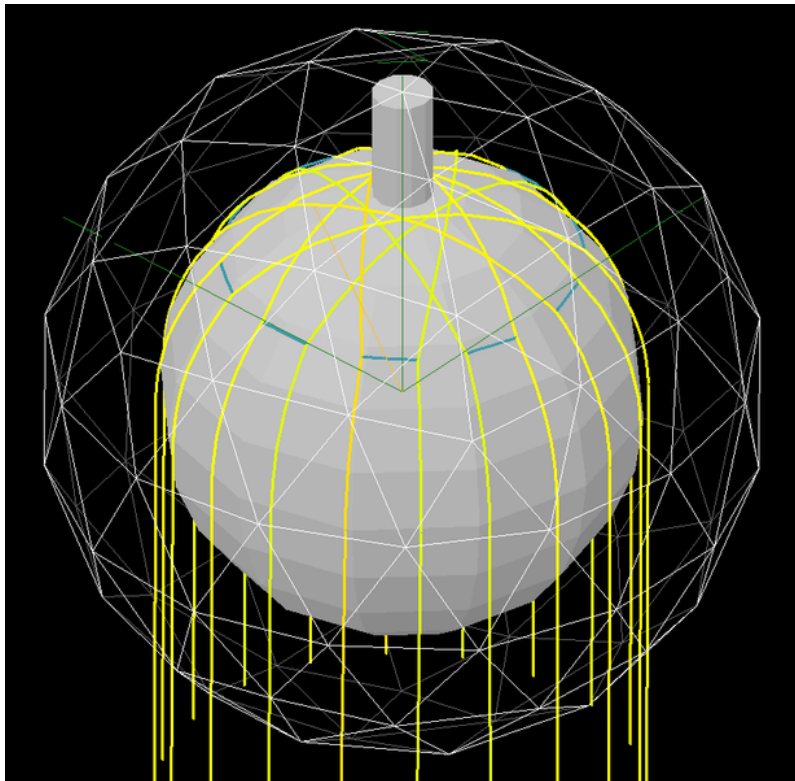


Figura 1.22: O detector SNO+.

cia pois a violação de CP é algo que o modelo padrão não prevê no setor leptônico e também é um fator que poderia explicar o porquê de existir mais matéria do que antimatéria no universo, remontando até o big bang. Adicionalmente, é necessária a determinação se a hierarquia entre os estados de massa é normal ($m_1 < m_2 < m_3$) ou invertida ($m_3 < m_1 < m_2$), o que fecharia por completo a teoria de neutrinos. Experimentos como Hyper-Kamiokande[47] e LBNE¹⁵[48] são propostas de experimentos os quais seriam capazes de determinar de maneira precisa estes parâmetros.

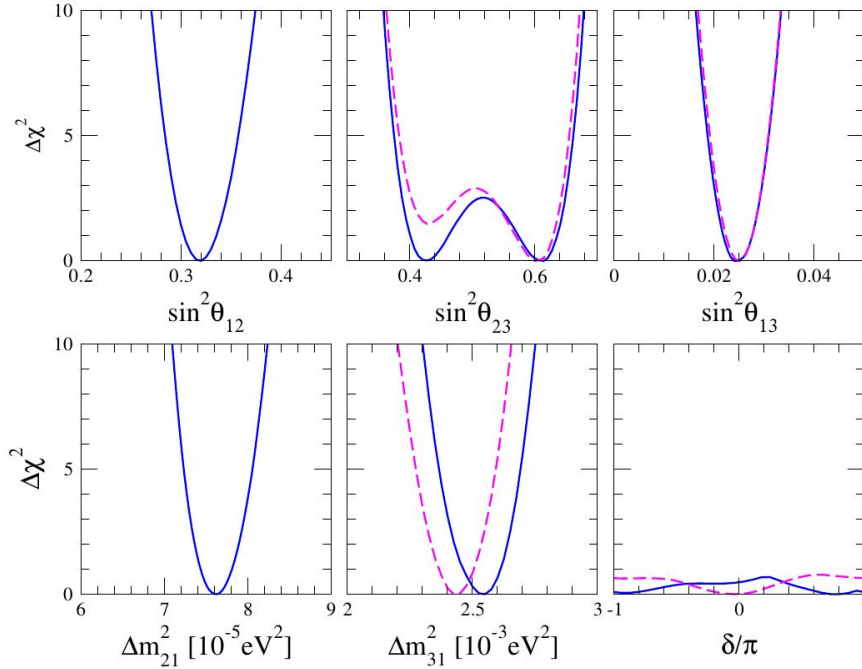


Figura 1.23: Fit global dos parâmetros de oscilação de neutrinos. Curvas azuis são para a hierarquia de massa normal. Curvas tracejadas e rosáceas são referentes a hierarquia de massa invertida. [6]

O experimento LBNE, como está sendo planejado atualmente, compreende uma nova linha de luz de 700 kW cujo espectro é otimizado para o estudo pretendido; um detector próximo para caracterizar o feixe de neutrinos sem terem oscilado e um grande detector instalado na mina de Homestake à 1300 km do acelerador, para realizar medidas precisas da oscilação de neutrinos.

O detector de Homestake possui dois designs possíveis: um tanque Cherenkov em água com um volume fiducial de 200 kt (Figura 1.24) ou um detector TPC¹⁶ de argônio líquido com uma massa fiducial de 34 kton(Figura 1.25).

O design do detector de água consiste em uma grade cavidade cilíndrica subterrânea à aproximadamente 1478.3m. Esta será então revestida por uma camada fina de liner e preenchida com 266 kton de água ultra pura. Tubos fotomultiplicadores irão envolver um volume fiducial de 200 kton na base, topo e por todo o perímetro do cilindro.

¹⁵Long-Baseline Neutrino Experiment

¹⁶Time Project Chamber

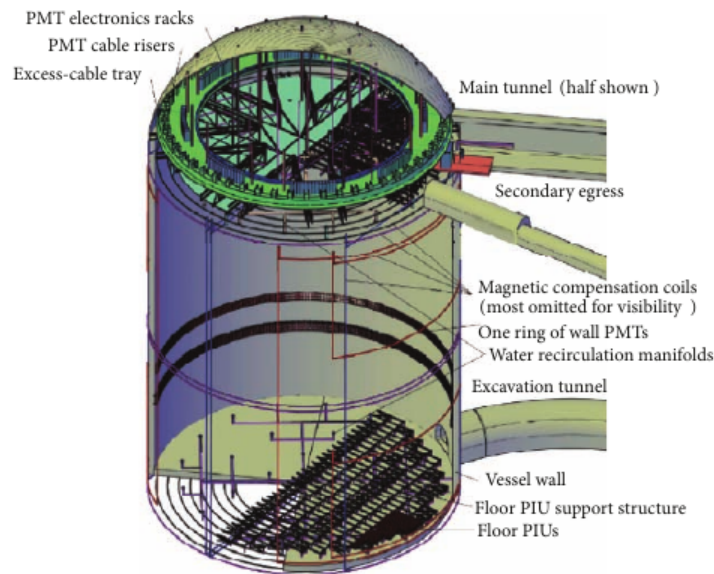
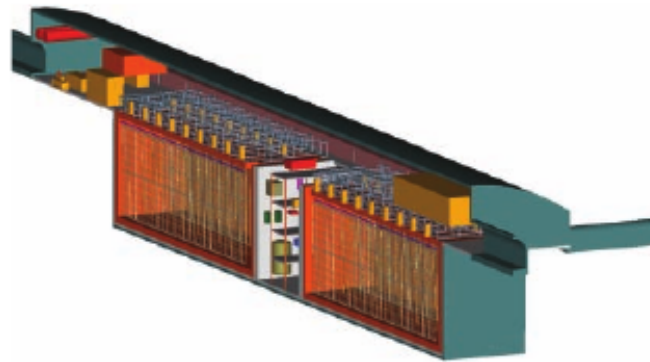


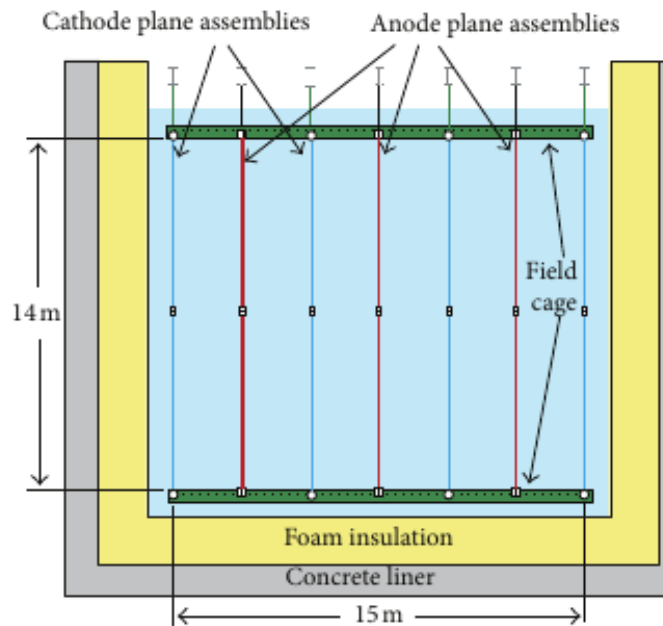
Figura 1.24: Design esquemático para o tanque Čerenkov do LBNE.

O design do detector TPC será constituído por dois criostatos massivos orientados seguidamente na direção do feixe. Os dois volumes serão preenchidos com argônio líquido totalizando em 40 kton. Um campo elétrico será criado no interior do detector entre os cátodos e os ânodos. Desta forma partículas carregadas eletricamente ionizam o material liberando elétrons, os quais então serão coletados produzindo sinal. Maiores detalhes sobre os detectores do LBNE poderão ser encontrados na referência [49].

Um outro ponto de estudo de neutrinos é a utilização dos mesmos como um meio de comunicação. Em 2012 um grupo de cientistas do Fermilab conseguiram transmitir uma mensagem utilizando um feixe coerente de neutrinos atravessando 237.74m de rocha[50]. Pesquisas futuras podem encontrar uma forma de transmitir mensagens binárias utilizando neutrinos para distâncias enormes ou mesmo através dos materiais mais densos, como núcleo terrestre.



(a)



(b)

Figura 1.25: (a) Configuração do detector no interior da mina. O TPC estará localizado no interior de um criostato de (51 x 24 x 18) m. O sistema de criogenia se encontra entre os dois criostatos. (b) Corte do criostato. Os planos do cátodo e do ânodo são pendurados a partir do teto do criostato. A eletrônica para leitura de sinais estará localizada no plano do ânodo.

Capítulo 2

Múons

Múons são a maior fonte de background em experimentos de neutrinos, não só pela sua interação direta no interior do detector, mas também porque produtos da sua interação com o ambiente externo ou com o próprio material do detector podem gerar sinais com as mesmas características temporais e espaciais que eventos de neutrinos. Com efeito, o estudo dos múons cósmicos é de extrema importância.

2.1 Raios Cósmicos, Chuveiros Atmosféricos e a Produção de Múons

Raios Cósmicos são definidos como núcleos que variam desde simples prótons até massivos núcleos de ferro. São produzidos no interior de objetos astrofísicos como o Sol, supernovas, centros ativos de galáxias, quasares, entre outros. A sua energia varia de centenas de milhares de milhares de eV a regiões energéticas muito maiores, como a região ultra-alta. A figura 2.1 representa uma compilação de resultados experimentais do fluxo de raios cósmicos em relação a sua energia. Nota-se que o mesmo segue uma distribuição espectral negativa

$$\frac{dN}{dE} \propto E^\alpha; \alpha < 0 \quad (2.1.1)$$

onde $\frac{dN}{dE}$ representa o fluxo, E a energia e α o índice espectral. Este último destaca-se pois gera algumas regiões de interesse.

Na região entre 10^{15} a 10^{16} eV o índice espectral muda de -2,7 para -3,1 caracterizando uma abrupta mudança no fluxo denominada como “joelho”, retornando ao valor original na região de 10^{18} a 10^{19} eV caracterizando o “tornozelo” do fluxo de raios cósmicos (Figura 2.2).

Estas regiões ainda não estão bem explicadas, contudo existem modelos que tentam caracterizar o fenômeno. No caso da região do joelho existem modelos que pressupõe desde uma mudança no regime de difusão dos raios cósmicos no campo magnético galáctico até inferir que o fenômeno é uma característica intrínseca do mecanismo de aceleração dessas partículas[51, 52]. Já para o tornozelo, existem teorias que defendem, nesta região de energia, uma composição de raios cósmicos majoritariamente protônica. Com efeito, o tornozelo seria a região de transição entre as regiões

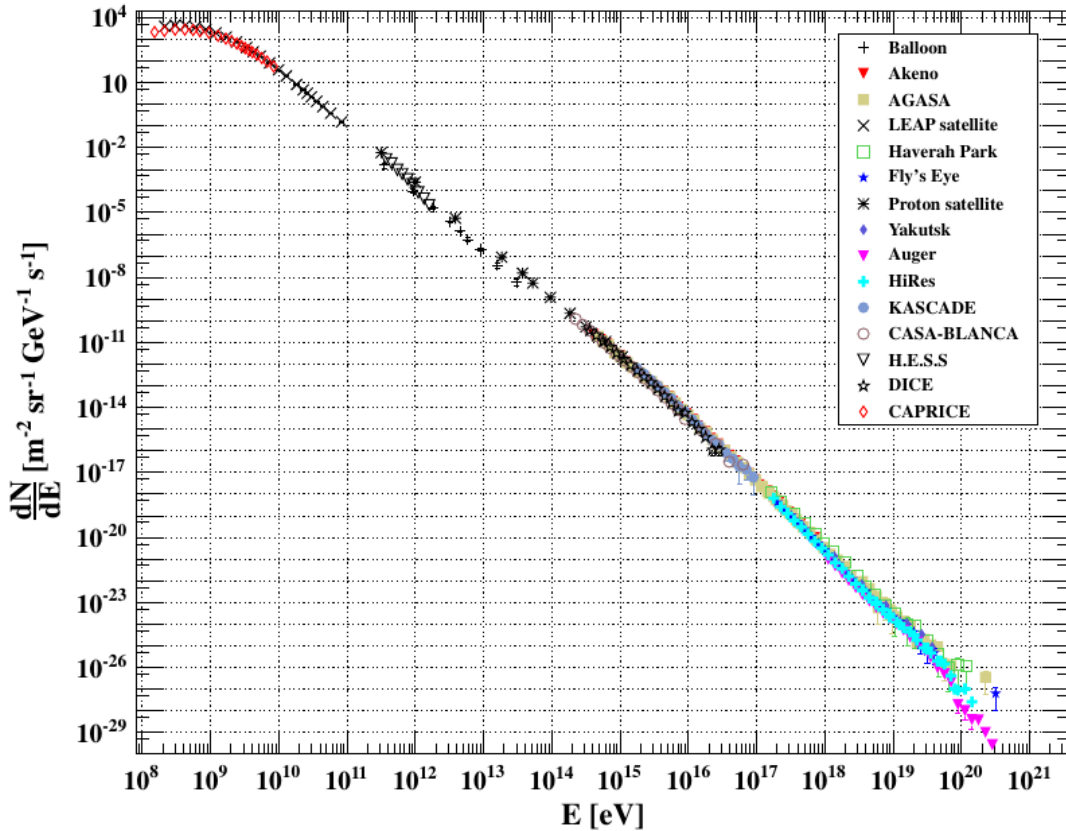


Figura 2.1: Fluxo de raios cósmicos em função da energia. Retirado da referência [7] e referências aí contidas.

galácticas e extragalácticas [53]. Existem modelos similares que defendem um mesmo mecanismo porém com uma predomínio de núcleos de ferro nesta faixa de energia.

A radiação cósmica permeia todo o universo conhecido, servindo então como excelente ponta de prova para o estudo de astrofísica, o que é possível pois estas partículas extra-terrestres ao incidirem sobre a atmosfera terrestre produzem o fenômeno denominado chuva atmosférica.

O chuva atmosférica nada mais é do que a interação da partícula primária (raio cósmico) com os núcleos da atmosfera, iniciando-se uma reação em cadeia produzindo partículas secundárias, terciárias e assim por diante. Pode então ser dividido nas seguintes categorias (Figura 2.3):

- Componente Eletromagnética: Compreende os elétrons e fótons.
- Componente Hadrônica: Compreende os bárions e mésons, principalmente píons.
- Componente Neutrínica: Compreende os neutrinos atmosféricos.
- Componente Muônica: Compreende os múons.

Esta última é de especial interesse pois é um dos principais meios de detecção de raios cósmicos.

