

TESE DE DOUTORADO

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Estudos da Viabilidade da Medida do Ângulo de Weinberg em Experimentos de Neutrinos de Reatores

Física de Partículas Experimental a Altas Energias

Anderson Corrêa Schilithz

Rio de Janeiro, Novembro de 2011

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Coordenação de Formação Científica

Programa de Pós-Graduação

Estudos da Viabilidade da Medida do Ângulo de Weinberg em Experimentos de Neutrinos de Reatores

Autor: Anderson Corrêa Schilithz

Orientador: Javier Magnin

Co-orientador: João Carlos Costa dos Anjos

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação do Centro Brasileiro de Pesquisas
Físicas para obtenção do grau de Doutor em Física

Dedico esta tese
A *Deus*,
à *minha família*
e aos *meus amigos...*

Agradecimentos

Primeiramente o meu agradecimento a Deus, que me deu força e ânimo para concluir este trabalho.

Agradeço também

à minha família e meus amigos por tudo

ao meu orientador Javier Magnin, por orientar com dedicação

ao meu co-orientador, João dos Anjos, por auxiliar sempre que preciso

aos professores e funcionários do CBPF, que sempre ajudaram

à CFC, pelo apoio e suporte necessário à conclusão desta tese

ao CBPF, por ter me acolhido e se tornado minha segunda casa

ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, CNPq,

pelo suporte financeiro.

Resumo

Com o avanço da Física de Neutrinos, muitos experimentos foram propostos, comportando novas técnicas aliadas à novas tecnologias, permitindo medidas, até então não realizadas, serem efetuadas. Dentre estes experimentos estão os novos detectores de neutrinos de reator em busca da medida do ângulo de mistura leptônico θ_{13} , observando oscilação de neutrinos mediante detecção de eventos de decaimento beta inverso. Por outro lado, a existência de uma lacuna na escala de energia transferida para a medida do ângulo de mistura eletrofraca, mais conhecido como ângulo de Weinberg, motiva a utilização dos experimentos destinados à observação de oscilação de neutrinos para medir com precisão o ângulo de Weinberg [1]. Esta tese de doutorado apresenta o estudo da viabilidade da medida do ângulo de Weinberg θ_W em um experimento de neutrinos de reator. Escolhido um experimento do tipo Double Chooz, são apresentados resultados que comprovam que é possível utilizar experimentos deste tipo para a medição precisa de $\sin^2 \theta_W$.

Abstract

With the advance of the Neutrinos Physics, a lot of experiments were proposed, combining new techniques with new technologies. This allows the measuring of parameters which were not realized. Among these experiments are the new reactor neutrino detectors, seeking the measurement of the lepton mixing angle θ_{13} . Reactor neutrino detectors use inverse beta decay to observe neutrino oscillations. Besides, motivated by the existence of a gap in the scale of the transferred energy for measuring of eletroweak mixing angle, also called Weinberg angle, is proposed the use of the reactor neutrino experiments to realize the measuring of Weinberg angle with great precision [1]. Chosen the experiment Double Chooz, this thesis presents the study of the measuring of the Weinberg angle θ_W in a reactor neutrino detector, confirming the possibility of using these reactor neutrinos experiments to the precise measurement of the $\sin^2 \theta_W$.

Sumário

Agradecimentos	i
Resumo	ii
Abstract	iii
1 Introdução	1
1.1 Ângulo de Mistura Leptônico θ_{13}	5
1.2 Visão Geral do Experimento Double Chooz	6
1.3 Proposta de Medida do Ângulo de Weinberg	8
2 Aspectos Teóricos	11
2.1 Contexto Histórico	11
2.1.1 Experimento de Cowan e Reines	13
2.1.2 Observação do ν_μ e do ν_τ	16
2.2 Teoria de Fermi	18
2.3 Modelo Padrão	21
2.3.1 Quebra Espontânea de Simetria	22
2.3.2 Modelo Weinberg-Salam	27
2.3.3 Interações de Neutrinos no Modelo Padrão	34
2.4 Ângulo de Weinberg	39
2.4.1 O Experimento NuTeV	41
3 Simulação do Detector	43
3.1 Características do Detector de Neutrinos de Reator	43

3.2	Simulação do Detector	47
3.2.1	Implementação da Simulação do Detector	48
3.2.2	Localização das PMTs	50
3.2.3	Sistema de Veto	54
3.3	Simulação de Eventos	56
3.3.1	Fluxo de Antineutrinos	57
3.3.2	Decaimento Beta Inverso	59
3.3.3	Eventos de Espalhamento Elástico $\bar{\nu}_e e^-$	61
3.3.4	Contaminação	64
4	Análise de Dados Simulados	70
4.1	Geração de Dados	70
4.2	Seleção de Eventos	76
4.3	Aceptância	81
4.4	Determinação do Fluxo de Antineutrinos	83
4.5	Medida do Ângulo de Weinberg	85
4.6	Estimativa de Erros Sistemáticos	87
4.7	Análise de Erros Estatísticos em Função do Tempo de Aquisição de dados	88
5	Conclusões	95
5.1	Resultados	95
5.2	Experimento TEXONO	97
5.3	Perspectivas	100
A	Ferramentas Computacionais	101
A.1	GEANT4	101
A.2	GLG4sim	103
A.3	ROOT	106