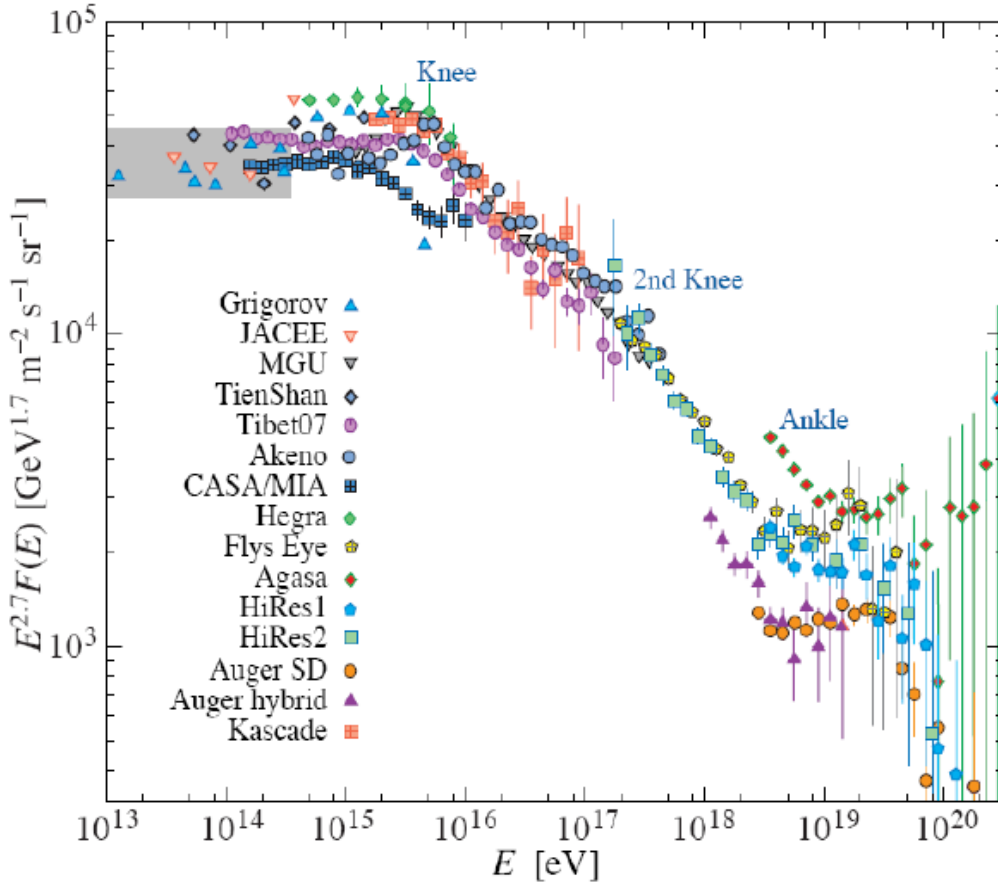


Figura 2.2: Fluxo ponderado de raios c3smicos em funao da energia. Detalhe para as regi3es de mudana de ndice espectral. Retirado da referência [8].

Mu3es s3o l3ptons de spin-1/2, carregados el3tricamente, possuindo uma massa de $\sim 105,7$ MeV/ c^2 e vida m3dia de $2,19 \mu s$ [54], interagindo atrav3s de todas as intera3es fundamentais exceto a fora forte.

Devido a sua grande massa e comportamento relativ3stico, um grande percentual dos mu3es chega  superf3cie da Terra. Os principais canais de produao de mu3es s3o a partir do decaimento de p3ons e k3ons carregados provenientes da componente hadr3nica do chuveiro (Figura 2.4) atrav3s dos processos descritos na equaao 2.1.2. Nota-se que a carga el3trica do mu3on está intimamente ligada a carga do respectivo hádron por conservaao.

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu, \quad (2.1.2a)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu. \quad (2.1.2b)$$

Em casos mais energ3ticos temos a contribuiao de mu3es a partir de part3culas charmosas[55].

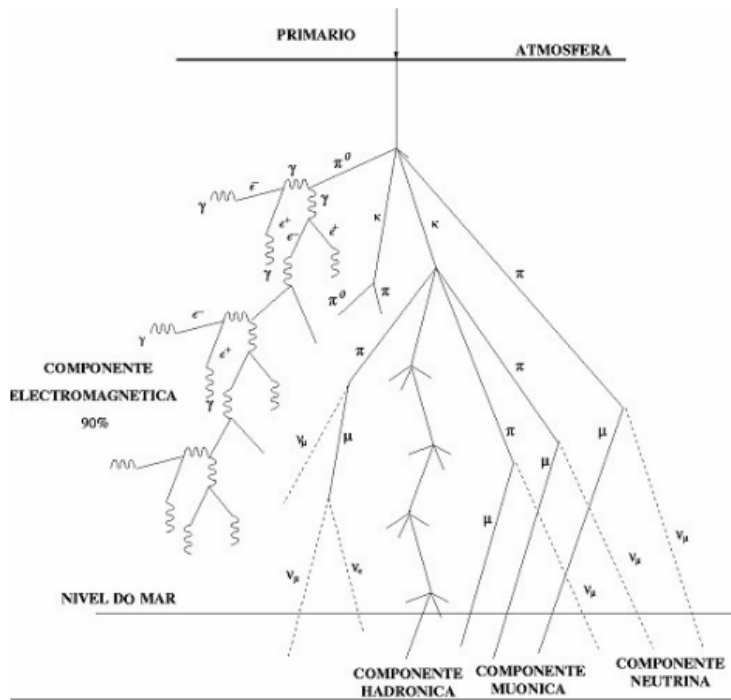


Figura 2.3: Representação de um chuva atmosférico.

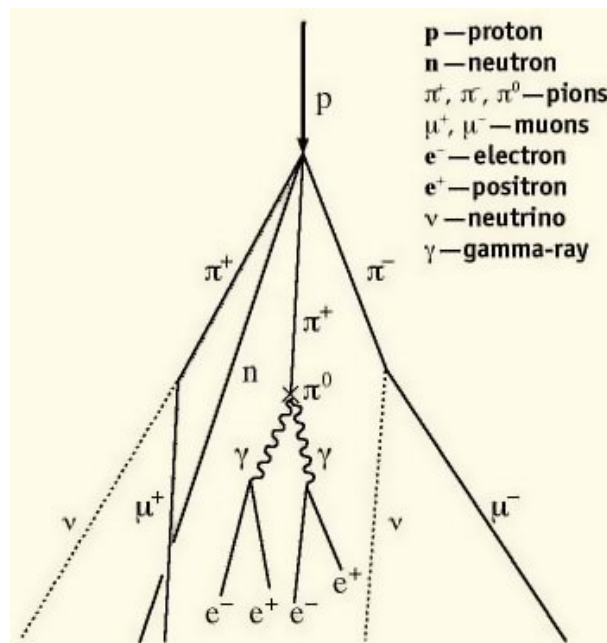


Figura 2.4: Produção de múons em um chuva atmosférico.

2.2 O Espectro de Energia, A Dependência Zenital e a Intensidade dos Múons

O decaimento de píons e káons está em constante competição com processos de interação com os núcleos constituintes da atmosfera¹. O processo a ser favorecido depende da energia do méson em questão e a densidade atmosférica a um certo ângulo zenital e certa altitude.

Seja E_μ a energia do múon e $\epsilon_{\pi,K}$ a energia crítica² do méson ($\epsilon_\pi = 115$ GeV e $\epsilon_K = 850$ GeV) além das quais a interação do méson não pode ser ignorada, podemos então dividir o espectro de energia do múon em três intervalos:

- $E_\mu \gg \epsilon_{\pi,K}$

Neste intervalo de energia, o espectro do méson tem uma dependência análoga a dos raios cósmicos (Equação 2.1.1)

$$\frac{dN}{dE} = E_\mu^{\alpha-1} \quad (2.2.1)$$

onde o E_μ^{-1} aparece devido a taxa de decaimento do méson e $\frac{dN}{dE}$ o fluxo do múon.

- $\epsilon_\mu < E_\mu < E_{\pi,K}$, $\epsilon_\mu < 1$ GeV

Neste intervalo, o processo de decaimento se sobrepõe a interação dos mésons. Neste caso o fluxo de múons segue uma lei de potência com o mesmo índice espectral que o raio cósmico primário.

- $E_\mu < \epsilon_\mu$

Neste intervalo o decaimento do múon não pode ser ignorado. A perda de energia na atmosfera é considerável e é inversamente proporcional ao decréscimo energético, tornando a propagação desses múons um processo complexo.

A intensidade do fluxo de múons além de sensível a energia, adicionalmente são sensíveis ao ângulo zenital. O motivo é trivial: A densidade atmosférica é diretamente proporcional ao ângulo zenital, ou seja quanto maior o ângulo mais densa é a atmosfera. Por conseguinte, quanto mais denso for o meio, maior é a perda por ionização da partícula levando a um aumento na média de colisões nucleares.[56] Isso se traduz na figura 2.5, onde para ângulos grandes múons menos energéticos decaem antes de alcançarem a superfície. Em contrapartida, píons de alta energia decaem antes de interagirem, resultando em um aumento da energia média dos múons, contabilizada em 4 GeV. Nesta faixa de energia, efeitos geomagnéticos são relevantes, influenciando medidas de intensidade em função da altitude, latitude geomagnética e atividade solar [57, 58].

Para múons, temos que a sua intensidade em relação a um certo ângulo zenital θ é expressa por

$$I(\theta) = I_v \cos^n \theta, \quad (2.2.2)$$

¹A esses processos denominamos de absorção atmosférica.

²Energia a qual a interação nuclear domina sobre o decaimento.

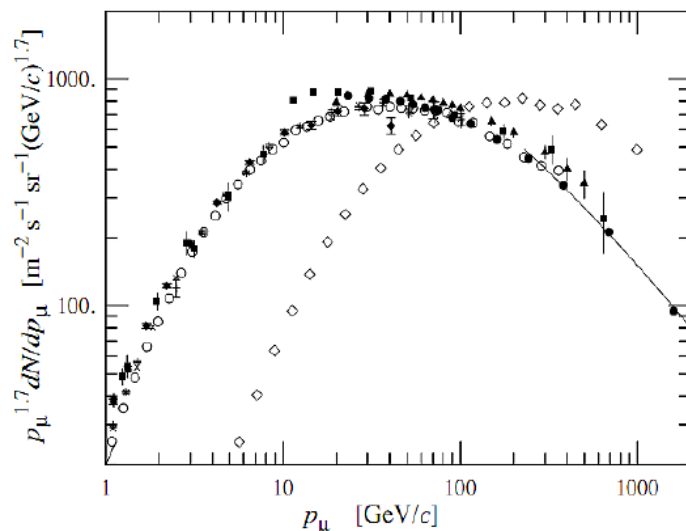


Figura 2.5: Fluxo diferencial de múons verticais dependente da energia. Para $\theta = 0^\circ$ ($\blacklozenge, \times, +, [9], \blacktriangle, \blacksquare, \blacktriangledown, \circ, [13], \bullet, [14]$) e $\theta = 75^\circ$ ($\diamond, [15]$).

onde I_v é a intensidade vertical ($I(\theta = 0^\circ)$) de múons e n ($n = 2$) o índice espectral da distribuição angular.

Por fim, múons estão intimamente ligados a raios cósmicos e devido a sua grande abundância são as partículas de escolha para o estudo desta radiação extraterrestre. Experimentos como Pierre Auger[59], AGASA[60] e Telescope Array[61] utilizam-se da detecção de múons para a reconstrução de eventos gerados por raios cósmicos ultra-energéticos, estudando a sua composição e direção.

2.3 O Múon como Fonte de Ruído

Experimentos que medem raros processos, como no caso de detectores de neutrinos (Seção 1.3), necessitam reduzir ao máximo possíveis ruídos, como raios cósmicos e seus subprodutos, que possam prejudicar as suas medidas. Para tanto, esses experimentos são construídos no subterrâneo. Contudo, o múon, pelo seu comportamento relativístico e grande massa, possui um alto poder de penetração (Tabela 2.1), sendo um dos principais responsáveis por produção de ruído. Na figura 2.6, verificamos a dependência do fluxo total de múons em relação a profundidade.

Os múons podem interagir de forma direta no detector, com o meio externo ou mesmo com o material do detector, produzindo partículas secundárias. Entre estas partículas, os nêutrons rápidos e os isótopos cosmogênicos se destacam.

Nêutrons rápidos produzidos na interação do múon, podem ser divididos em duas categorias: Aqueles que são produzidos durante a passagem do múon pelo detector e aqueles que são produzidos na interação do múon com o meio externo e depois adentram o detector. O primeiro caso é fácil de lidar, basta utilizar um veto que envolva o alvo central e que seja suficientemente eficiente para detectar a passagem do múon primário e correlacioná-lo com o nêutron. Já no segundo caso, existe uma dificuldade muito grande em correlacioná-los ao múon primário, devido ao seu espectro de

Tabela 2.1: Profundidade, fluxo de múons, energia média dos múons e taxa de captura de nêutrons secundários à diferentes profundidades. Retirado da referência [18] e referências nela contidas.

	Profundidade (m.w.e.)	Φ_μ ($\mu/\text{m}^2\text{h}$)	$\langle E_\mu \rangle$ (GeV)	$p(n, \gamma)d$ (eventos/kton dia)
Nível do Mar	0	$6,0 \times 10^5$	4	$7,2 \times 10^6$
500 m.w.e.	500	610	100	$8,0 \times 10^4$
Kamioka	2700	9,6	285	3000
Gran Sasso	3800	1,2	320	400
SNOLab	6000	0,012	350	4,3

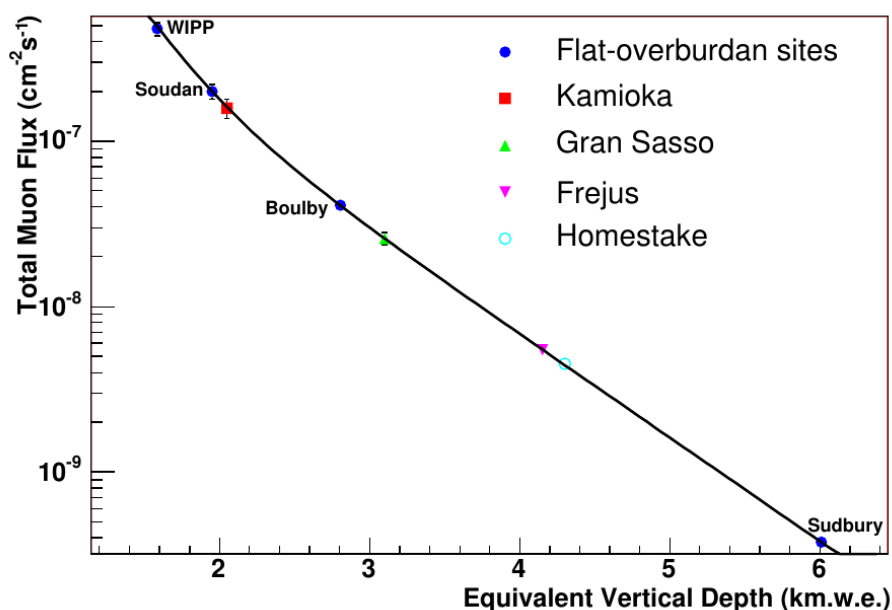


Figura 2.6: Fluxo total de múons medido em vários sítios subterrâneos em função da profundidade equivalente relativa a uma cobertura plana de rocha. Maiores detalhes na referência [16]

energia muito largo e longo alcance de propagação[16].

Já a produção de isótopos cosmogênicos, depende fortemente do material do alvo central do detector. No caso de detectores com água, como o que será utilizado no experimento de Angra, múons podem causar a fragmentação do oxigênio ou mesmo produzir píons que irão interagir com o oxigênio, produzindo núcleos radioativos. Já nêutrons secundários podem interagir com o oxigênio por espalação. Na tabela 2.2 encontram-se os radionuclídeos cosmogênicos. Os cinco primeiros são produzidos principalmente pela interação com nêutrons secundários. O ^{16}N é produzido pela captura de um múon pouco energético pelo núcleo de ^{16}O . Os tempos de meia-vida ($t_{1/2}$) destes núcleos são pequenos o suficiente para que o seu efeito possa ser rejeitado pela coincidência espacial e temporal com os traços de múons. Outros núcleos que possuem um maior $t_{1/2}$ como ^{15}O ($t_{1/2} = 122,1\text{s}$) e ^{13}N ($t_{1/2} = 9,96\text{min}$) liberam pouca energia ($\sim 10^{-1}\text{MeV}$) não contribuindo de forma

Tabela 2.2: Nuclídeos cosmogênicos produzidos a partir do núcleo de ^{16}O .

Núcleo	$t_{1/2}$ (ms)
^{12}B	20,40
^{12}N	11,00
^8B	0,77
^8Li	0,84
^{11}Be	$1,38 \times 10^3$
^{16}N	$7,13 \times 10^3$

significativa na produção de ruído no detector.

2.4 Sistemas de Veto de Múons

Como vimos anteriormente, múons são grandes contribuintes para a geração de ruído em detectores de neutrinos. Em contrapartida, dentre tantas outras partículas indesejadas, eles são os mais fáceis de se detectar.