Lista de Tabelas

3.1	Dimensões dos volumes do detector do experimento Double Chooz. . .	47
3.2	Parâmetros utilizados na função 3.9 para a geração do espectro de antineutrinos.	59
3.3	Número de antineutrinos por fissão e energia média liberada por fissão para cada isótopo.	59
4.1	Taxa de neutrinos esperados no detector.	72
4.2	Taxa esperadas por segundo no detector para cada processo. A taxa para eventos radioativos é a máxima esperada, variando conforme a energia.	75

Lista de Figuras

1.1	Gráfico mostrando as medidas de $\sin^2 \theta_W$ de acordo com a escala de energia do processo em GeV. Em escala de energia crescente: experimentos de violação de paridade (APV), Møller (SLAC E158), NuTeV (ν -DIS), os experimentos LEP e SLD com a medida do Z^0 (Z-Pole), experimentos D0 e CDF [10]. A linha vertical em vermelho mostra a escala de energia para uma medida de $\sin^2 \theta_W$ usando-se neutrinos de reator.	3
1.2	Desenho esquemático de um experimento de neutrinos de reator desenvolvido para a medição do ângulo de mistura θ_{13} , consistindo em um detector próximo ao reator e um distante, ambos localizados sob o solo em busca de uma boa cobertura contra raios cósmicos.	4
1.3	Foto do complexo nuclear de Chooz e as localizações dos detectores.	7
1.4	Visão esquemática do processo de decaimento beta inverso.	8
1.5	Visão esquemática do processo de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$	9
2.1	Espectro esperado para o decaimento β e o observado.	12
2.2	Esquema do funcionamento do experimento de Cowan e Reines.	14
2.3	Estrutura do detector do experimento de Cowan e Reines.	15
2.4	Experimento realizado no BNL que identificou o ν_μ	17
2.5	Experimento DONUT que comprovou a existência do ν_τ	18
2.6	Espalhamento elétron-próton.	19
2.7	Decaimento β cruzado.	20

2.8	Formas do potencial V com os parâmetros: (a) $\lambda < 0, \mu^2 > 0$; (b) $\lambda > 0, \mu^2 > 0$; (c) $\lambda > 0, \mu^2 < 0$	23
2.9	Modos clássicos em um campo escalar com potencial de simetria quebrada.	24
2.10	Espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ via corrente carregada.	35
2.11	Espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ via corrente neutra.	36
2.12	Medidas feitas pelo LEP e SLD para $\sin^2 \theta_W$, com a combinação destas medidas e seu respectivo erro em destaque.	41
3.1	Visão esquemática da distribuição dos dois detectores de Double Chooz, bem como suas respectivas distâncias aos dois reatores de 4.2 GWh e coberturas em mwe, unidade de profundidade proveniente do inglês metro de água equivalente.	44
3.2	Esquema mostrando o detector de Double Chooz, contendo 3 volumes e o <i>veto</i>	48
3.3	Distribuição de PMTs utilizada na simulação, com vermelho anéis mais internos e violeta os mais externos. Em (a) a visão lateral e em (b) a visão na tampa superior.	51
3.4	Exemplificação da variável <i>tilt</i> em um quadrante do detector: 0.0 para o centro da PMT alinhada à normal da superfície; 1.0 para o centro da PMT apontada para o centro do detector.	52
3.5	Número de fótons para a distribuição com inclinação intermediária e posicionamento equidistante das PMTs.	54

3.6	(a) Distribuição da densidade de eventos gerados dentro do <i>target</i> e do γ - <i>catcher</i> , com um posicionamento equidistante entre as PMTs e na paleta de cores indicando número por bin; (b) Mapa de iluminação para PMTs perpendiculares à superfície do <i>buffer</i> ($tilt = 0$); (c) Mapa de iluminação para as PMTs tendo uma inclinação intermediária, entre todas apontarem para o centro do detector e estarem perpendiculares à superfície do <i>buffer</i> ($tilt = 0.5$); (d) Mapa de iluminação para todas as PMTs direcionadas para o centro do detector ($tilt = 1$). Nos 3 mapas a paleta de cores indica a razão de número de fótons no bin pela média para a distribuição.	55
3.7	Geometria do detector com o veto sendo o quarto volume, bem como sua distribuição de PMTs estando perpendiculares às paredes do veto, com os outros 3 volumes em azul. Em (a) a visão lateral do detector e em (b) a visão superior.	56
3.8	Espectros de antineutrinos ajustados por P. Huber e T. Schwetz [63] para ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu é exibido nos três gráficos superiores. Em verde estão os dados para cada isótopo, em vermelho o ajuste com os seis parâmetros e em azul o ajuste com três parâmetros. Nos três gráficos abaixo são mostrados os resíduos para os dois ajustes ponto a ponto.	58
3.9	Seção de choque para o decaimento beta inverso (IBD).	60
3.10	Espectro em função da energia do neutrino do pósitron vindo do IBD.	61
3.11	Seção de choque para o espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$, multiplicada pela razão N_e/N_p	62
3.12	Espectro em função da energia cinética do elétron espalhado.	63
3.13	Espectro em função da energia do antineutrino incidente.	64
3.14	Parametrização dos múons verticais incidentes no detector.	66