Os sistemas de veto compreendem detectores que circundam o detector central e têm como principal função contabilizar a passagem de partículas que possam mimetizar um sinal produzido pela interação da partícula de estudo. No caso dos múons, materiais com alta ionização pela passagem do múon são os detectores ideais pra constituir um veto eficiente. Cintiladores, detectores Cherenkov em água, câmaras de ionização são alguns exemplos de detectores que podem ser usados como veto de múons. Normalmente um sistema de veto é composto por um conjunto de detectores que podem ser tanto do mesmo tipo ou diferentes.

A seguir, como exemplo de funcionamento de um sistema de veto, descreveremos o sistema do experimento Daya Bay.

Daya Bay - Revisitado

A detecção de múons de Daya Bay consiste de um tracker RPC³ e uma blindagem ativa de água ultra pura (Figura 2.7).

A blindagem de água pode ser então dividida em dois sistemas, a blindagem interna e a externa. Estas blindagens nada mais são do que detectores Cherenkov em água, sendo observadas por 121 (160) PMTs para o detector interno e 167 (224) PMTs para os halls experimentais mais próximos (afastados) do complexo nuclear.

Cada piscina é então coberta por uma série de módulos RPC. Os módulos possuem 2×2 m e são sobrepostos uns aos outros para minimizar áreas mortas. O conjunto de módulos então é montado sobre trilhos retráteis para fácil remoção quando for necessário acesso ao tanque de água. Cada módulo possui 4 RPCs com fitas de leitura em zigue-zague associadas a cada placa do RPC.

³**R**esistive **P**late **C**hambers. São placas metálicas paralelas com um gás inerte entre elas. Quando a partícula carregada atravessa o detector, ioniza o gás e os elétrons então são coletados devido a uma diferença de tensão é aplica sobre as placas.

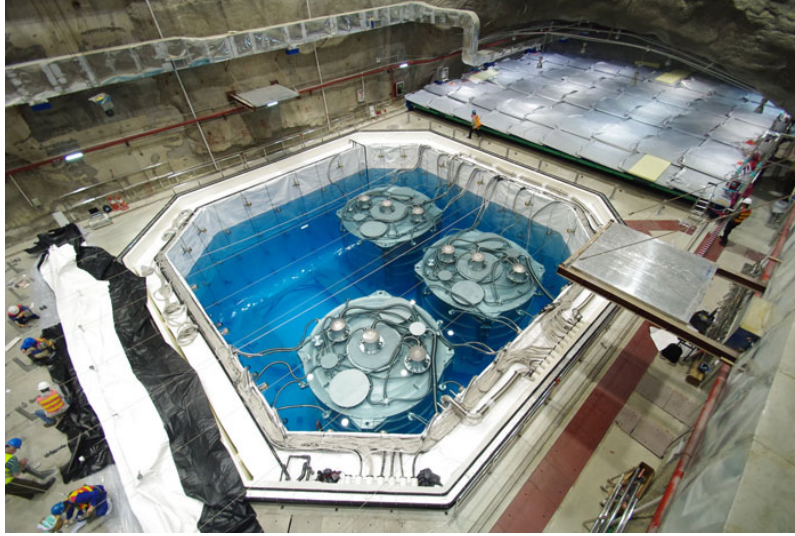


Figura 2.7: Sistema de veto do experimento de Daya Bay. Centralizado na figura, encontram-se os detectores de neutrinos envolvidos pelo detector Cherenkov. Ao fundo, nota-se as placas RPC.

O sistema de veto, por fim, impõe sobre o sistema central de aquisição critérios de trigger para a seleção de sinais que possam identificar a interação do neutrino. O critério de trigger das PMTs (NHIT) exige um sinal individual acima de 0,25 fotoelétrons (p.e.). Eventos na blindagem interna e/ou externa com $\text{NHIT} > 12$ PMTs acima do trigger mencionado são denominados candidatos a múons na blindagem de água (μ_{WS}). Qualquer sinal produzido no alvo central dentro de uma janela de tempo de $-2 \mu s$ a $200 \mu s$ em relação ao μ_{WS} são rejeitados. Esse trigger permite a remoção de quase todos os triggers supérfluos que seguem o múon assim como triggers associados a partículas criadas a partir da interação com o múon. O critério de $2 \mu s$ antes da passagem do múon é somente para evitar problemas de sincronia entre diferentes detectores. Eventos produzidos dentro de uma janela de $\pm 2 \mu s$ em relação a μ_{WS} com uma energia maior que 20 MeV ou 2,5 GeV são classificadas como AD múons (μ_{AD}) e múons de chuva (μ_{sh}), respectivamente. Janelas de tempos ainda maiores foram consideradas para rejeitar ainda mais ruídos cosmológicos.

Adicionalmente, o conjunto de sinal de prompt (e^+) mais atrasado (n) será vetado caso aconteça algum dos casos

$$-2 \mu s < t_d - t_{\mu_{WS}} < 600 \mu s, \quad (2.4.1a)$$

$$0 \mu s < t_d - t_{\mu_{AD}} < 1000 \mu s, \quad (2.4.1b)$$

onde t_d representa o tempo do sinal do nêutron.

Capítulo 3

Projeto Neutrinos-Angra

O projeto Angra visa a detecção de antineutrinos como uma forma de monitoramento de reatores nucleares, pois os neutrinos das reações descritas acima escapam livremente da zona de contenção do reator e através da sua taxa de contagem pode-se inferir a potência sendo liberada. Assim, uma nova técnica de monitoramento, se bem desenvolvida, poderia ser implementada às normas de verificação de segurança estabelecidas pela Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA).

3.1 Histórico

No início dos anos 2000, a comunidade científica em Física de Neutrinos concentravam os seus esforços para a obtenção do ângulo de mistura θ_{13} , último ângulo de mistura que precisava ser determinado para fechar a matriz de mistura da teoria de oscilação de neutrinos. Para tanto, propostas para a construção de um detector sensível o suficiente para a realização desta medida começaram a ser realizadas.

No Brasil, o centro nuclear de Angra dos Reis, devido à sua potência térmica de 4 *GW* do reator nuclear de Angra II, seria o candidato ideal para a instalação de um detector de antineutrinos. Além disso, o Morro do Frade, localizado à 1,5 km do centro nuclear, serviria como uma ótima blindagem natural contra raios cósmicos, além de que está a uma distância aproximada do primeiro pico de oscilação de antineutrinos o que contribuiria a um ótimo desempenho de detecção de neutrinos e obtenção de θ_{13} . [62]

Contudo, as colaborações internacionais começaram a concentrar seus esforços em outros experimentos como Double CHOOZ que já possuía experiência anterior com o experimento CHOOZ. Além da formação de outras grandes colaborações internacionais como Daya Bay e Reno.

Por fim, visando atender os interesses da AIEA, o projeto Angra modifica as suas aspirações iniciais e foca na construção de um detector capaz de monitorar o reator de Angra-II. [63]

3.2 Monitoramento de um Reator Nuclear

O monitoramento de um reator nuclear baseia-se na forte relação entre a potência térmica liberada por fissão e o fluxo de antineutrinos eletrônicos liberados efetivamente detectados (Figura

3.1).

Dado o número de fissões por isótopo (F_i) e a energia térmica liberada por fissão (E_i^f), pode-se definir a potência térmica liberada

$$W_{th} = \sum_i F_i E_i^f, \quad (3.2.1)$$

de tal forma que a fração de potência liberada seja dada portanto

$$f_i(t) = \frac{F_i E_i^f}{W_{th}}. \quad (3.2.2)$$

Com efeito, tanto a taxa de antineutrinos emitidos ($n_{\bar{\nu}_e}$) e detectados ($N_{\bar{\nu}_e}$) podem ser expressos pela fração e potência térmica total liberada

$$n_{\bar{\nu}_e} = W_{th} \sum_i \frac{f_i}{E_i^f} \int dE_{\bar{\nu}_e} \varphi_i(E_{\bar{\nu}_e}) \quad (3.2.3)$$

$$N_{\bar{\nu}_e} = \left(\frac{TN_p}{4\pi D^2} \right) W_{th} \sum_i \frac{f_i}{E_i^f} \int dE_{\bar{\nu}_e} \sigma \epsilon \varphi_i(E_{\bar{\nu}_e}) \quad (3.2.4)$$

onde T é o tempo de detecção, N_p o número de alvos do detector, D a distância entre fonte e detector, $\varphi_i(E_{\bar{\nu}_e})$ o número de antineutrinos gerados pelo i -ésimo isótopo por fissão por MeV, σ é a seção de choque e ϵ é a eficiência de detecção.

A equação 3.2.4 pode ser escrito de uma forma simplificada

$$N_{\bar{\nu}_e} = \gamma(1 + k)P_{th}, \quad (3.2.5)$$

onde γ e k são constante que dependem, respectivamente, das características do detector e da evolução temporal da composição do combustível fissil.

Adicionalmente, o fluxo de neutrinos é sensível o suficiente para notar o ciclo do combustível fissil, assim como quando o reator é desligado para possíveis trocas de material fissil (Figura 3.2). Interessante notar que mesmo o plutônio produzir a mesma potência térmica, o número de neutrinos emitidos é menor.

A potencialidade de se utilizar neutrinos como critérios de salvaguarda foi primeiramente reconhecida por Mikaelian *et al.*[64] sendo a primeira demonstração feita pelos experimentos Bugey[65] e Rovno[66]. No Brasil, o reator de Angra II possui 4 GW_{th} de potência térmica o que equivale a uma taxa de 10^{20} fissões por segundo, permitindo a utilização de um detector com 1 m^3 de área sensível a uma taxa de milhares de eventos de neutrinos por dia. Este fator torna o Projeto Angra forte candidato para trabalhar no desenvolvimento desta física de fronteira utilizando detectores de antineutrinos. Desta forma, o objetivo do Projeto ANGRA é desenvolver um método de detecção de antineutrinos para monitoramento do reator nuclear ANGRA II e possivelmente inserção deste método nos critérios de salvaguarda propostos pela AIEA.

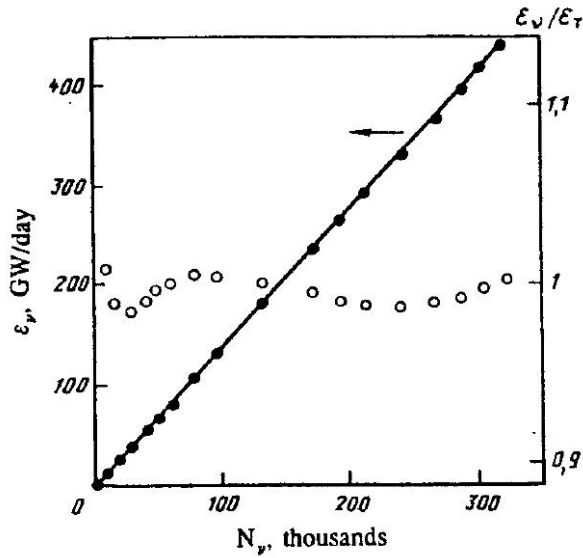


Figura 3.1: Dependência linear entre a potência térmica liberada e o número de neutrinos produzidos.

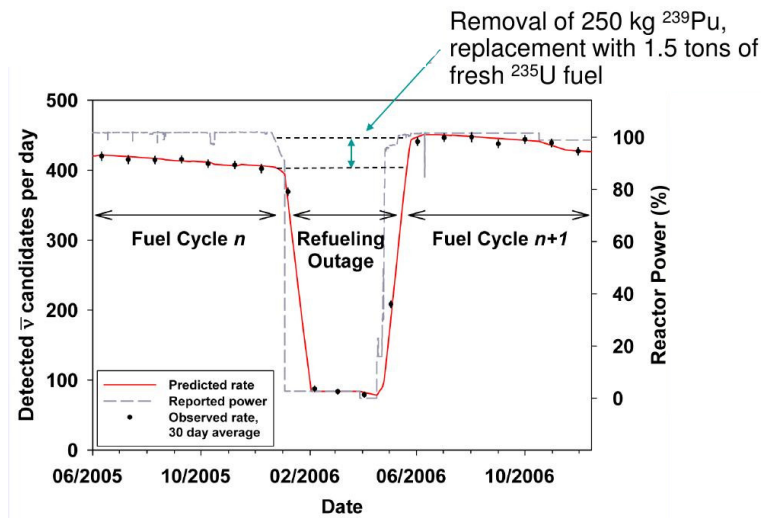
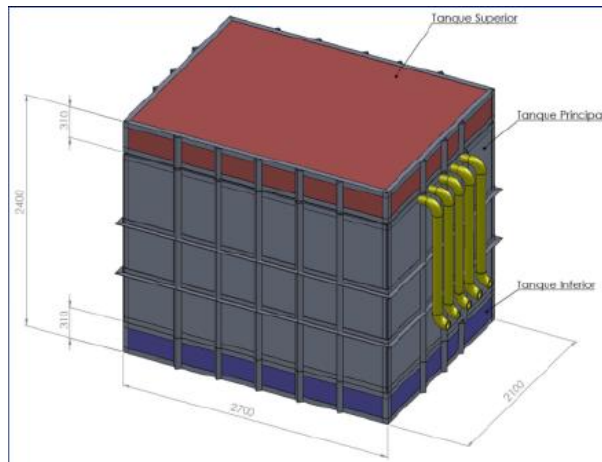


Figura 3.2: Dependência do fluxo de neutrinos com a queima de combustível físsil e desligamento do reator.

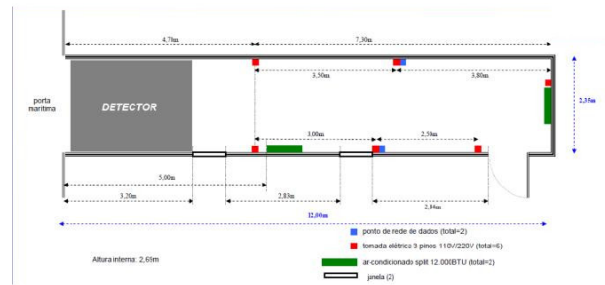
3.3 O Detector

O detector de antineutrinos, de dimensão $2,6\text{ m} \times 2,0\text{ m} \times 2,5\text{ m}$, (Figura 3.3a) será instalado em um container (Figura 3.3b) localizado ao lado do reator ANGRA II (Figura 3.4). Em sua primeira proposta, o detector central, local aonde as interações com o antineutrino ocorreriam, seria constituído de 1 tonelada de cintiador líquido. A escolha se baseava em uma favorável relação sinal/ruído, levando a uma melhor detecção e medida da energia destes antineutrinos. Contudo,

devido à potencial inflamabilidade do cintilador, seu uso foi vetado pela empresa responsável por gerir a construção e operação das usinas nucleares no país, a Eletronuclear. Além disso, para a instalação do detector foi necessário cumprir mais uma exigência: Como vimos no capítulo 2, para blindar o nosso detector de possíveis ruídos causados pela radiação cósmica seria necessário a construção de uma cavidade subterrânea para instalação. Porém, por motivos de segurança a empresa vetou essa proposta, exigindo então que a colaboração desenvolva um detector à nível de superfície e que possua uma ótima relação sinal/ruído.



(a) Esquema do detector montado.



(b) Esquema do contêiner aonde o detector será instalado.

Figura 3.3: Desenho esquemático do detector e da disposição do mesmo dentro do contêiner para a aquisição de dados.

Logo, pela proposta atual, optou-se pela utilização de tanques de água para detecção a partir de radiação Cherenkov (Seção 1.3.1). Além disso o experimento, que estará localizado a aproximadamente 25 m do núcleo do reator, possuirá além do detector central, um sistema de veto formado por três detectores.

3.3.1 O Tyvek e o Gore

Tyvek é um material feito de poliestileno, o qual possui alta resistência alta-refletividade (Figura 3.5). É amplamente usado em instrumentação de física de altas energias que usa luz como meio de detecção, aumentando a eficiência de detecção.

Analogamente, o Gore[67] é um material feito de politetrafluoretileno (PTFE) que possui também alta refletividade (Figura 3.6). Contudo, diferentemente do Tyvek, a luz é refletida de maneira difusa, o que é favorável para um experimento onde a partícula de estudo produz pouca luz na interação com o material ativo do detector.



Figura 3.4: Localização de onde o experimento será instalado (Marcado com a elipse vermelha).