3.15	Ilustração da cobertura do detector simulada para o ND, com os múons que conseguem chegar ao detector e os que se desintegram na rocha.	67
3.16	Ilustração dos dois tipos de múons incidentes no detector. Em vermelho os múons que desintegram no interior e em verde os que atravessam o detector.	67
3.17	Energia depositada de alguns eventos de múons que atravessam ou desintegram-se no detector.	68
3.18	Contaminação radioativa do região do detector Chooz.	69
4.1	Distribuições de probabilidade relativas usadas para a geração de eventos de sinal. As distribuições estão normalizadas de maneira tal que a área abaixo da curva superior é a unidade.	73
4.2	Esquemático do sorteio de um evento de antineutrino em um dado intervalo de tempo t_n . Caso não ocorra evento neste tempo, segue-se ao intervalo seguinte t_{n+1} . $P_\nu(k_\nu, t_n)$ é a probabilidade de Poisson para a taxa média esperada de antineutrinos k_ν em um intervalo de tempo t_n	76
4.3	Distribuições temporais dos fótons emitidos pelos elétrons e pelos pósitrons coletados pelas PMTs, respectivamente em (a) e (b). Em (c) a distribuição temporal para os fótons emitidos após a captura do nêutron, com destaque para tempos inferiores a $10 \mu s$ exibido em (d).	77
4.4	Exemplificação da separação de fótons em <i>high-γ</i> e <i>low-γ</i> com relação ao tempo de chegada dos fótons nas PMTs.	78
4.5	Seleção na energia dos nêutrons. Ao fundo, a energia depositada em <i>high-γ</i> , com picos determinados pela captura dos nêutrons pelo hidrogênio (pico centrado em 2.2 MeV) e pelo gadolínio (pico centrado em 7.8 MeV). Em destaque vermelho a seleção de energia depositada para em <i>high-γ</i> entre 7 e 8.5 MeV.	79

4.6	Distribuição temporal dos fótons emitidos pelos nêutrons de contaminação radioativa.	80
4.7	Distribuição de energia depositada pela contaminação radioativa.	81
4.8	Aceptância para o decaimento beta inverso.	82
4.9	Ajuste da aceptância do espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$	83
4.10	Ajuste da convolução do fluxo de antineutrinos e a seção de choque do IBD, com a determinação dos parâmetros do fluxo efetivo.	84
4.11	Ajuste para a medida de $\sin^2 \theta_W$ pelo espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$	86
4.12	Distribuição de valores de $\sin^2 \theta_W$ para mil simulações de 1 ano de tomada de dados (22955 eventos).	90
4.13	Figura de dispersão entre $\sin^2 \theta_W$ e o número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ para mil simulações de 1 ano de aquisição de dados.	91
4.14	Distribuição de valores de $\sin^2 \theta_W$ para mil simulações de 3 anos de tomada de dados (68865 eventos).	92
4.15	Figura de dispersão entre $\sin^2 \theta_W$ e o número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ para mil simulações de 3 anos de aquisição de dados.	93
4.16	Distribuição de valores de $\sin^2 \theta_W$ para mil simulações de 5 anos de tomada de dados (114775 eventos).	93
4.17	Figura de dispersão entre $\sin^2 \theta_W$ e o número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ para mil simulações de 5 anos de aquisição de dados.	94
4.18	Evolução dos resultados da medida de $\sin^2 \theta_W$ com o tempo de aquisição de dados para um valor teórico de $\sin^2 \theta_W^{teo} = 0.2227$, marcado pela linha tracejada vermelha.	94

5.1	Comparação entre os fluxos de antineutrinos de cada isótopo usado na simulação com o fluxo efetivo obtido do ajuste de 5×10^6 eventos de IBD.	96
5.2	Desenho esquemático da localização do KSNL no prédio do reator de Kuo-Sheng.	98
5.3	Desenho esquemático da estrutura interna do detector do experimento TEXONO, composto por cristais de CsI(Tl).	99
A.1	Desenho esquemático de catálogo da fotomultiplicadora de 8" da Hamamatsu, R5912. Valores em milímetros.	105
A.2	Visão esquemática da montagem das PMTs utilizando formas geométricas do GEANT4.	106

Capítulo 1

Introdução

O Modelo Padrão das Partículas Elementares consegue descrever matematicamente as interações forte, fraca e eletromagnética. A interação forte é expressa pela cromodinâmica quântica, que descreve os quarks e glúons tratando do setor hadrônico do Modelo Padrão. As interações fraca e eletromagnéticas são unificadas na teoria eletrofraca, conseguindo descrever léptons, fótons e os bósons Z^0 e W^\pm , tratando assim do setor leptônico do Modelo Padrão.

A base para a teoria eletrofraca utilizada no Modelo Padrão foi concebida por Glashow, Weinberg e Salam [2, 3, 4]. No Modelo Padrão os férmios e bósons não possuem originalmente massa. A massa das partículas observadas são geradas utilizando o mecanismo de Higgs mediante a quebra espontânea da simetria de calibre. Desta forma as massas para Z^0 , W^\pm e férmios são geradas, com exceção da massa dos neutrinos. Após esta quebra espontânea de simetria que os campos eletromagnéticos e fracos passam a ser expressos por uma combinação linear dos campos de isospin e hipercarga, com o parâmetro $\sin^2 \theta_W$ definindo o grau de mistura entre as interações fraca e eletromagnética.

Devido a este parâmetro de mistura pode-se definir a razão entre as constantes de acoplamento eletromagnética e fraca. Também aparece nas definições das massas dos bósons vetoriais responsáveis pelas interações fracas, Z^0 e W^\pm . Dadas estas

correlações teóricas diretas e outras indiretas ainda não citadas, há uma variedade de experimentos que permitem medir direta e indiretamente o ângulo de Weinberg.

A seguir alguns exemplos:

- Espalhamento Møller, espalhamento elétron-elétron, através da medida da assimetria entre elétrons dextrógiros e levógiros, devido a violação de paridade causada pelo fato de a força fraca atuar apenas em partículas levóginas, enquanto a eletromagnética é simétrica, refletindo uma assimetria do bóson Z na interação com as partículas. O experimento E-158 [5], realizado em Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), obteve como resultado $\sin^2 \theta_W = 0.2397 \pm 0.0010$ (*stat.*) ± 0.0008 (*syst.*);
- Colisão de íons pesados com a medida da seção de choque para a aniquilação de pares quark-antiquark via bóson Z, permitindo o estudo indireto do $\sin^2 \theta_W$ através da carga fraca presente na seção de choque. O experimento RHIC estudou de modo indireto o parâmetro a baixo momento transversal, compatível com $\sin^2 \theta_W \approx 0.232$ [6];
- Colisão elétron-próton, como realizado no experimento HERA, no Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), estudando indiretamente o $\sin^2 \theta_W$ através da seção de choque de espalhamento profundamente inelástico de elétrons com prótons, apresentando resultados compatíveis com $\sin^2 \theta_W \approx 0.23$ [7];
- Colisão elétron-pósitron, onde um cenário puramente leptônico permite uma medida com grande precisão. O $\sin^2 \theta_W$ médio medido pelos experimentos LEP e SLD foi de $\sin^2 \theta_W = 0.23157 \pm 0.00018$ [8];
- Espalhamento profundamente inelástico neutrino-núcleon, usando feixe de neutrinos de alta energia colidindo em um alvo fixo, como o experimento NuTeV, ocorrido no Fermilab, que obteve $\sin^2 \theta_W = 0.22647 \pm 0.00311$ [9];

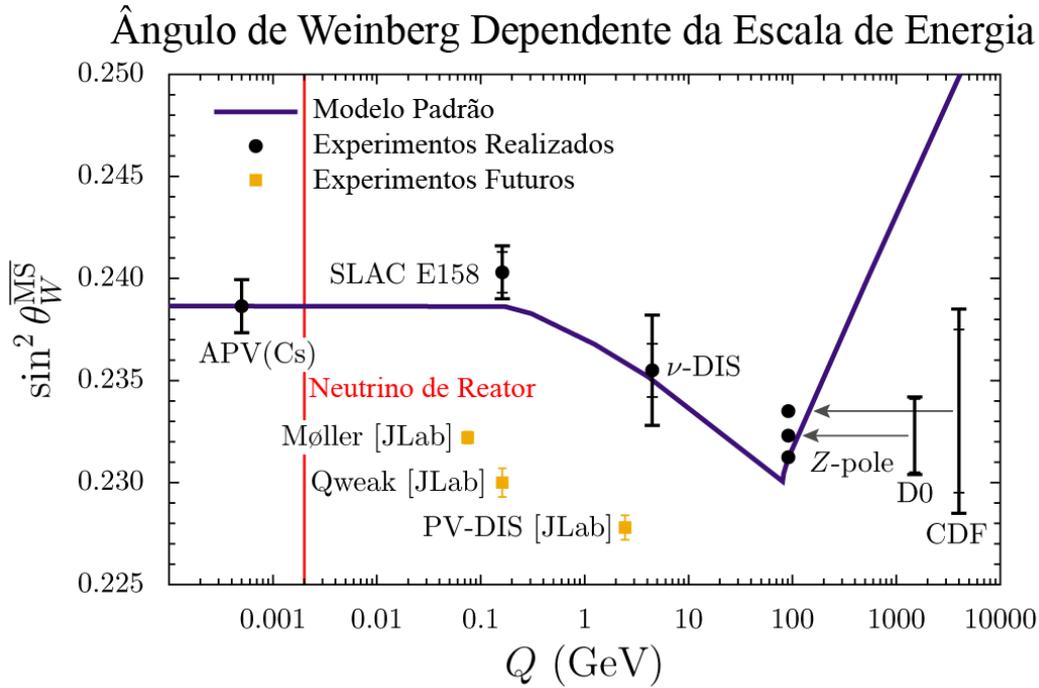


Figura 1.1: Gráfico mostrando as medidas de $\sin^2 \theta_W$ de acordo com a escala de energia do processo em GeV. Em escala de energia crescente: experimentos de violação de paridade (APV), Møller (SLAC E158), NuTeV (ν -DIS), os experimentos LEP e SLD com a medida do Z^0 (Z-Pole), experimentos D0 e CDF [10]. A linha vertical em vermelho mostra a escala de energia para uma medida de $\sin^2 \theta_W$ usando-se neutrinos de reator.

- Espalhamento próton-próton no LHC pelo experimento CMS, através da seção de choque do espalhamento quark-antiquark via corrente neutra. Através da medida indireta o valor obtido foi $\sin^2 \theta_W = 0.2287 \pm 0.0020$ (*stat.*) ± 0.0025 (*syst.*) [11].