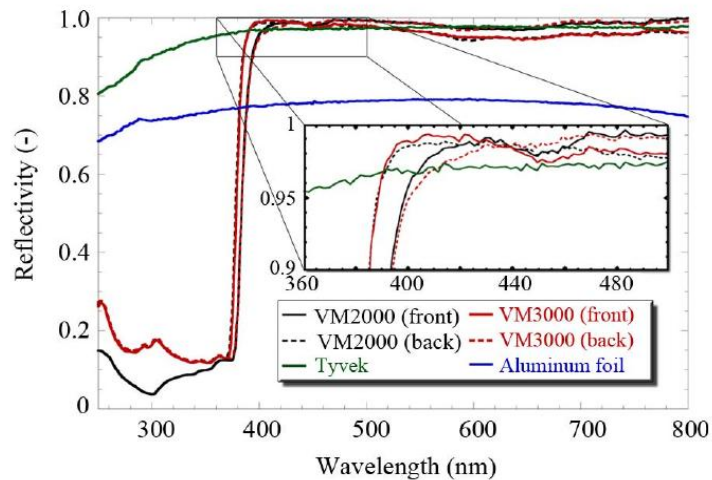


Figura 3.5: Detalhe para o espectro de refletividade do Tyvek por comprimento de onda.[17]

3.3.2 O Alvo Central

O alvo central, um tanque de dimensões de (1,421 x 1,000 x 1,046) m e espessura de 35 cm¹, será preenchido com água ultra-pura (Resistividade de 18,3 MΩ a 25° dopada com gadolínio para a posterior captura do nêutron produzido na reação beta inversa. Toda a sua parte interna é revestida com Gore para reflexão e difusão da radiação cherenkov produzida. Esta luz será então coletada por 32 fotomultiplicadoras Hamamatsu RS5912 dispostas igualmente nas faces superior e inferior do tanque. O objetivo do alvo central é a detecção de antineutrinos através do sinal

¹Espessura para vetar principalmente nêutrons externos

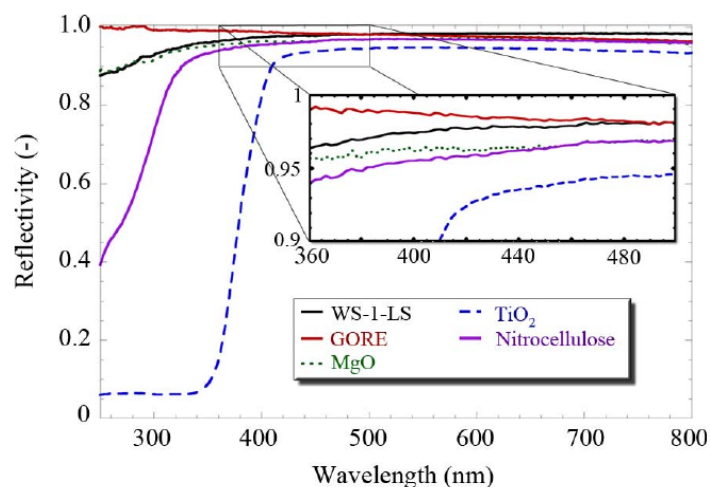


Figura 3.6: Detalhe para o espectro de refletividade do Gore por comprimento de onda.[17]

pareado do pósitron e nêutrons produzidos na interação beta-inversa (Figura 3.7).

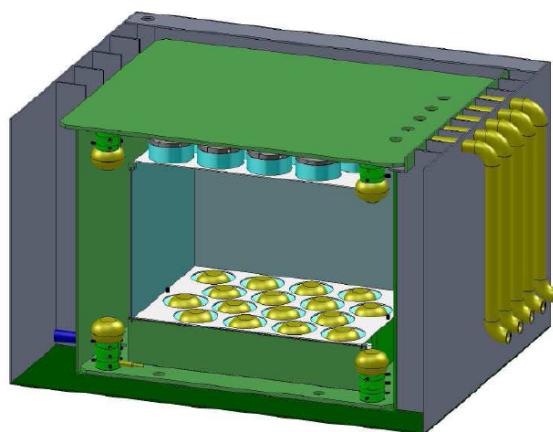


Figura 3.7: Desenho do conjunto alvo central - Veto Interno - Blindagem Passiva.

3.3.3 O Sistema de Veto

O sistema de veto é constituído por três tanques de água ultra pura aqui denominados por: Vetos Inferior e Superior e Veto Interno.

O Veto Interno

O veto interior ((2,000 x 1,570 x 1,480) m) envolve o alvo central sendo preenchido, como dito anteriormente, com água de altíssima pureza. A sua principal função é proteger o alvo central

contra ruídos causados por nêutrons provenientes da radiação cósmica, por processos de espalação ou pela radiação natural circundante.

Nesse tanque serão alocadas oito fotomultiplicadoras de mesmo modelo dispostas igualmente nos vértices da face inferior, voltadas para cima, e nos vértices da face superior, voltadas para baixo. Dessa forma esse tanque será capaz de detectar os sinais luminosos produzidos pela passagem do múon em seu volume ativo, evitando assim sinais gerados coincidentes com o alvo central. Essa medida visa evitar a produção de um falso sinal referente a interação do antineutrino pela combinação de diferentes sinais produzidos pela radiação cósmica.

Os Vetos Superior e Inferior

Os vetos inferior e superior são tanques idênticos ((2,580 x 1,990 x 0,284) m) preenchidos com água ultra-pura, monitorados por 4 fotomultiplicadoras cada um, dispostos nos vértices da tanque, sendo que todo o tanque é revestido por Tyvek, para melhor difusão da luz produzida. Assim como o veto interno a sua principal função é servir como blindagem para nêutrons externos e para monitorar a passagem do múon pelo alvo central.

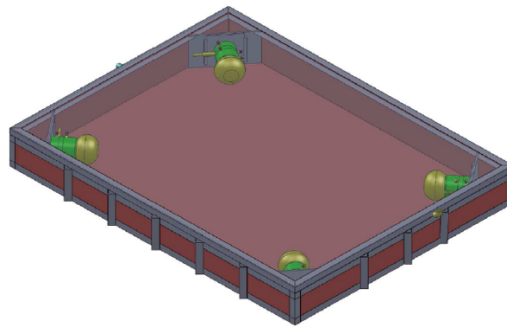


Figura 3.8: Esquema dos tanques blindagem ativa externa. Vetos Superior e Inferior.

3.4 Eletrônica

O primeiro passo na aquisição de dados no experimento de Angra é a sua eletrônica de *front-end* (Figura 3.9). A sua principal função é condicionar o sinal das fotomultiplicadoras provendo assim para o sistema de aquisição um sinal de forma unipolar pelo qual a energia do evento poderia ser estimada a partir da amplitude do pulso. O sistema proposto leva em conta as especificações do sistema de aquisição e a assinatura da passagem do antineutrino[68, 69]. A saída da *front-end* é um sinal que é proporcional à carga da PMT, o que levo o sinal de entrada passar por 4 estágios de processamento:

- No primeiro estágio o sinal de entrada (Figura 3.10a) passa por um limitador de amplitude, um filtro passa-baixo de primeira ordem passivo e um amplificador operacional. Este é definido como o primeiro estágio de ganho.

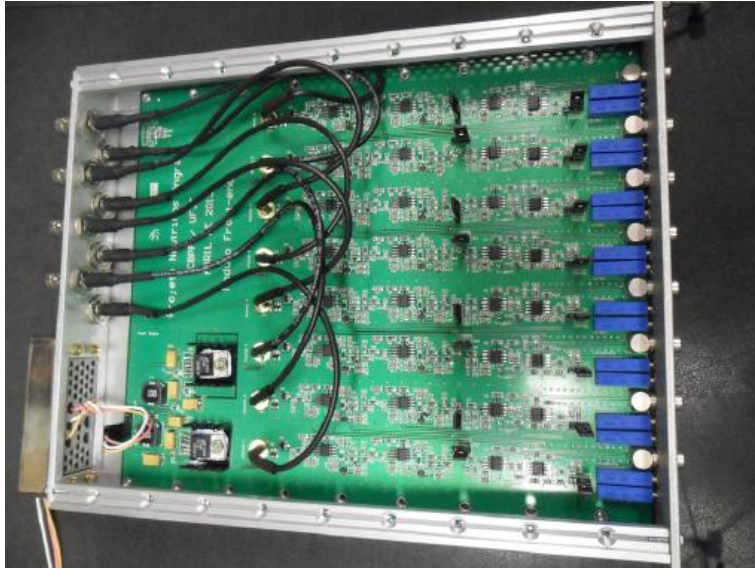


Figura 3.9: Módulo de Front-end desenvolvido na UFJF.

- Em um segundo estágio temos um segundo filtro passa-baixa passivo, visando o aumento na largura do pulso. Este tem como função tornar o pulso mais lento e que conseqüentemente reduzir a amplitude do pulso em comparação com a saída do primeiro estágio.
- O terceiro estágio é composto por um filtro passa banda ativo implementado a um amplificador operacional com baixa distorção e alta banda, alocado ao circuito em uma configuração não invertida, seguido por mais um filtro passa-baixa passivo. O objetivo nesse estágio é aumentar o tempo de subida e descida do pulso, além da sua largura, preservando assim a amplitude do pulso.
- O quarto estágio é similar ao terceiro, porém a configuração do amplificador é invertida. A principal função deste estágio é o ajuste da amplitude de sinal para o NDAQ.

No final de todo o processo, temos pulsos positivos com 27 ns de tempo de subida, 75 ns de FWHM e 84 ns de tempo de descida (Figura 3.10b).

O sistema de aquisição de dados de Angra[70] foi desenvolvido para operar em todos os estágios de processamento entre a saída do front-end até o armazenamento dos dados (Figura 3.11). A saída do front-end é enviada para duas entradas distintas do sistema de aquisição: Na primeira entrada o sinal analógico passa por um conversor analógico-digital no módulo DAQ, já na segunda o sinal analógico passa por um discriminador o qual envia um sinal digital que servirá como o sinal de *Start* para a NDAQ.

Cada módulo NDAQ (Figura 3.12) é formado por 8 canais analógicos a 125 MHz ou 4 canais de 250 MHz para digitalização do sinal, onde cada um é implementado utilizando um ADC de 12 bits capaz de tirar amostras do sinal de entrada a 125 MHz. Esta taxa de amostragem leva em conta uma representação adequada do pulso da PMT no tempo, baixa possibilidade de problemas

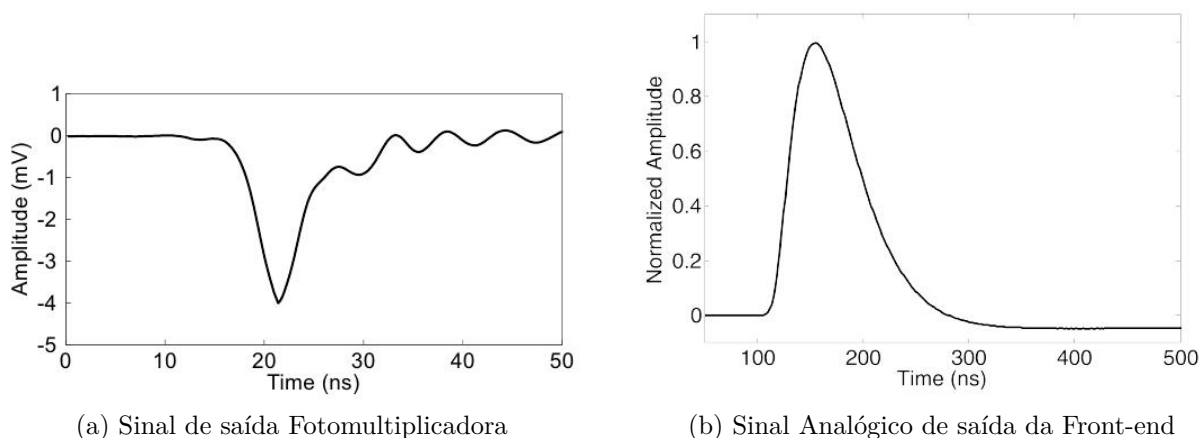


Figura 3.10: Transformação do sinal da fotomultiplicadora depois de passar pela eletrônica de front-end.

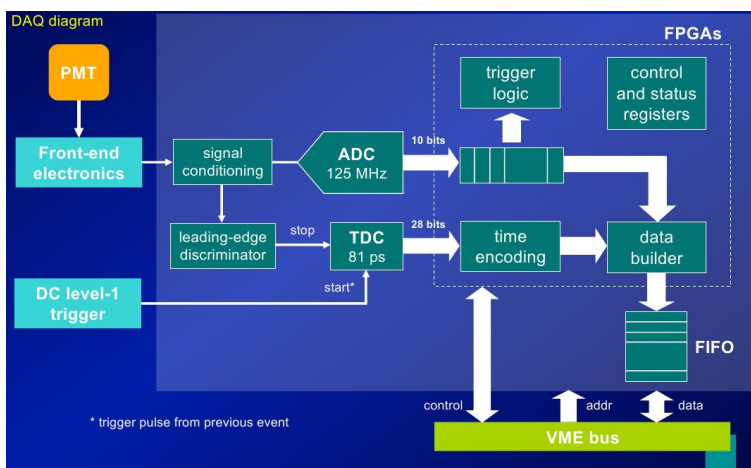


Figura 3.11: Esquemático da eletrônica que será utilizada no experimento ANGRA.

na integridade do sinal, baixo consumo de energia dos aparelhos eletrônicos e o status do CMOS². Com uma resolução de 10 *bits* e uma faixa dinâmica de 2 *V_{pp}*, o módulo possui uma resolução em voltagem de 2 *mV*.

A conversão do sinal é feito em *free-running* com os sinais sendo amostrados em instantes periódicos, equivalentes a um ciclo da frequência do ADC. A amostra digitalizada é enviada ao FPGA³ com latência de 40 *ns* (5 ciclos). Na FPGA, todos os dados são armazenados durante um período suficiente para que uma decisão de trigger possa ser tomada de tal forma que o tempo morto total é reduzido.

²Anagrama inglês que significa semicondutor metal-óxido complementar. Técnica utilizada para a fabricação de circuitos integrados.

³Field Programmable Gate Array. Circuito integrado desenvolvido para ser programado pelo projetista após fabricação.

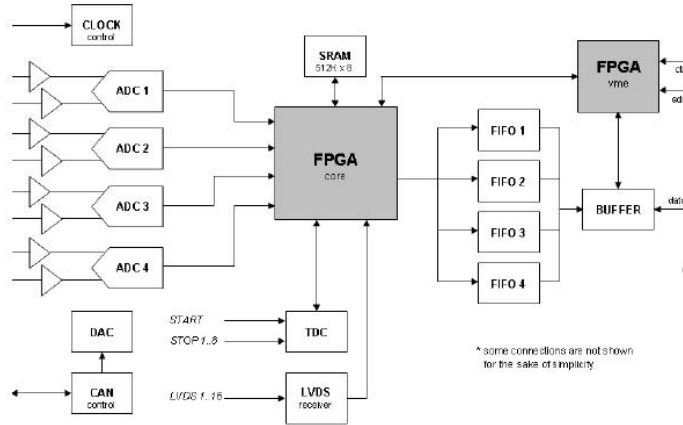


Figura 3.12: Esquemático do módulo NDAQ.

A primeira condição a ser levada em conta pelo trigger lógico no interior da FPGA é a ocorrência de pulsos oriundos das PMTs dentro de um intervalo de tempo pré-definido. Essa janela temporal de coincidência corresponde ao intervalo entre o sinal do pósitron e o de captura do nêutron, estimado entre 50 a 150 μs . Outras condições de trigger estão relacionadas a multiplicidade e amplitude dos pulsos.

Um chip TDC de 8 canais é implementado na DAQ para medições precisas de tempo entre pulsos, com oito entradas stop comuns e um único start. O TDC possui uma resolução de 81 ps , uma faixa dinâmica de 9 μs e uma frequência de aquisição de 10 MHz . Assim como o ADC, o TDC alimenta diretamente a FPGA, o que leva a medidas de tempo e amplitude em *quasi* tempo real.

3.5 Taxas esperadas de Eventos no Detector Central

Em um estudo prévio realizado pela colaboração[71], foi obtido a taxa esperada de antineutrinos incidentes no detector provenientes do reator. Para tanto, primeiramente, é necessário saber a potência térmica e calcular o número de antineutrinos produzidos pelo reator (Equação 3.5.1).

$$N_f = \frac{P_{th}}{W}, \quad (3.5.1)$$

onde $W \approx 203,78$ MeV é a energia média liberada por fissão. No caso do reator ANGRA II, com uma potência de 4 GW , chegamos a $N_f = 1,23 \times 10^{20} s^{-1}$.

Por conseguinte, calculamos a taxa de antineutrinos que interagem com o detector (R_D) através da equação 3.5.2.

$$R_D = \frac{N_f \cdot \langle \sigma \rangle \cdot N_T}{4\pi D^2}, \quad (3.5.2)$$

onde $\langle \sigma \rangle = 5,825 \times 10^{-47} m^2$ é a seção de choque média do antineutrino, N_T é o número de possíveis alvos com os quais o mesmo pode interagir e D é a distância entre o núcleo do reator e o

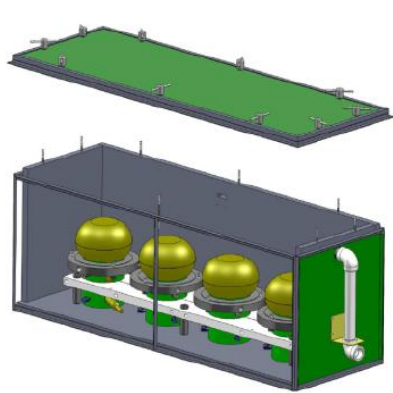
detector. Fazendo uma análise quantitativa, temos que o tanque possui 1000ℓ de água, o que leva, a 18 g/mol , a $5,56 \times 10^4$ moles, equivalente a $3,34 \times 10^{28}$ moléculas de água. Levando em conta que cada molécula de água possui 2 átomos de hidrogênio, então o número de possíveis alvos presentes no interior do alvo central é $N_T = 6,64 \times 10^{28}$. Com efeito, para uma distância de $D = 25\text{ m}$ entre o detector e o alvo, teremos uma taxa esperada de $R_D = 0,061\text{ s}^{-1}$ equivalentes a 5273 eventos por dia.