Observando os resultados experimentais, pode-se notar que o valor de $\sin^2 \theta_W$ depende da escala de energia, Q^2 , do processo em que este foi medido. A figura 1.1 apresenta a dependência em Q de $\sin^2 \theta_W$ em um resultado do Modelo Padrão renormalizado e as principais medidas recentes. Observa-se as medidas de precisão de LEP e SLD [8] a Q da ordem de massa do Z, M_Z , e de experimentos baseados

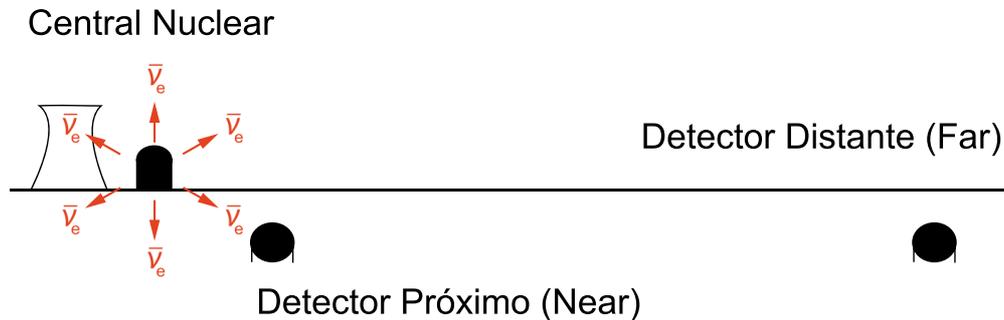


Figura 1.2: Desenho esquemático de um experimento de neutrinos de reator desenvolvido para a medição do ângulo de mistura θ_{13} , consistindo em um detector próximo ao reator e um distante, ambos localizados sob o solo em busca de uma boa cobertura contra raios cósmicos.

em violação de paridade atômica, a $Q^2 \approx 10^{-1} \text{ GeV}^2$ a baixos valores de Q . Entre elas estão as medidas do experimento E-158 [5], a $Q^2 \approx 0.025 \text{ GeV}^2$ e do experimento NuTeV [9] a $Q^2 \approx 26 \text{ GeV}^2$ usando espalhamento profundamente inelástico neutrino-núcleon. O resultado obtido pelo experimento NuTeV difere em 3σ da predição do Modelo Padrão, que pode ser comparado com o esperado para medidas de experimentos futuros na mesma escala de energia [10]. Embora muitas explicações tenham sido propostas para justificar esta discrepância [12], ela bem pode ser devida a uma nova física ou a efeitos experimentais não entendidos.

Com a finalidade de esclarecer a situação, vários experimentos tem sido propostos a vários valores de Q^2 . Dentre eles, experimentos usando feixe de neutrinos de múons [13, 14], experimentos usando um feixe de neutrinos [15], experimentos usando feixes de radiação beta de baixa energia [16], experimentos de violação de paridade com feixes de elétrons [5] e experimentos usando neutrinos de reator [1].

Os experimentos usando neutrinos de reator foram usados para medir o ângulo de mistura leptônico θ_{13} [17, 18, 19]. Após os primeiros experimentos, uma segunda geração de experimentos de neutrinos de reator foi proposta afim de se obter limites

superiores menores para θ_{13} [20, 21, 22, 23], seguindo a composição esquemática apresentada na figura 1.2. Estes experimentos podem ser usados para se obter uma medida do ângulo de Weinberg, usando espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$, a $Q^2 \approx 10^{-6} \text{ GeV}^2$, faixa de energia apresentada em destaque na linha vermelha na figura 1.1.

1.1 Ângulo de Mistura Leptônico θ_{13}

Em todos os experimentos destinados a medir θ_{13} , o ângulo é determinado a partir da probabilidade de sobrevivência do antineutrino do elétron,

$$P_{surv} \approx 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{1.267 \Delta m_{atm}^2 L}{E} \right), \quad (1.1)$$

onde Δm_{atm}^2 é a diferença de massa atmosférica quadrática, L é a distância do reator ao detector em metros e E é a energia do antineutrino em MeV. A diferença de massa quadrada foi bem medida pelo experimento MINOS e seu valor é de $\Delta m_{atm}^2 = (2,32_{-0,08}^{+0,12}) \times 10^{-3} eV^2$ [24]. Pela precisão na medida de Δm_{atm}^2 , a probabilidade de sobrevivência pode ser considerada dependente apenas do ângulo θ_{13} , permitindo a obtenção do $\sin^2 \theta_{13}$ dos dados obtidos.

Os antineutrinos são produzidos pelos reatores mediante fissão nuclear e detectados via decaimento beta inverso, processo no qual o antineutrino interage com o próton, produzindo então um par pósitron-nêutron, tal que

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \quad (1.2)$$

Para facilitar a reação e detecção, o óleo é feito cintilador líquido, composto por hidrocarbonetos contendo átomos de hidrogênio que são considerados prótons livres para o processo.

O decaimento beta inverso é caracterizado pela rápida liberação de energia do pósitron ao interagir com o líquido cintilador, representando um primeiro sinal nas fotomultiplicadoras do detector, seguido por um sinal com atraso característico da

termalização do nêutron, sua captura e respectiva reemissão de energia com energias características do átomo que absorveu o nêutron. Admitindo que durante o processo o nêutron e o próton estão praticamente estáticos, pode-se associar a energia do antineutrino à energia transferida ao pósitron. Assim, pela energia do pósitron E_e , pode-se reconstruir a energia do antineutrino E_ν . Deste modo, além da simples contagem de antineutrinos esperados, é possível comparar também o espectro de energia esperado para a distância reator-detector. Através da probabilidade de sobrevivência P_{surv} , determina-se o θ_{13} .

1.2 Visão Geral do Experimento Double Chooz

O experimento Double Chooz [21] na França, juntamente com Daya Bay na China e RENO na Coreia do Sul, fazem parte de uma nova geração de experimentos de neutrinos de reatores dedicados à medida de θ_{13} [20], o último ângulo de mistura entre neutrinos a ser medido.

Double Chooz utiliza o mesmo local e infraestrutura do experimento Chooz, seu antecessor. Aproveitando a caverna do experimento Chooz, que possuía apenas um detector, para a localização do detector distante, Double Chooz já herda estudos de contaminação radioativa do solo e contaminação por raios cósmicos, além do espectro de antineutrinos medidos por Chooz. Tais informações facilitam o trabalho de simulação para um experimento ainda não realizado, justificando a escolha de Double Chooz como foco do trabalho de simulação e análise dos dados simulados desta tese.

O experimento Double Chooz está localizado no complexo nuclear de Chooz, na região de Ardenes, nordeste da França, muito próximo à fronteira França-Bélgica, às margens do rio Meuse (figura 1.3). Em Chooz há dois reatores nucleares com 4.27 GWth cada, com cada reator ficando desligado por um mês todo ano.

O fluxo de antineutrinos de cada reator depende da sua potência térmica e da fissão dos isótopos do combustível nuclear. Os quatro principais isótopos são urânio



Figura 1.3: Foto do complexo nuclear de Chooz e as localizações dos detectores.

^{235}U (^{235}U), plutônio 239 (^{239}Pu), urânio 238 (^{238}U) e plutônio 241 (^{241}Pu), com cada um contribuindo proporcionalmente à sua quantidade no combustível nuclear e com suas respectivas energia, liberada, e neutrinos produzidos por fissão.

Double Chooz conta com dois detectores de antineutrinos idênticos, um próximo, a aproximadamente 300 m de distância dos reatores, e um distante, a 1 km de distância. O detector distante está localizado no local do detector do experimento antecessor, Chooz, utilizando a mesma caverna no interior da montanha de Ardenes. Com a montanha sendo de rocha calcária, a cobertura contra raios cósmicos fornecida ao experimento é de 300 mwe¹. Para o detector próximo aos reatores é prevista uma cobertura de 80 mwe.

O detector de Double Chooz é composto pelo veto externo e o detector principal. O detector principal consiste em quatro tanques cilíndricos concêntricos preenchidos com cintilador líquido ou óleo mineral.

A característica dos eventos de decaimento beta inverso é a coincidência entre o sinal rápido, gerado pelo depósito de energia do pósitron, e o sinal atrasado, proveniente da desexcitação do átomo do gadolínio ou do hidrogênio após a captura

¹Unidade de profundidade proveniente do inglês para metro de água equivalente, profundidade ou cobertura de um material equivalente a 1 metro em razão da densidade da água.

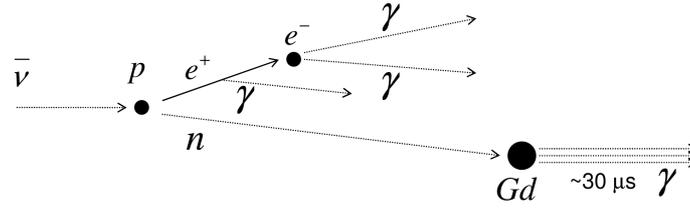


Figura 1.4: Visão esquemática do processo de decaimento beta inverso.

do nêutron. A figura 1.4 exemplifica o processo de decaimento inverso.

O alvo é construído para que os eventos de antineutrinos possam ser observados sem cortes de posição, com a captura dos nêutrons sendo feita predominantemente pelo Gd. A emissão de energia do Gd após a captura é de aproximadamente 8 MeV, a um tempo típico de aproximadamente $30 \mu s$. A seleção de eventos candidatos a antineutrinos utiliza a assinatura da captura do nêutron pelo Gd como identificação principal em uma janela de aquisição de tempo de $100 \mu s$. O que se observa então é o espectro de energia do pósitron, que por conservação de energia pode ter esse espectro expresso em função da energia do antineutrino incidente. Através da forma observada é feita uma comparação com o esperado e então é possível determinar se há oscilação ou não.

1.3 Proposta de Medida do Ângulo de Weinberg

A proposta de utilizar experimentos de neutrinos de reatores é considerar o que seria uma contaminação para a medida de θ_{13} , como fonte para outra medida: espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$, onde

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-. \quad (1.3)$$

Este processo, ao contrário do decaimento beta inverso, não possui dois sinais que permitam uma correlação temporal, com o antineutrino incidente interagindo com o elétron, que a uma primeira aproximação está parado, e este ao ser espalhado é observado mediante cintilação, enquanto o antineutrino não é observado. A figura 1.5 ilustra bem o processo.