Por outro lado, a taxa de eventos provenientes da radiação cósmica é de 10^3 eventos por segundo, ou seja da ordem de dezenas de milhar vezes maior. Ainda é necessário contabilizar as taxas de eventos casuais devido às excitações térmicas dos elétrons do fotocátodo.

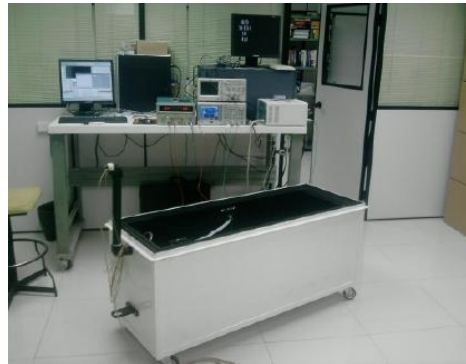
Outro fator que contribui para a redução do ruído é a implementação de uma janela de tempo entre o sinal de prompt produzido pelo pósitron e o segundo sinal proveniente da absorção do nêutron pelo gadolínio. Dessa forma, os sinais que estejam dentro dessa janela de tempo são considerados sinais verdadeiros da interação do antineutrino e qualquer coisa fora disso é considerado ruído cósmico.

3.6 Status Atual do Experimento

Um protótipo do detector central (Figura 3.13) foi construído para validação do projeto mecânico e validação de conceitos para a aquisição de sinal que serão aplicados no experimento em si. Adicionalmente, com o mesmo protótipo foram realizados testes para encontrar o *single-photoelectron* (Figura 3.14) e o ganho de algumas fotomultiplicadoras que serão usadas no experimento.



(a) Desenho esquemático do protótipo.



(b) Protótipo montado tomando dados.

Figura 3.13: Protótipo do detector central para testes mecânicos e validação em conceitos de aquisição de dados.

Em relação ao *hardware* do detector, toda a parte da eletrônica DAQ e código para aquisição já estão prontos. A parte de front-end da eletrônica já foi montada e está sendo testada. Quanto ao software, os estudos continuam sendo feitos, principalmente aqueles sobre *background*.

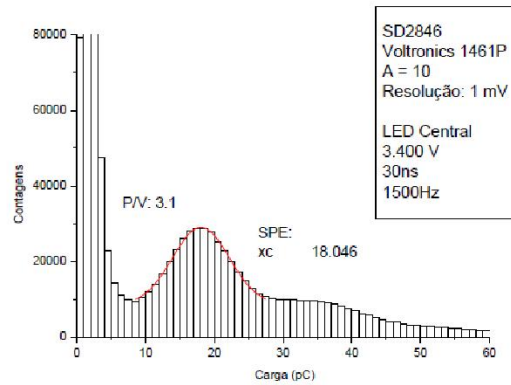


Figura 3.14: O espectro da fotomultiplicadora Hamamatsu RS5912. Detalhe para o pico do *single-photoelectron*.

Os últimos testes realizados foram a colocação do alvo central no interior da blindagem, preenchimento com água para testes de resistência e pressão e treinamento para preencher e esvaziar o detector com água. Outros testes estão sendo realizados ligando as fotomultiplicadoras e coletando dados devido a interação de múons na água através de Cherenkov.

Após todos esses testes, o detector será levado para Angra dos Reis para ser montado por equipe treinada e com acesso à Usina. De acordo com o novo cronograma, o detector estará montado e tomando dados a partir do fim da primeira metade de 2015.

Capítulo 4

O Sistema de Veto - Simulação e Estudo de Eficiência

Através de uma análise sistemática de eventos de múons gerados via simulação, obteve-se o comportamento do sistema de veto, assim como a sua eficiência. Neste capítulo é apresentado tais resultados.

4.1 A Simulação

A simulação escrita em linguagem C++ pela colaboração ANGRA utiliza dois pacotes de ferramentas para a montagem do detector, definição de propriedades ópticas de seus materiais constituintes e aplicação de fenômenos físicos.

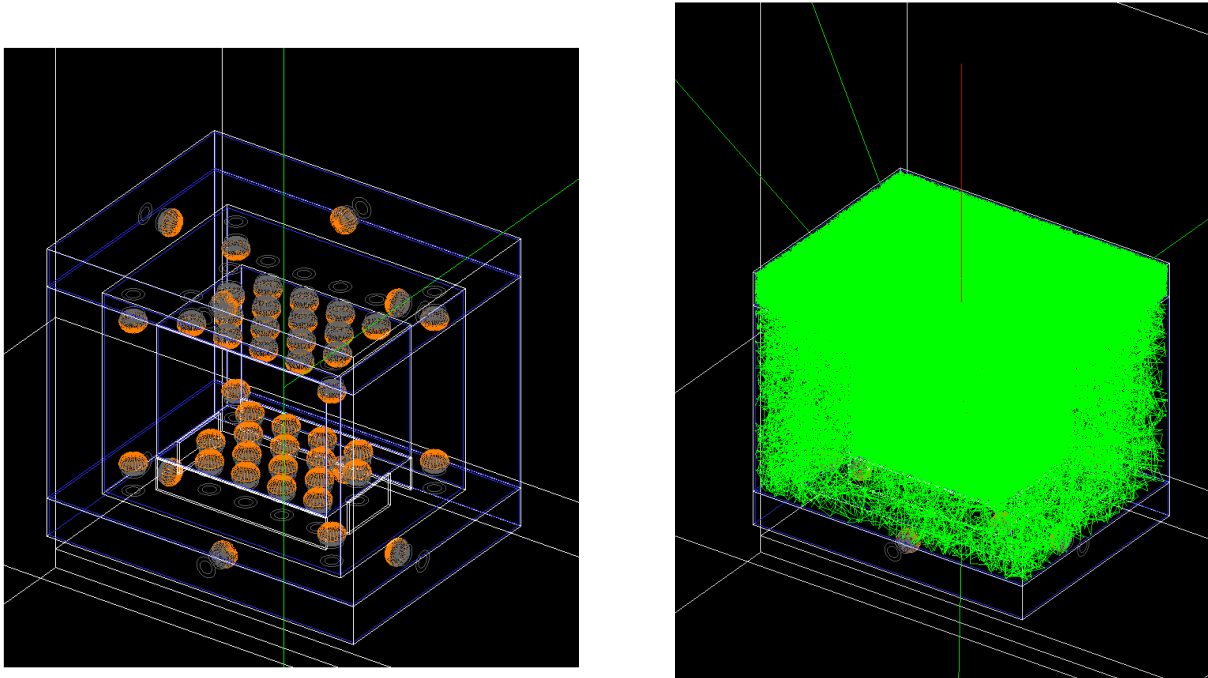
4.1.1 Os pacotes ROOT e Geant4

O pacote ROOT[72] provê um arcabouço de códigos em linguagem C++ orientada ao objeto desenvolvido para analisar grandes quantidades de dados de forma eficiente. Neste estão incluídos métodos para histogramas em uma, duas ou até três dimensões, ajustes de curvas, funções matemáticas, métodos de minimização, construção de gráficos e geradores de números aleatórios que podem seguir distribuições pré-estabelecidas. Além disso, possui um método de armazenamento de dados (extensão .root), onde se pode salvar os dados de forma organizada para posterior análise.

Adicionalmente, o Geant4¹ provê, em mesma linguagem, coleção de métodos para a simulação da passagem de partículas (e suas interações) pela matéria. Para tanto, contém bibliotecas que definem características intrínsecas de uma coleção de materiais, como processos de ionização e propriedades ópticas, pode-se definir geometrias e acompanhar a passagem da partícula pelo material sensível. Para este último o Geant4 é capaz de verificar qual é o processo predominante na interação da partícula com o material sensível, o quanto ela deposita de energia e, se for o caso, se ela decai durante a sua passagem. Por fim, o Geant4 é uma ferramenta robusta e suficiente para

¹Acrônimo para *GEometry ANd Tracking*.

simular e estudar o comportamento de detectores idealizados para física em altas energias (Figura 4.1).



(a) As linhas verdes representam a passagem de uma partícula fictícia (*geantino*) neutra que não interage de nenhuma forma.

(b) Simulação da passagem de um múon vertical com energia de 30 MeV (linha vermelha) passando ao longo do eixo central do detector, produzindo fótons (linha verde) devido à radiação Cherenkov.

Figura 4.1: Visualização da simulação do detector através do pacote Geant4.

A simulação do detector, foi feita inteiramente em Geant4. No código da colaboração foram definidos os desenhos finais da geometria e quais materiais seriam utilizados e todas as suas propriedades óticas (Figura 4.2). Na parte física processos de decaimento e de radiação também foram definidos.

Adicionalmente, foram desenvolvidos códigos em ROOT que geravam informações como energia e ângulo sólido da partícula primária que seria injetada na simulação do detector. No caso dos múons, foi simulado um plano de 25 m^2 a 4 m acima do centro do alvo central (origem do simulador), onde eram escolhidos aleatoriamente um ponto inicial de saída, energia e ângulo sólido.

4.1.2 Simulação do Detector

Em trabalhos anteriores a este, alguns estudos já foram realizados analisando em específico o comportamento do material ativo do alvo central.

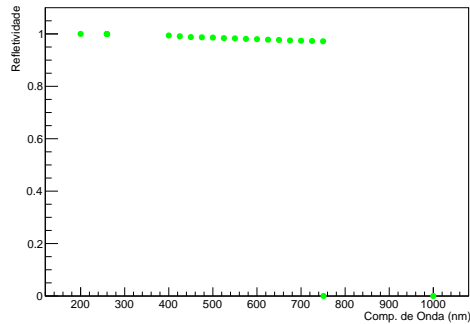
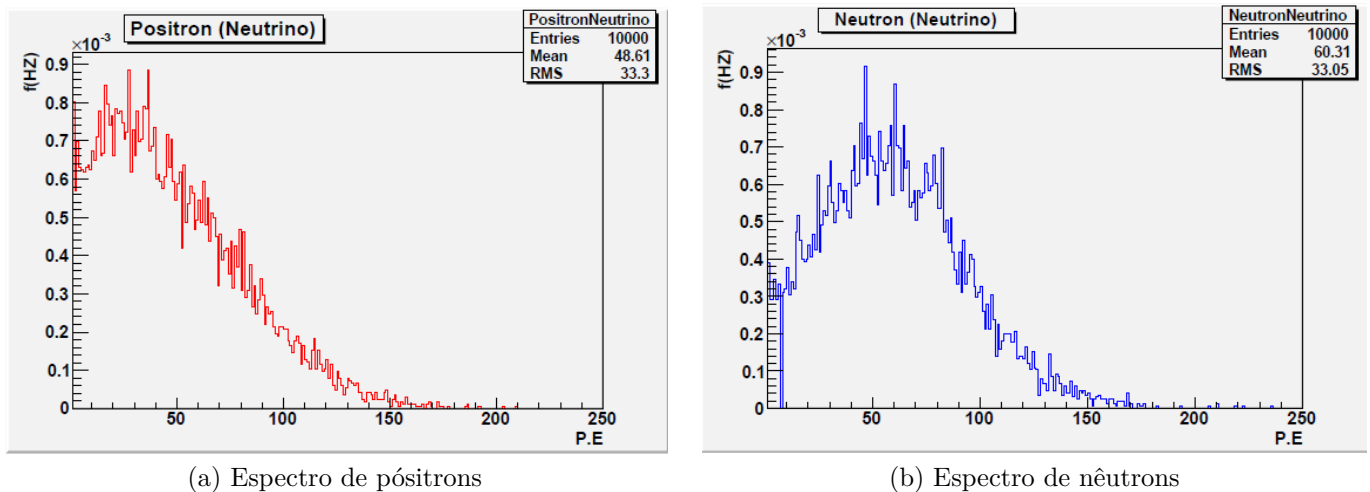


Figura 4.2: Espectro da refletividade do Gore que reveste as paredes do alvo central por comprimento de onda.

A simulação de antineutrinos no interior do detector foi realizado gerando pósitrons e nêutrons oriundos do decaimento- β inverso[73]. No processo foi levado em conta a distribuição energética do fluxo de $\bar{\nu}_e$ dos núcleos de ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu [74].

O espectro de fotoelétrons (Figura 4.3) mostra que a faixa de detecção se encontra no intervalo entre 0-250 fotoelétrons. Contudo, é adotada uma faixa de 10 a 200 p.e. para eliminar grande parte do ruído cósmico e ruídos produzidos pelas próprias PMTs sem perder quantidades significativa de sinal de antineutrinos.



(a) Espectro de pósitrons

(b) Espectro de nêutrons

Figura 4.3: O Espectro de fotoelétrons dos sub-produtos da interação do antineutrino no detector

Com efeito, ao fazer a integral destes espectros, obtêm-se as frequências de detecção de pósitrons e nêutrons no alvo central, como pode ser visto na tabela 4.1, corroborando com o estudo feito previamente (Ver seção 3.5). Nota-se a baixa taxa de eventos detectados, ordens de grandeza menor que taxas da radiação cósmica, impondo a extrema necessidade de um veto.

Como dito anteriormente, a detecção do antineutrino é feito pela coincidência de sinais entre o pósitron e a captura do nêutron (Figura 4.4) dentro de um intervalo de tempo pré-estabelecido. No

Partícula	Frequência (10 - 200 p.e.) (Hz)
Pósitron	$0,060 \pm 0,001$
Nêutron	$0,060 \pm 0,001$

Tabela 4.1: Frequência de detecção dos subprodutos da interação do antineutrino.

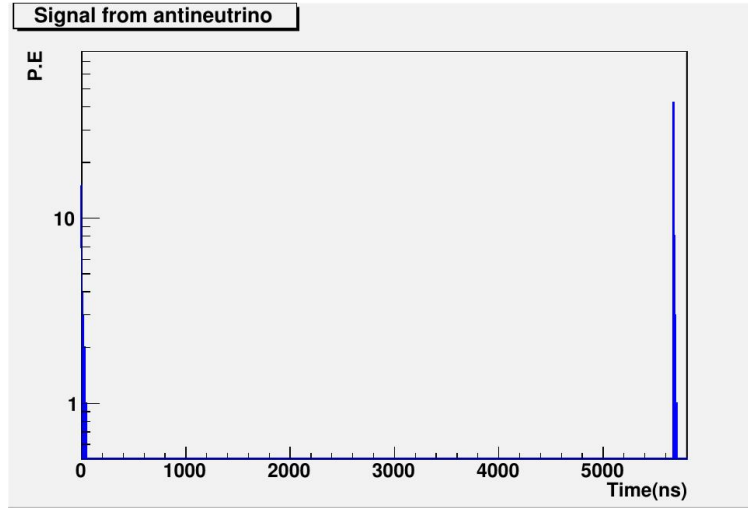


Figura 4.4: Distribuição de fotoelétrons pelo tempo. O primeiro pico é proveniente da detecção do pósitron, já o segundo pico é devido à captura do nêutron.

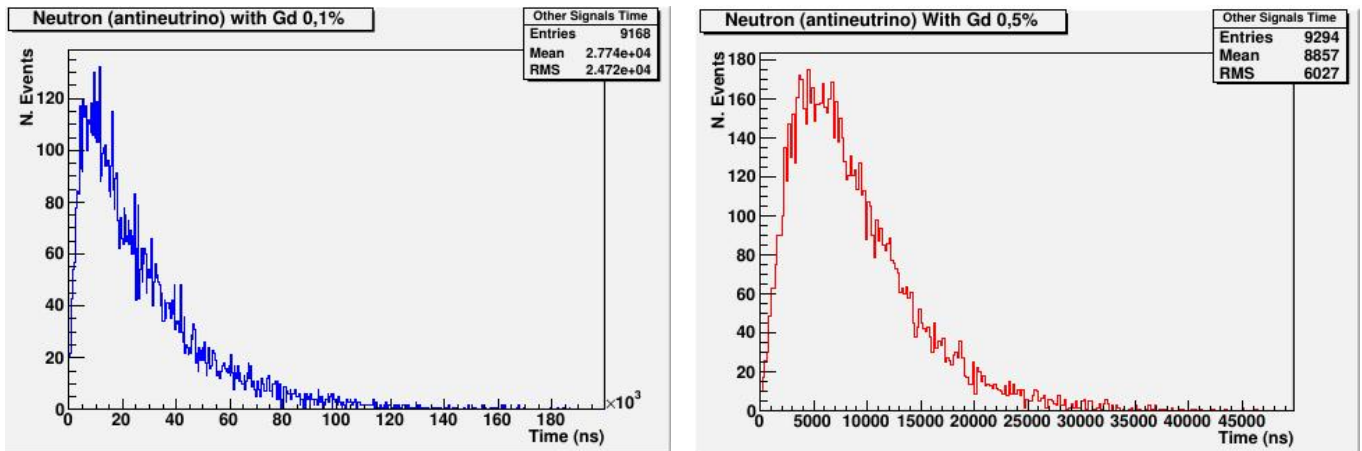
caso, o pósitron deposita 49 fotoelétrons e depois de $1,85 \mu s$, o nêutron deposita 156 fotoelétrons no detector central.