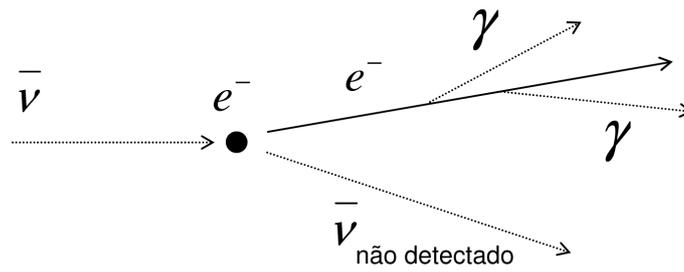


Figura 1.5: Visão esquemática do processo de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$.

A seção de choque para o espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ é duas ordens de grandeza inferior à seção de choque do decaimento beta inverso, indicando a dificuldade de ocorrência desse processo. As chances do antineutrino espalhado produzir um decaimento beta inverso é ainda menor do que a do espalhamento elástico, sendo desconsiderada a probabilidade desse processo em cadeia.

A proposta de medição do ângulo de Weinberg é uma realizar grande seleção de eventos candidatos à elétrons do espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$, representando a seleção de todos que apresentem um espectro de energia similar ao espectro do pósitron, uma vez que espera-se que o elétron espalhado comporte-se de modo similar ao pósitron a respeito do depósito de energia no cintilador. A diferença será a exigência de não haver coincidência com um sinal atrasado durante o tempo de aquisição de dados.

Em contrapartida à dificuldade de detecção dos eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ está a possibilidade de realização de uma medida limpa e precisa, com uma precisão igual ou superior as de outros experimentos destinados à medida do θ_W . Esta é a maior motivação deste trabalho de tese.

Nos capítulos que seguem discutem-se os aspectos teóricos pertinentes a este trabalho, incluindo uma revisão histórica da física dos neutrinos. Posteriormente apresenta-se a simulação do detector de antineutrinos de reator baseado no experimento Double Chooz, utilizando ferramentas computacionais descritas no apêndice A. Segue então a análise dos dados simulados, incluindo estudo de erros estatísticos e sistemáticos. Finalmente é apresentada a conclusão deste trabalho, com com-

paração ao resultado recente feito pela colaboração TEXONO [25] e uma discussão das perspectivas de possíveis melhoras no resultado desta tese.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos

Este capítulo tem como objetivo apresentar os conceitos teóricos que servem de base para o desenvolvimento do tema desta tese de doutorado. É primeiro apresentada uma revisão histórica dos fatos que levaram a postulação teórica da existência dos neutrinos até sua descoberta pelo experimento de Reines e Cowan. Continua-se com a apresentação da teoria de Fermi, base para a formulação da teoria de interações fracas, apresentada logo a seguir. Finalmente, na última seção deste capítulo, apresenta-se uma discussão sobre o espalhamento elástico antineutrino-elétron, processo utilizado para a determinação experimental do ângulo de Weinberg em um experimento similar à Double Chooz.

2.1 Contexto Histórico

Em 1911 Lise Meitner e Otto Hahn, em um experimento usando uma fonte de radium E ¹, demonstraram que os elétrons emitidos pelo decaimento β possuem um espectro de energia contínuo, e não discreto como era esperado [26]. Tal fato parecia contradizer a lei de conservação de energia, uma vez que aparentemente havia uma perda de energia durante o processo do decaimento β . Naquela época acreditava-se

¹Hoje conhecido como o isótopo de bismuto (210 Bi)

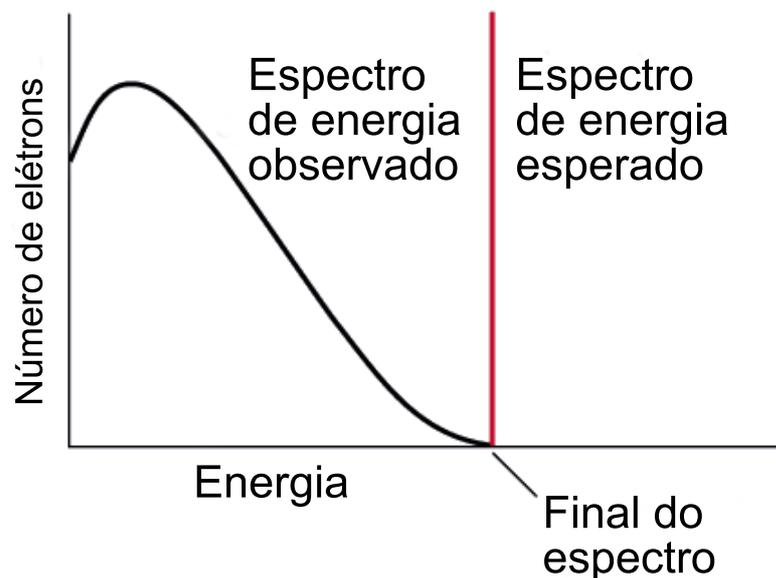


Figura 2.1: Espectro esperado para o decaimento β e o observado.

que os átomos radioativos emitiam apenas um próton e um elétron neste processo. Alguns anos (1914-1927) depois Charles Drummond Ellis, juntamente com James Chadwick e colegas, estabeleceram claramente que o espectro do decaimento β era realmente contínuo [27, 28, 29], como mostrado na figura 2.1.