Interessante notar que esse intervalo de tempo tem uma forte dependência com a concentração em massa de gadolínio em água no alvo central. Com concentrações de 0,1% (Figura 4.5a), 0,5% (Figura 4.5b), 1% (Figura 4.5c) teríamos, respectivamente, em média intervalos de $28 \mu s$, $9 \mu s$ e $6 \mu s$.

Em contrapartida, a depender da quantidade adicionada de gadolínio à água, isto pode afetar a transmitância da mesma, prejudicando a coleta de luz pelas fotomultiplicadoras. Isto ocorre, pois em soluções salubres, quanto maior for a concentração, maior será a presença de soluto, o qual pode absorver os fótons emitidos diminuído assim, o número de fótons que serão difundidos no interior do volume ativo o que por sua vez diminui a probabilidade de detecção dos mesmos.

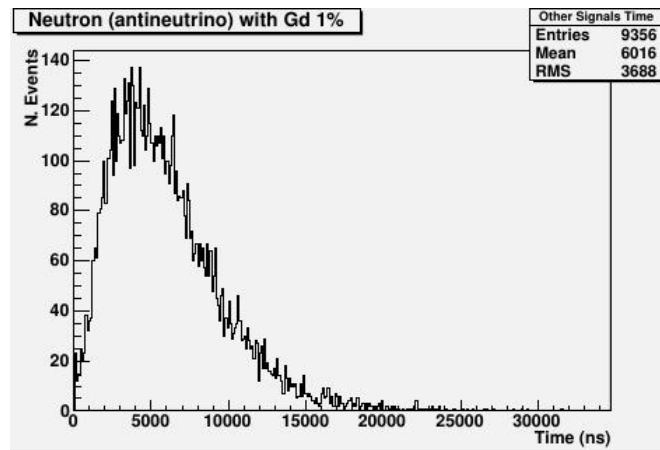
Visando estudar uma otimização da quantidade de gadolínio que seria ideal, foram feitas medidas de transmitância em soluções de gadolínio em água a diferentes concentrações[75]. Nesse estudo, nota-se que a transmitância (Figura 4.6) é sensivelmente influenciada na faixa do ultra violeta ($< 400 \text{ nm}$), espectro dinâmico de trabalho das PMTs.

Uma análise da ação conjunta da transmitância com a eficiência quântica das PMTs somada ao espectro de frequência da radiação Cherenkov, mostra que a eficiência de detecção (Figura 4.7) é inversamente proporcional à concentração utilizada, ou seja quanto maior for a concentração maior é a quantidade efetiva de alvos. Contudo, a diferença de eficiência de detecção nos diversos cenários não é relevante considerando os parâmetros adotados. Por fim, o trabalho sugere que



(a) Concentração de 0,1%

(b) Concentração de 0,5%



(c) Concentração de 1,0%

Figura 4.5: Distribuição temporal entre o sinal de prompt do pósitron e o sinal atrasado do nêutron, para 10000 eventos, utilizando diversas concentrações em massa de gadolínio.

outros fatores sejam analisados para a escolha de uma melhor concentração que minimize o ruído gerado por eventos correlacionados no tempo como o decaimento de múons.

4.2 Considerações para a eficiência

Toda partícula que atravessa algum material sensível, produz algum tipo de resposta, leia-se partículas secundárias, que depende do tipo de interação. No caso da radiação Cherenkov e de excitação do gadolínio pela captura do nêutron, a resposta é a produção de fótons. Com efeito, nesta análise, definimos um evento a interação de um múon no interior do detector (alvo central e os vetos) e que produza no mínimo um único fóton como resposta.

Por outro lado, os equipamentos utilizados para fazerem a coleta dessas partículas secundárias

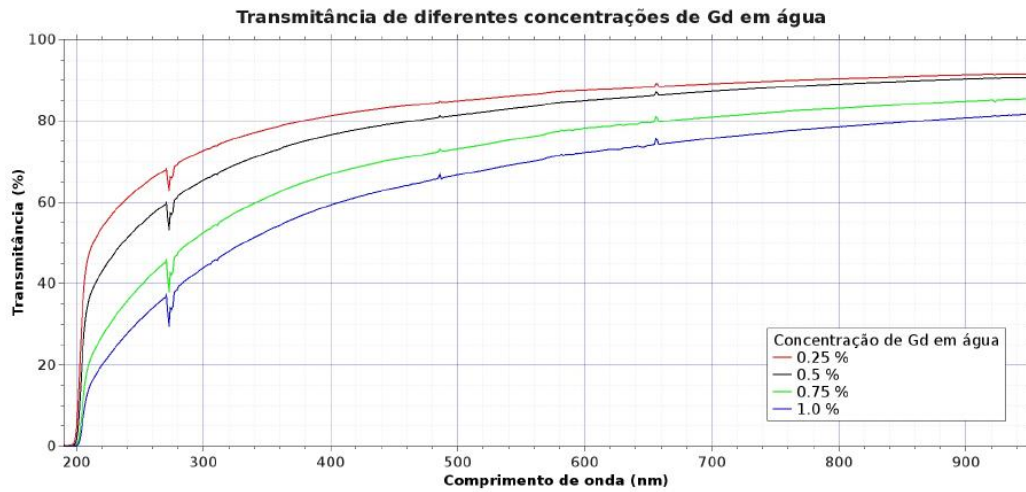


Figura 4.6: Transmitância de Gadolínio a concentrações de 0,25%, 0,5%, 0,75%, 1,0%.

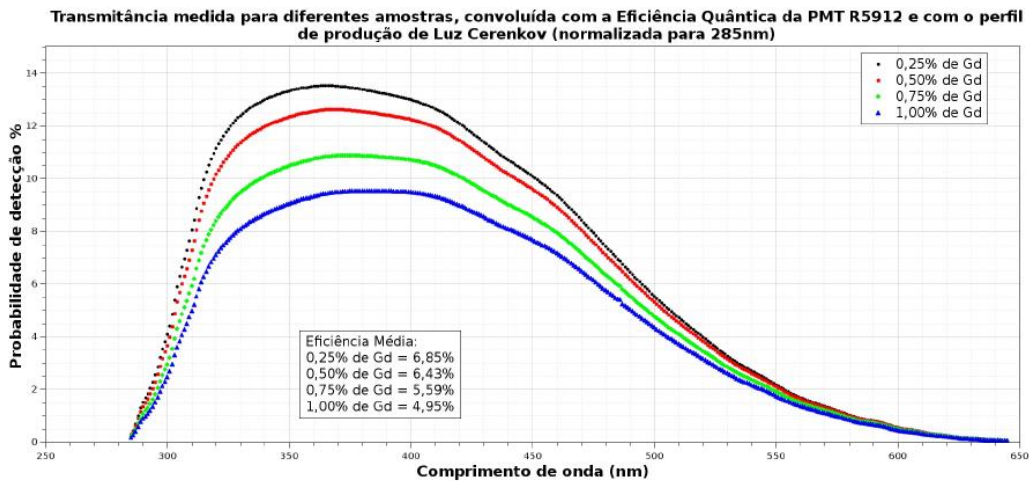


Figura 4.7: Curva de Transmitância corrigida com a eficiência quântica da PMT R5912 e o espectro de frequências da radiação Cherenkov em água.

que produzem um sinal que pode ser analisado, possuem limitações que não os permitem serem sensíveis a todo evento que seja gerado no interior do detector. Isto ocorre pois os detectores estariam sujeitos a ruídos indesejáveis que poderiam prejudicar a sua medida além das suas próprias limitações. No caso das fotomultiplicadoras utilizadas no experimento de ANGRA, utilizamos cortes nos fotoelétrons produzidos na coleta dos fótons em seu fotocátodo. Portanto, nesta análise, consideramos que um evento foi devidamente detectado quando as fotomultiplicadoras do detector ultrapassam, juntas, um determinado limiar pré-estabelecido.

Por fim, a eficiência de detecção é baseada na razão entre os eventos detectados e os eventos

gerados no interior de cada parte do experimento.

$$\text{Eficiência} = \frac{\text{Número de Eventos Detectados}}{\text{Número de Eventos que Geraram Luz}} \quad (4.2.1)$$

Em nossa análise foram levados alguns fatores que são importantes para o cálculo de eficiência do veto:

- Os três vetos são independentes e não correlacionados, ou seja a condição mínima suficiente é apenas um registrar a passagem de uma partícula causadora de ruído. Isto leva a uma eficiência global (ϵ_g) do sistema de veto:

$$\epsilon_g = 1 - (1 - \epsilon_1) \times (1 - \epsilon_2) \times (1 - \epsilon_3), \quad (4.2.2)$$

onde, ϵ_i com i indo de 1 a 3 são as eficiências dos vetos separadamente calculadas a partir da equação 4.2.1.

- Em um primeiro momento, a eficiência global foi calculada ignorando-se o fato desta partícula passar pelo alvo central ou não. Com efeito, verificamos o comportamento do veto em toda a faixa de energia das partículas ruidosas, além de ser possível marcar eventos que possam interagir fora do alvo central produzindo subprodutos que adentrem o alvo central causando ruídos indesejados.
- Em um segundo momento, restringe-se a eficiência para eventos que gerem entre 10 a 200 fotoelétrons (p.e.) no alvo central. Este critério visa analisar o comportamento do sistema de veto para eventos que registrem no alvo central sinais que estariam na faixa de detecção dos subprodutos da interação do neutrino. (Seção 3.5)

4.3 Resultados

A principal geradora de ruído no experimento ANGRA é a radiação cósmica, pois pelo experimento estar a nível do mar, sofre uma grande incidência dessas partículas. Portanto à intervalos de tempo mais curtos entre os sinais provenientes da interação do neutrino, a probabilidade de detecção destes eventos espúrios é reduzida.

O espectro da radiação cósmica engloba uma gama de partículas (Ver seção 2.1), porém as que influenciam de forma mais contundente são os pósitrons, prótons, piões, nêutrons, múons e fótons, principalmente na faixa dinâmica de detecção do antineutrino (10-200 p.e.).

A tabela 4.2 mostra a taxa de eventos causados por estas partículas incidentes sobre o alvo central. Nota-se que as frequências destas são ordens de grandeza maior se comparadas com a taxa de antineutrinos.

Os múons, a partícula de escolha deste estudo, são um dos principais causadores de ruído no experimento ANGRA, perdendo em frequência apenas para os fótons. Adicionalmente, devido à sua energia e comportamento relativístico são capazes de atingir núcleos dos materiais circundantes ao detector, causando a geração de subprodutos, como nêutrons de espalção, ou seja não são só

Partículas	Fluxo ($cm^{-2}s^{-1}$)	Frequência (Hz)	Frequência 10 - 200 p.e. (Hz)
Prótons	$1,31 \times 10^{-3}$	$2,0 \pm 0,2$	$0,44 \pm 0,09$
Píons	$2,5 \times 10^{-5}$	$0,40 \pm 0,01$	$0,048 \pm 0,004$
Pósitrons	0,989	257 ± 61	158 ± 48
Fótons	12	$(8 \pm 1) \times 10^3$	$(5,7 \pm 1,1) \times 10^3$
Múons	0,02	210 ± 6	12 ± 1
Nêutrons	$4,52 \times 10^{-3}$	20 ± 1	13 ± 1

Tabela 4.2: Fluxo, frequência e frequência dentro da faixa dinâmica (10 - 200 p.e.)

capazes de gerar sinais dentro do alvo central como também o subproduto gerar um segundo sinal e causar a detecção de um evento não correlacionado.

Contudo, são um dos mais fáceis de se detectar e marcar. Com os três tanques de água desenvolvidos para a detecção via radiação Cherenkov, é necessário uma alta eficiência destes para que seja possível fazer qualquer estudo de física de neutrinos com este detector. Neste estudo foram gerados 3×10^6 eventos de múons.

4.3.1 O Espectro de Fótons Gerados e Fotoelétrons Coletados

Os múons primários da simulação tinham a posição inicial definida uniformemente pelo gerador descrito anteriormente. Por outro lado, informações de ângulo sólido e energia eram escolhidos a partir de espectros que seguem as características reais de múons provenientes do chuveiro atmosférico (Figura 4.8).

O múon provido do chuveiro atmosférico possui comportamento relativístico e grande massa. Esses dois fatores o torna uma partícula de mínima ionização. Com efeito, desconsiderando múons de baixa energia², a energia depositada pelo mesmo, dentro de um volume ativo, depende da densidade do material ativo pelo qual ele atravessa.

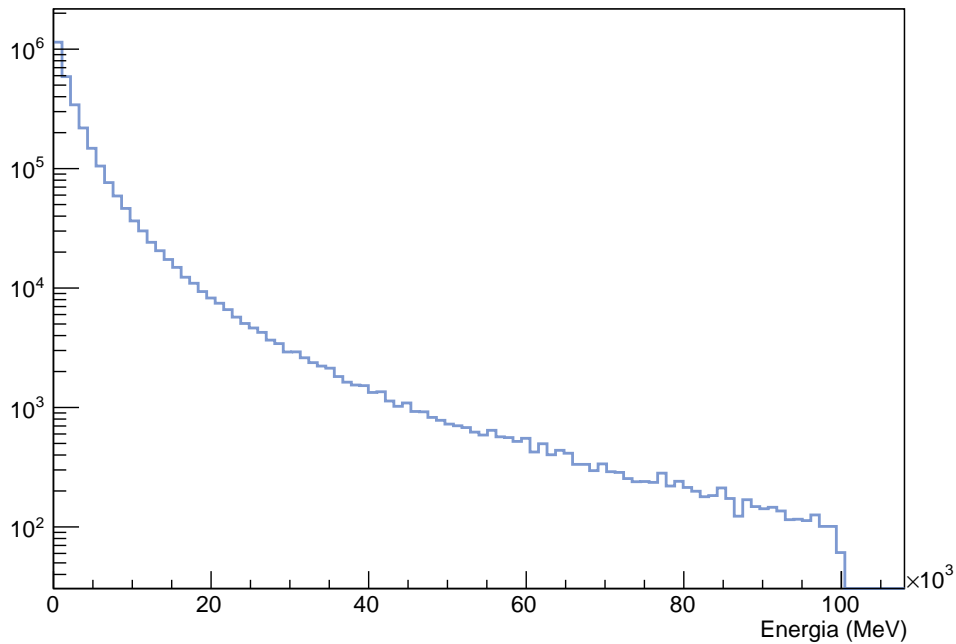
Múons depositam $2 MeV cm^2/g$, levando em conta que o material ativo do detector é água ($\rho = 1 g/cm^3$) temos então que os múons depositam $2 MeV/cm$. Logo, isto implica que, ao utilizar a densidade do material ativo do detector, a deposição de energia, por fim, dependerá do tamanho do traço deixado pelos múons no interior do detector, ou seja, depende da geometria do mesmo.

Essa característica é demonstrada na figura 4.9, onde os espectros dos vetos superior e inferior são semelhantes. O veto interno, por possuir um volume ativo maior que os outros vetos, produz um espectro mais largo.

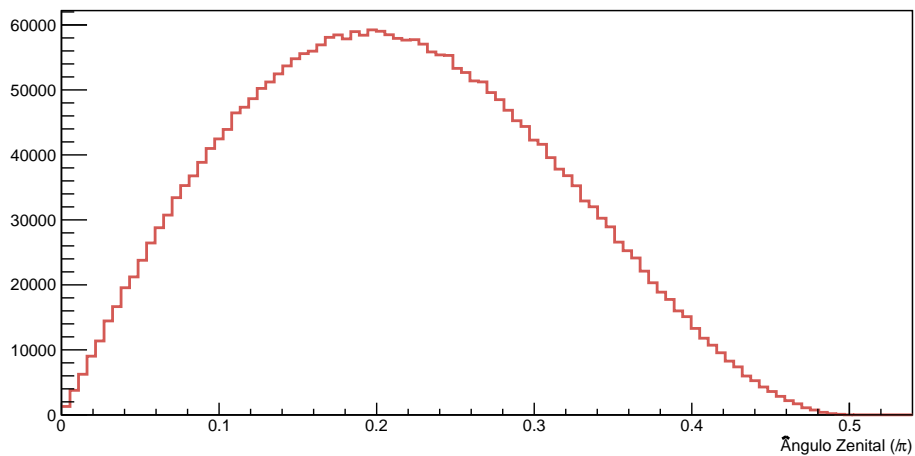
Adicionalmente, os fótons gerados são devidamente coletados pelas fotomultiplicadoras gerando o espectro de fotoelétrons representado na figura 4.10.

Interessante notar que apesar das geometrias dos vetos superior e inferior e do veto interno serem diferentes, os espectros de fotoelétrons destes detectores possuem uma mesma região de fotoelétrons favorecida, apesar do espectro referente ao veto inferior ser mais alargado. Isso se deve ao fato de que geometricamente o volume fiducial do veto interno é restrito pelo alvo central

²Mais informações na seção 2.2



(a) Distribuição da energia do múon primário.



(b) Distribuição de ângulos zenitais do múon primário.

Figura 4.8: Energia e ângulo zenital do múon primário gerado em ROOT e implementado no simulador em Geant4.

o que leva a pequenas regiões ao redor do mesmo que reproduzem, tomada as devidas proporções, a comprimentos característicos dos vetos gêmeos (Figura 4.11).

Outro comportamento que vale ressaltar são os primeiros picos que aparecem em ambas as distribuições. São regiões de baixa produção de fótons (0-10000) e por conseguinte fotoelétrons

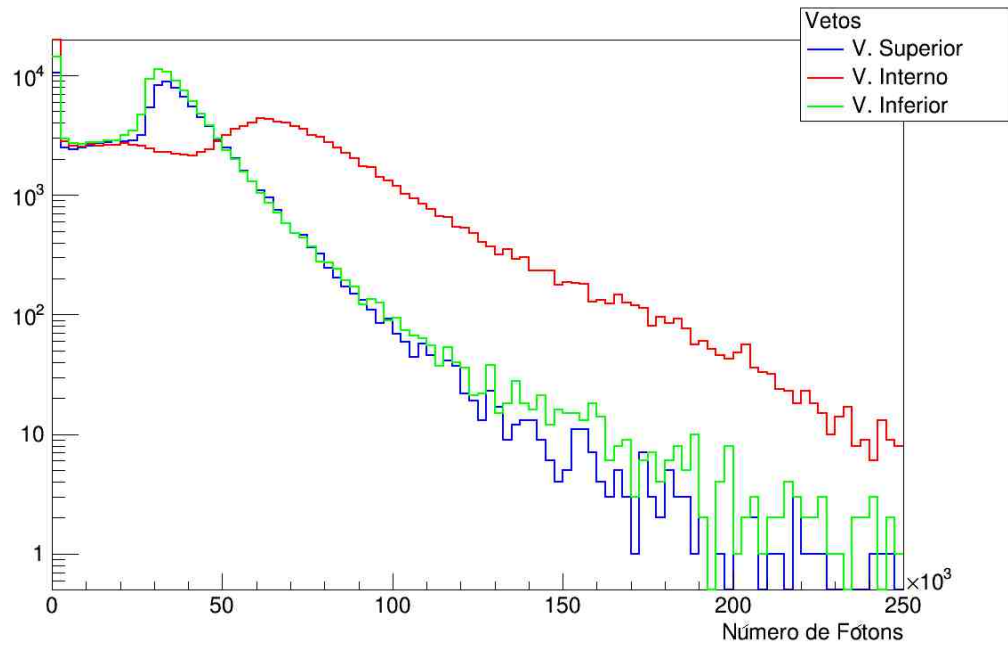


Figura 4.9: Espectro de Fótons gerados por múons no sistema de veto.

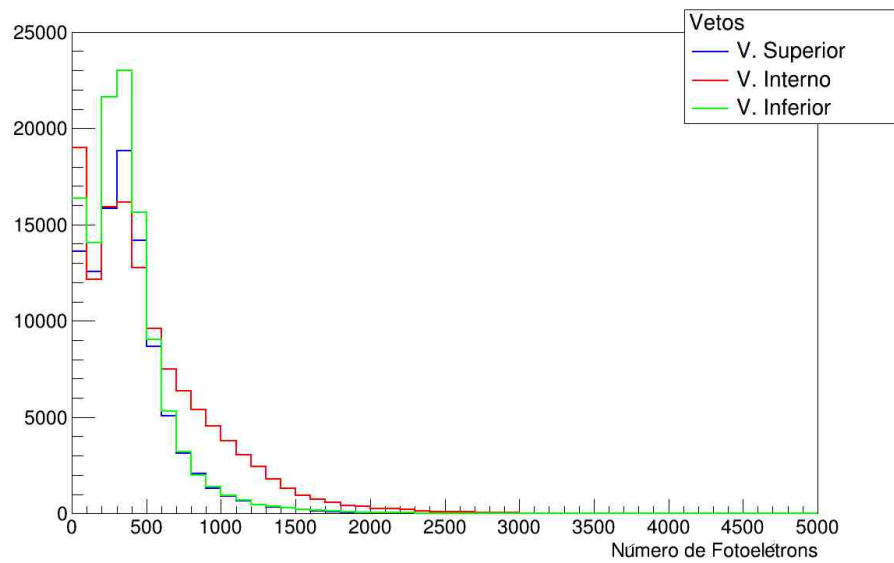


Figura 4.10: Espectro de fotoelétrons coletados no sistema de veto.

(0-200). Isso se deve especificamente a traços pequenos de múons com energia mais baixa (Figura 4.12).

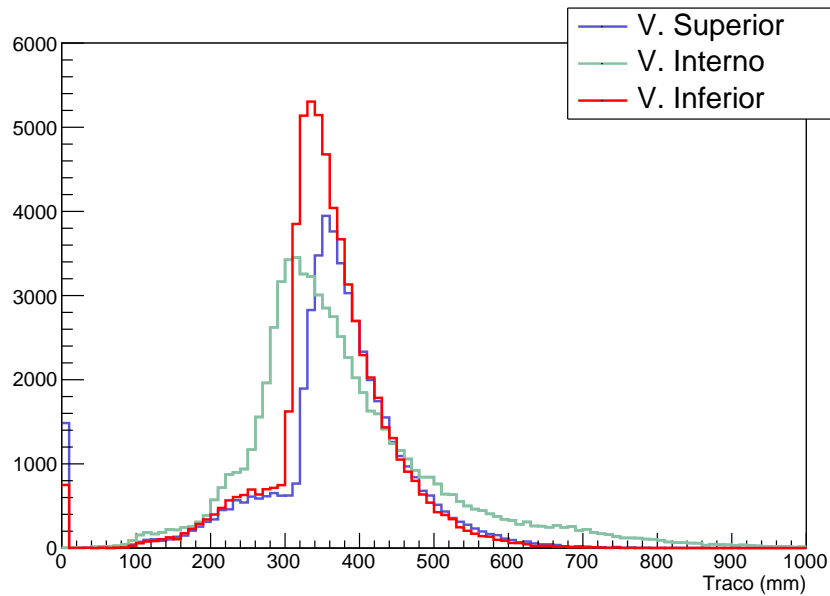


Figura 4.11: Distribuição de Traços dos diferentes vetos na região de pico do espectro de fotoelétrons.

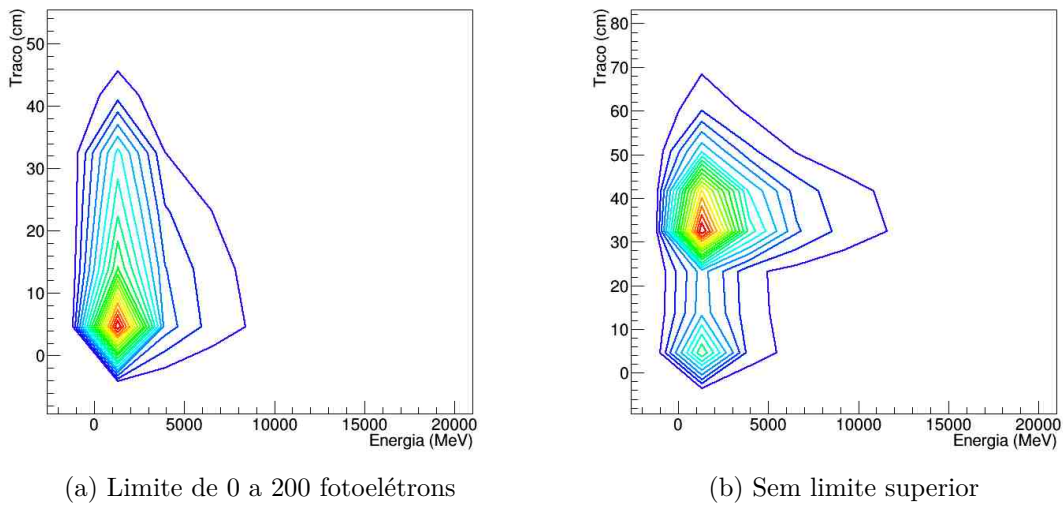


Figura 4.12: Dispersão do tamanho do traço pela energia no Veto Inferior. Os valores negativos aparecem para simples centralização da região favorecida para melhor visualização.

4.3.2 A Eficiência do Sistema de Veto

Em uma primeira análise foi desconsiderado se o evento detectado pelo sistema de veto influencia de fato o alvo central. Dessa forma a eficiência leva em conta somente se o evento passou

pelo critério de seleção do sistema de veto ou não. Foi utilizado como critério cortes entre 0 a 300 p.e.

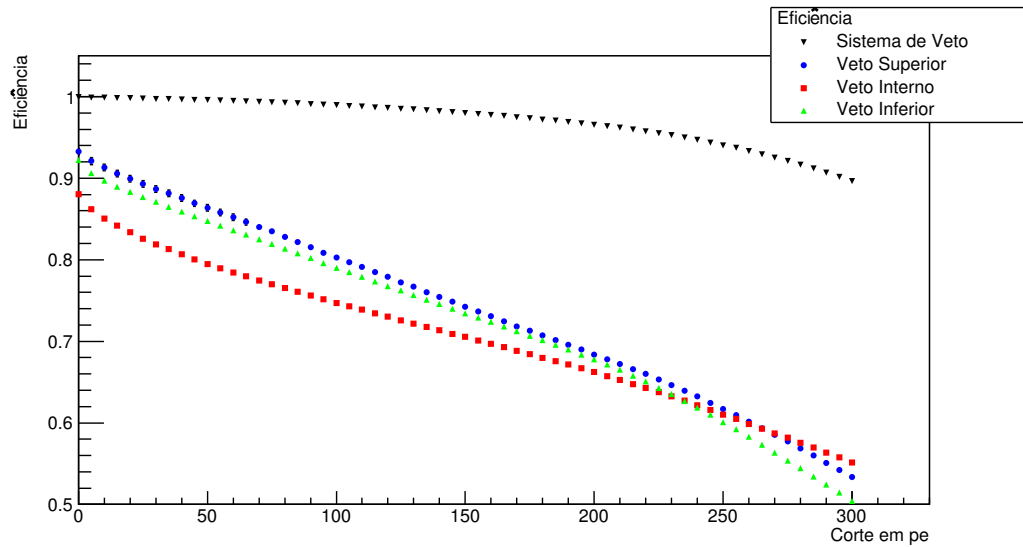


Figura 4.13: Gráfico da eficiência dos vetos individuais e do sistema de veto para cortes entre 0 a 300 p.e.

Pelo que consta, na figura 4.13, o sistema de veto como desenhado atualmente possui uma alta eficiência para múons. Outro fator a ser notado é, apesar dos vetos individualmente serem sensíveis aos critérios de corte, o sistema como um todo não é, variando em 10% no intervalo de entre 0-300 fotoelétrons.

Contudo, a grandes energias, o próprio alvo central é capaz de cortar eventos espúrios, determinando um limite superior de 200 p.e., eliminando assim qualquer evento fora da região de possível interação do antineutrino.

Logo, é necessário averiguar o comportamento do sistema de veto para o caso onde este evento tenha sido detectado dentro do intervalo de 10-200 p.e. no alvo central. Com efeito, foi obtida a eficiência do sistema de veto para diferentes cortes somados a esse novo fator. O comportamento do sistema nesta condição é demonstrado na figura 4.14.

Nota-se que o sistema de veto mantém a sua alta eficiência e baixa sensibilidade à variação dos critérios de seleção ($\sim 5\%$), demonstrando que mesmo eventos dentro da região de interesse possuem uma alta probabilidade de serem detectados nos vetos. A fim de uma visualização da influência do corte em fotoelétrons na eficiência, foi feito um ajuste linear simples que retorna em resposta que a eficiência do sistema de veto decresce a uma taxa de $(1,54 \pm 0,7) \times 10^{-4}$ por fotoelétron, o que demonstra a robustez do sistema de veto.

Para uma noção mais quantitativa, a tabela 4.3 mostra a eficiência de veto do sistema nestas condições para diferentes cortes.

Finalizando a análise da eficiência do veto é necessário averiguar o quanto esse sistema influencia o experimento em si. Para tanto, é necessário verificar qual é a probabilidade de dois eventos, sendo pelo menos um deles o múon, serem detectados no alvo central depositando entre 10 e 200 p.e.

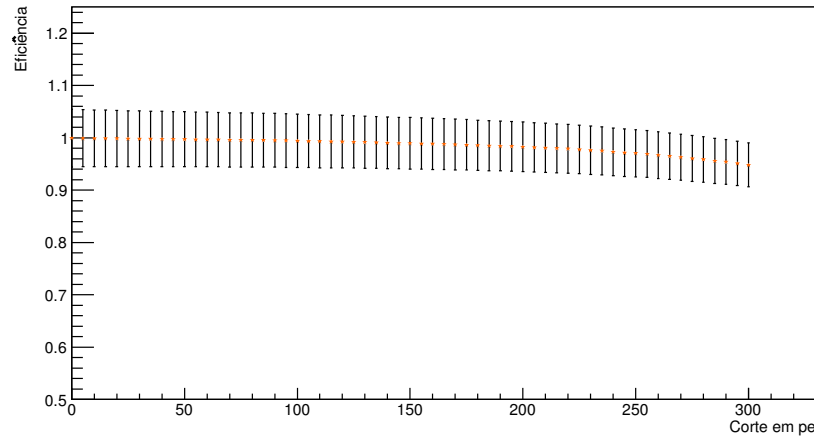


Figura 4.14: Gráfico da eficiência do sistema de veto para eventos que produzem de 10 a 200 p.e. no alvo central. Mais uma vez os cortes variaram entre 0 a 300 p.e.

Corte (p.e.)	Eficiência do Sistema de Veto (%)
10	99,92
15	99,90
25	99,85
50	99,73
100	99,46
150	98,97
200	98,30
250	97,08
300	94,83

Tabela 4.3: Valores de Eficiência do sistema de veto a diferentes cortes.

dentro da janela de coincidência, mimetizando assim o sinal pareado pósitron-nêutron.

Primeiramente, é necessário a escolha de um corte em fotoelétrons que elimine possíveis ruídos nos detectores constituintes do veto. No caso da detecção de múons em detectores Cherenkov, a principal contribuinte é a radiação- β circundante, a qual é suficientemente energética para gerar luz nos vetos porém com baixa probabilidade de interação no alvo central, criando assim falsos eventos marcados como veto e que por sua vez não atuam de forma contundente no alvo central. Para tanto, foram gerados 200k eventos de elétrons distribuídos isotropicamente com energia média de 3,5 MeV (Figura 4.15).

Como se pode notar, o espectro de fotoelétrons se alonga até o limite de 50 fotoelétrons. Com efeito, para o escopo deste trabalho toma-se esse limite como suficiente para eliminar a ação desses elétrons, levando a uma eficiência de 99,73% do sistema de veto.

Com esta eficiência, e os valores encontrados na tabela 4.2, temos que dos 12 Hz de múons com probabilidade de depositar energia no intervalo da assinatura do neutrino, somente 0,0324 Hz

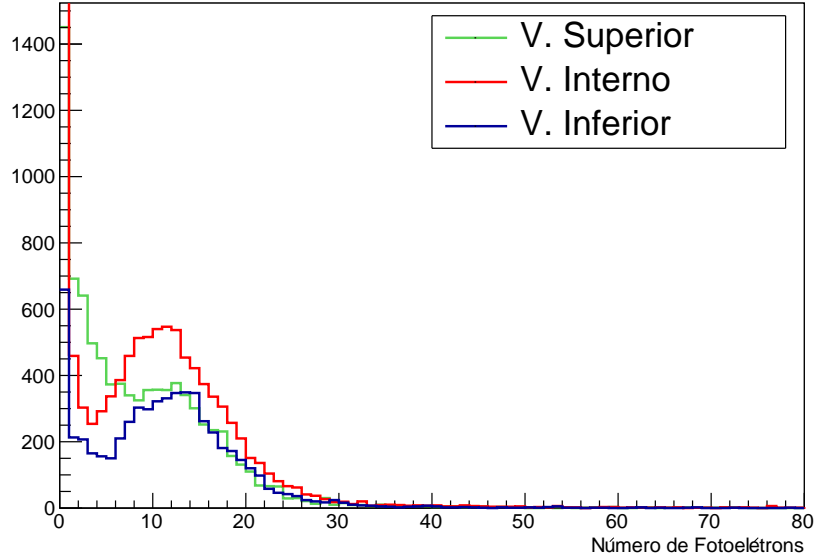


Figura 4.15: Espectro de fotoelétrons gerados por elétrons de fundo.

passariam sem serem detectados pelo sistema de veto.

Para o cálculo da taxa de eventos casuais utiliza-se a equação 4.3.1,

$$R_A = 2R_\mu R_2 \Delta t \quad (4.3.1)$$

onde R_μ é a taxa de múons, R_2 é a taxa da segunda partícula e Δt o intervalo de tempo entre os dois sinais. Com esta relação calcula-se a taxa esperada de eventos casuais no interior do alvo central, levando em conta uma concentração de 0,3% de gadolínio, o que leva a um $\Delta t = 55,5 \mu s$ equivalente a três janelas de coincidência ($18 \mu s$). Os resultados estão dispostos na tabela 4.4, comparando-os com as taxas aleatórias desconsiderando o sistema de veto.

Partículas	R_A (Hz)	$R_A(99,73\%)$ (Hz)
Prótons	$(6 \pm 1) \times 10^{-4}$	$(1,6 \pm 0,7) \times 10^{-6}$
Píons	$(6,4 \pm 0,8) \times 10^{-5}$	$(1,7 \pm 0,2) \times 10^{-7}$
Pósitrons	$(2,1 \pm 0,7) \times 10^{-1}$	$(6 \pm 2) \times 10^{-4}$
Fótons	$(8 \pm 2) \times 10^{-1}$	$(2,1 \pm 0,4) \times 10^{-3}$
Múons	$(1,6 \pm 0,1) \times 10^{-2}$	$(1,2 \pm 0,1) \times 10^{-7}$
Nêutrons	$(1,7 \pm 0,2) \times 10^{-2}$	$(4,7 \pm 0,5) \times 10^{-5}$

Tabela 4.4: Taxas de eventos casuais gerados considerando e não considerando o veto

Nota-se que, para o corte escolhido, as taxas de eventos aleatórios não-correlacionados são reduzidos significativamente. Em uma análise quantitativa, a relação entre a taxa de neutrinos esperados no alvo central comparado com a soma de taxas aleatórias e não correlacionadas, levando

em conta a presença de pelo menos um múon, sobe de 0,06:1 para 22:1, um aumento de um fator de 367.

Capítulo 5

Conclusões

Neutrinos, mais especificamente antineutrinos eletrônicos, são uma excelente sonda para o monitoramento de reatores nucleares.

Contudo, a sua taxa de detecção é muito baixa devido à sua baixa seção de choque ($\sigma \sim 10^{-44} \text{ cm}^2$), o que acarreta que partículas proveniente da radiação cósmica, principalmente múons, possuam taxas com ordens de grandeza maior. Com efeito, a necessidade de sistemas de veto altamente eficientes é crucial para o desenvolvimento de experimentos de neutrinos.

O Projeto Neutrinos-ANGRA propõe a construção de um detector de antineutrinos eletrônicos a nível de superfície para o monitoramento do reator de ANGRA-II. Uma vez que na superfície as taxas de radiação cósmica são bastante elevadas, o experimento necessita de um sistema de veto robusto e suficiente, capaz de detectar partículas que não contribuam com o seu objetivo principal.

Nesta dissertação foi dado um enfoque em especial ao comportamento do sistema de veto quanto a incidência de múons sobre o detector. Para tanto, um estudo sistemático através de simulação mostra que o sistema de veto é bastante eficiente para a detecção de múons, principalmente na faixa de 10 - 200 fotoelétrons, faixa essa que foi determinada como a assinatura da interação do antineutrino no alvo central do detector.

Recomendado um critério de trigger de 50 fotoelétrons, o sistema mostrou-se 99,73% eficiente. Com essa eficiência, a taxa de eventos não correlacionados, porém com a presença de pelo menos um múon e que mimetizam o sinal de interação de um antineutrino eletrônico, cai sensivelmente (relação sinal-ruído vai de 0,06:1 para 22:1) tornando, pelo menos no ponto de vista de veto de múons, o experimento viável.

Referências Bibliográficas

- [1] GIUNTI, C.; KIM, C. W. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*: Historical introduction. Oxford, UK: Oxford University Press, 2007. 1-728 p.
- [2] QIAN, X.; WANG, W. Reactor neutrino experiments: θ_{13} and beyond. *Mod.Phys.Lett.*, A29, p. 1430016, 2014.
- [3] BAHCALL, J. N.; SERENELLI, A. M.; BASU, S. New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *Astrophys.J.*, v. 621, p. L85–L88, 2005.
- [4] FUKUDA, S. et al. Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data. *Physics Letters B*, v. 539, n. 3–4, p. 179–187, 2002. ISSN 0370-2693.
- [5] KIM, S.-B.; LASSERRE, T.; WANG, Y. Reactor Neutrinos. *Advances in High Energy Physics*, v. 2013, p. 1–34, 2013. ISSN 1687-7357.
- [6] FORERO, D.; TORTOLA, M.; VALLE, J. Global status of neutrino oscillation parameters after Neutrino-2012. *Physical Review D*, p. 1–9, maio 2012.
- [7] BATISTA, R. A. *Da deflexão de raios cósmicos ultra-energéticos no campo magnético galáctico*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Estadual de Campinas, 2012.
- [8] PARTICLE Data Group. 2008. Disponível em: <<http://pdg.lbl.gov/>>.
- [9] De Pascale, M. P. et al. Absolute spectrum and charge ratio of cosmic ray muons in the energy region from 0.2 GeV to 100 GeV at 600 m above sea level. *Journal of Geophysical Research*, v. 98, n. A3, p. 3501, 1993. ISSN 0148-0227.
- [10] AYRE, C. A. et al. Precise measurement of the vertical muon spectrum in the range 20-500 GeV/c. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, v. 1, n. 5, p. 584, 1975.
- [11] ALLKOFER, O.; CARSTENSEN, K.; DAU, W. The absolute cosmic ray muon spectrum at sea level. *Physics Letters B*, v. 36, n. 4, p. 425–427, set. 1971. ISSN 03702693.
- [12] RASTIN, B. C. An accurate measurement of the sea-level muon spectrum within the range 4 to 3000 GeV/c. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, IOP Publishing, v. 10, n. 11, p. 1609–1628, nov. 1984. ISSN 0305-4616.

- [13] HAINO, S. et al. Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer. *Physics Letters B*, v. 594, n. 1-2, p. 35–46, jul. 2004. ISSN 03702693.
- [14] ACHARD, P. et al. Measurement of the atmospheric muon spectrum from 20 to 3000 GeV. *Physics Letters B*, v. 598, n. 1-2, p. 15–32, set. 2004. ISSN 03702693.
- [15] JOKISCH, H. et al. Cosmic-ray muon spectrum up to 1 tev at 75° zenith angle. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 19, p. 1368–1372, Mar 1979.
- [16] MEI, D. M.; HIME, A. Muon-Induced Background Study for Underground Laboratories. dez. 2005.
- [17] JANECEK, M. Reflectivity spectra for commonly used reflectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, v. 59, n. 3, p. 490–497, 2012. ISSN 00189499.
- [18] GALBIATI, C.; BEACOM, J. Measuring the cosmic ray muon-induced fast neutron spectrum by (n,p) isotope production reactions in underground detectors. *Physical Review C*, v. 72, n. 2, p. 025807, ago. 2005. ISSN 0556-2813.
- [19] PONTECORVO, B. Mesonium and antimesonium. *Sov. Phys. JETP*, v. 6, p. 429, 1957. [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33, 549 (1957)].
- [20] GRIBOV, V.; PONTECORVO, B. Neutrino astronomy and lepton charge. *Physics Letters B*, v. 28, n. 7, p. 493–496, 1969. ISSN 0370-2693.
- [21] AHMAD, Q. et al. Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ^8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys.Rev.Lett.*, v. 87, p. 071301, 2001.
- [22] COWAN Jr., C. L. et al. Detection of the free neutrino: a confirmation. *Science*, v. 124, p. 103–104, jul. 1956.
- [23] SCHRECKENBACH, K. et al. Determination of the anti-neutrino spectrum from U-235 thermal neutron fission products up to 9.5-Mev. *Phys. Lett.*, v. 160, p. 325–330, 1985.
- [24] FEILITZSCH, F. V.; HAHN, A. A.; SCHRECKENBACH, K. Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra. *Physics Letters B*, v. 118, n. 1, p. 0–4, 1982.
- [25] VOGEL, P. et al. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions. ii. *Phys. Rev. C*, American Physical Society, v. 24, p. 1543–1553, Oct 1981.
- [26] BETHE, H.; PEIERLS, R. The "neutrino". *Nature*, v. 133, p. 532, 1934.
- [27] FUKUGITA, M.; YANAGIDA, T. *Physics of neutrinos and applications to astrophysics*. [S.l.]: Springer, 2003. 1-593 p.

- [28] REINES, F.; COWAN, C. L. Free antineutrino absorption cross section. I. Measurement of the Free Antineutrino Absorption Cross Section by Protons. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 113, p. 273–279, Jan 1959.
- [29] REINES, F.; COWAN, C. L. Detection of the free neutrino. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 92, p. 830–831, Nov 1953.
- [30] A.CERENKOV, P. *Comptes Rendus Acad. Sci. URSS*, v. 8, p. 451, 1934.
- [31] HIRATA, K. S. et al. Observation of ^8B solar neutrinos in the Kamiokande-II detector. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 63, p. 16–19, Jul 1989.
- [32] KOSHIBA, M. Observational neutrino astrophysics. *Physics Reports*, v. 220, n. 5–6, p. 229–381, 1992. ISSN 0370-1573.
- [33] FUKUDA, Y. et al. Solar neutrino data covering solar cycle 22. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 77, p. 1683–1686, Aug 1996.
- [34] HOSAKA, J. et al. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 73, p. 112001, Jun 2006.
- [35] BOGER, J. et al. The Sudbury Neutrino Observatory. *Nucl. Instrum. Meth.*, A449, p. 172–207, 2000.
- [36] AHARMIM, B. et al. Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of ^8B solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. C*, American Physical Society, v. 72, p. 055502, Nov 2005.
- [37] BETHE, H. *Z. Phys.*, v. 76, p. 293, 1932.
- [38] BLOCH, F. *Z. Phys.*, v. 81, p. 363, 1933.
- [39] BETHE, H. Handb. d. physik: Band 24/i. In: _____. Berlin: J. Springer, 1933.
- [40] APOLLONIO, M. et al. Search for neutrino oscillations on a long base-line at the chooz nuclear power station. *European Physical Journal C*, v. 27, p. 331–374, abr. 2003.
- [41] APOLLONIO, M. et al. Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment. *Physics Letters B*, v. 466, n. 2–4, p. 415–430, 1999. ISSN 0370-2693.
- [42] ABE, Y. et al. Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment. *Phys.Rev.*, D86, p. 052008, 2012.
- [43] AHN, J. K. et al. Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment. *Physical Review Letters*, v. 108, n. 19, p. 191802, maio 2012.
- [44] AN, F. et al. Improved measurement of electron antineutrino disappearance at Daya Bay. *Chinese . . .*, n. October, p. 1–21, 2013.

- [45] CLEVELAND, B. T. et al. Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector. *The Astrophysical Journal*, v. 496, n. 1, p. 505, 1998.
- [46] Home page da Colaboração SNO+. <http://snoplus.phy.queensu.ca/>. The SNO+ collaboration.
- [47] ABE, K. et al. Letter of Intent: The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential —. 2011.
- [48] ADAMS, C. et al. Scientific Opportunities with the Long-Baseline Neutrino Experiment. 2013.
- [49] COLLABORATION, L. *The Conceptual Design Report for LBNE is available from Fermilab*,. <http://lbne.fnal.gov/reviews/CD1-review-top.shtml>.
- [50] STANCIL, D. D. et al. DEMONSTRATION OF COMMUNICATION USING NEUTRINOS. *Modern Physics Letters A*, World Scientific Publishing Company, v. 27, n. 12, p. 1250077, abr. 2012. ISSN 0217-7323.
- [51] GAISSER, T. K. *Energy Budget In The High Energy Universe: Proceedings of the International Workshop, Kashiwa, Japan: Cosmic rays at the knee*. [S.l.]: World Scientific, 2007. 45 – 55 p.
- [52] PETKOV, V. B. The knee of eas size spectrum, missing component and very high energy muons. *International Journal of Modern Physics A*, v. 20, n. 29, p. 6846–6848, 2005.
- [53] ALOISIO, R. et al. A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays. *Astroparticle Physics*, v. 27, n. 1, p. 76–91, fev. 2007. ISSN 09276505.
- [54] BERINGER, J. et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 86, p. 010001, Jul 2012.
- [55] GAISSER, T. K. *Cosmic Rays And Particle Physics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1990.
- [56] ALLKOFER, O. C.; GRIEDER, P. K. F. *Cosmic rays on earth*. Karlsruhe: Karlsruhe Fachinformationszent. Kernforsch. Zentralstelle At. Energ., 1983. (Phys. Data).
- [57] Ngoc Diep, P. et al. Measurement of the east–west asymmetry of the cosmic muon flux in Hanoi. *Nuclear Physics B*, v. 678, n. 1-2, p. 3–15, fev. 2004. ISSN 05503213.
- [58] LIN, T. F. et al. Asymmetries of Secondary Cosmic Muons with High Statistics and Low Systematics. p. 4, abr. 2000.
- [59] ABRAHAM, J. et al. Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, v. 29, n. 4, p. 243–256, maio 2008. ISSN 09276505.

- [60] CHIBA, N. et al. Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 km² area. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 311, n. 1–2, p. 338–349, 1992. ISSN 0168-9002.
- [61] ABU-ZAYYAD, T. et al. The surface detector array of the Telescope Array experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, v. 689, n. 0, p. 87–97, 2012. ISSN 0168-9002.
- [62] ANJOS, J.; BARBOSA, A. Angra dos Reis reactor neutrino oscillation experiment. *Brazilian journal of Physics*, v. 36, n. 4, p. 1118–1123, 2006.
- [63] ANJOS, J. et al. The Angra neutrino project. *PoS*, NFACT08, p. 116, 2008.
- [64] "NEUTRINO laboratory in the atomic plant". In: PROC. Int. Conference Neutrino. [S.l.: s.n.]. v. 77, p. 383–387.
- [65] ACHKAR, B. et al. Search for neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a nuclear power reactor at Bugey. *Nuclear Physics B*, v. 434, n. 3, p. 503–532, jan. 1995. ISSN 05503213.
- [66] KLIMOV, Y. V. et al. Neutrino method remote measurement of reactor power and power output. *Atomic Energy*, v. 76, n. 2, p. 123–127, fev. 1994. ISSN 1063-4258. Disponível em: <<http://link.springer.com/10.1007/BF02414355>>.
- [67] HANNON, G.; MCGREGOR, G.; MINOR, R. *Light reflectant surface and method for making and using same*. Google Patents, 1997. US Patent 5,596,450. Disponível em: <<http://www.google.com.br/patents/US5596450>>.
- [68] DORNELAS, T. I.; CERQUEIRA, A. S. Front-End Electronics of the Neutrinos Angra Project. p. 1–4. Nota Interna da Colaboração.
- [69] COSTA, J. A. *Eletrônica de Front-end do Experimento Neutrinos-Angra*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Juiz de Fora, 2014.
- [70] PROJECT, A. N. et al. Data Acquisition System for the Angra Project. 2009. Nota Interna da Colaboração.
- [71] ABRAHÃO, T. *Detecção de Antineutrinos de Reatores e Medidas de Fontes de Ruído*. Dissertação (Mestrado) — Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 2012.
- [72] ROOT - A Data Analysis Framework. 2014. Disponível em: <<http://root.cern.ch/drupal/>>.
- [73] NUNES, M. *Estimativa das Contribuições do Sinal de Antineutrinos e Ruído Cósmico no Experimento Neutrinos Angra*. Dissertação (Mestrado) — Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 2011.
- [74] K. SCHRECKENBACH et al. Determination of the antineutrino spectrum from ²³⁵U thermal neutron fission products up to 9.5 mev. *Physics Letters B*, v. 160, n. 4, p. 325–330, 1985.

[75] RODRIGUES, O. B.; KEMP, E. Medidas de transmitância para o experimento Neutrinos Angra. 2014. Monografia de Conclusão de Curso.

Índice Remissivo

algoritmo, 8

código, 9

figura, 6

 desenhar, 6

 TikZ, 6

trivial, 1