Em 1930 Wolfgang Pauli sugeriu que, além de elétrons e prótons, os átomos também continham uma partícula extremamente leve e neutra, que ele chamou de “nêutron”. Este era emitido durante o decaimento β , mas não era detectado nos experimentos. Em 1932, J. Chadwick descobriu a partícula hoje conhecida como nêutron, mas esta resultou ser muito pesada e portanto não corresponder a partícula postulada por Pauli [30]. Em 1933, F. Perrin mostrou que a massa da partícula de Pauli tinha que ser muito menor que a massa do elétron [31]. Na conferência Solvay em Bruxelas, em 1933 Pauli diz que a partícula neutra emitida no decaimento β não pode ser mais pesada do que o elétron, propondo então que se renomeie a partícula postulada por ele para neutrino, afim de distinguir dos nêutrons “pesados” [32].

No mesmo ano de 1933, Anderson descobre o pósitron [33], confirmando a teoria de Dirac, F. Joliot-Curie descobre a radiação β positiva [34] e Enrico Fermi [35], usando a idéia do neutrino, constrói a teoria do decaimento β , criando a base da teoria das interações fracas. Em 1934, H. Bethe e R. Peierls mostram que a probabilidade de interação do neutrino com a matéria é bilhões de vezes menor a do elétron [36]. Ainda em 1934, Pauli publicou o seu modelo para o decaimento β [37], em que os neutrinos são produzidos através da reação

$$n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e. \quad (2.1)$$

Em 1956, F. Reines e C. Cowan observaram pela primeira vez o neutrino (ou, mais precisamente, o anti-neutrino) do elétron em um experimento usando como fonte de neutrinos um reator nuclear.

2.1.1 Experimento de Cowan e Reines

Embora houvessem explicações teóricas aceitáveis para a existência do neutrino, a comprovação experimental da sua existência só veio em 1956, com o experimento realizado por Frederick Reines e Clyde L. Cowan, Jr. [38].

O experimento estava localizado nas proximidades da usina nuclear de Savannah River. Antineutrinos $\bar{\nu}$ eram emitidos decorrentes das fissões ocorridas no reator desta usina. O detector do experimento, contendo uma solução cintiladora, recebia parte destes antineutrinos, que colidiam com um dos $1,4 \times 10^3$ prótons dos 400 litros de cintilador com uma probabilidade de colisão definida pela seção de choque da reação

$$\bar{\nu}p \rightarrow e^+n, \quad (2.2)$$

conhecida como decaimento β inverso, comumente abreviado para IBD (do inglês *Inverse Beta Decay*).

O líquido cintilador utilizado, originalmente contendo trietilbenzeno, trifenil e

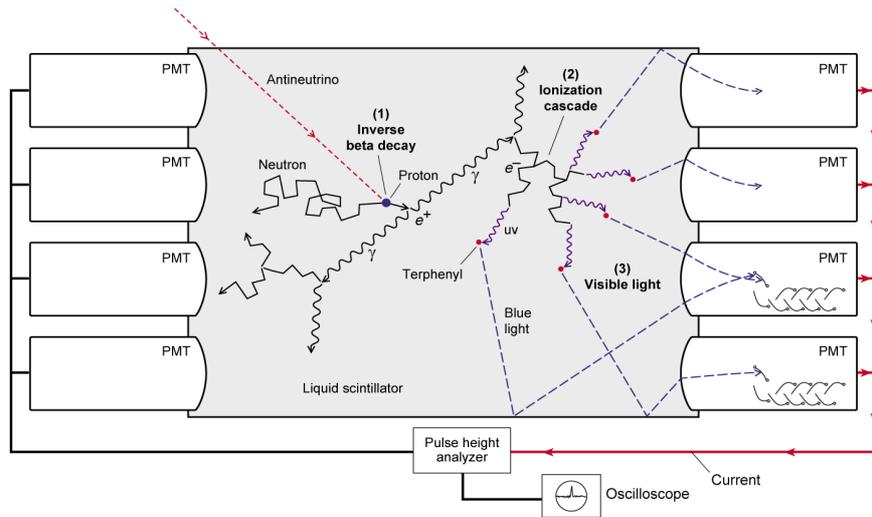


Figura 2.2: Esquema do funcionamento do experimento de Cowan e Reines.

POPOP², foi acrescentado sal de cádmio. Esta adição resultava no aumento da captura do nêutron produzido pela reação, elevando as chances de serem observados sinais provenientes do pósitron e do nêutron dentro do detector. O desenho esquemático do processo é exibido na figura 2.2.

Assim, o pósitron produzido na reação $\bar{\nu}p \rightarrow e^+n$ é rapidamente aniquilado, produzindo um primeiro pulso de luz no cintilador, no instante que a absorção do nêutron por um núcleo de cádmio ocorre. O decaimento deste último ao seu estado fundamental produz um segundo pulso de luz característico. A diferença temporal entre o primeiro e o segundo pulso era observada como uma função da energia do reator, com o objetivo de se obter a seção de choque da reação durante a análise de dados e o espectro dos antineutrinos. O espectro dos antineutrinos era determinado a partir do espectro do pósitron. Desprezando o recuo do nêutron, obtinha-se um espectro para os antineutrinos cujo limite inferior é de 1,804 MeV, resultante da energia mínima para criação de um pósitron e a diferença de massa entre próton e nêutron. A energia $E_{\bar{\nu}}$ dos antineutrinos fica determinada então pela relação com a

²ou 1,4-di-[2-(5-fenil-oxazolil)]-benzeno é material cintilador composto por $C_{24}H_{16}N_2O_2$ e utilizado para mudar comprimentos de onda curtos para longos

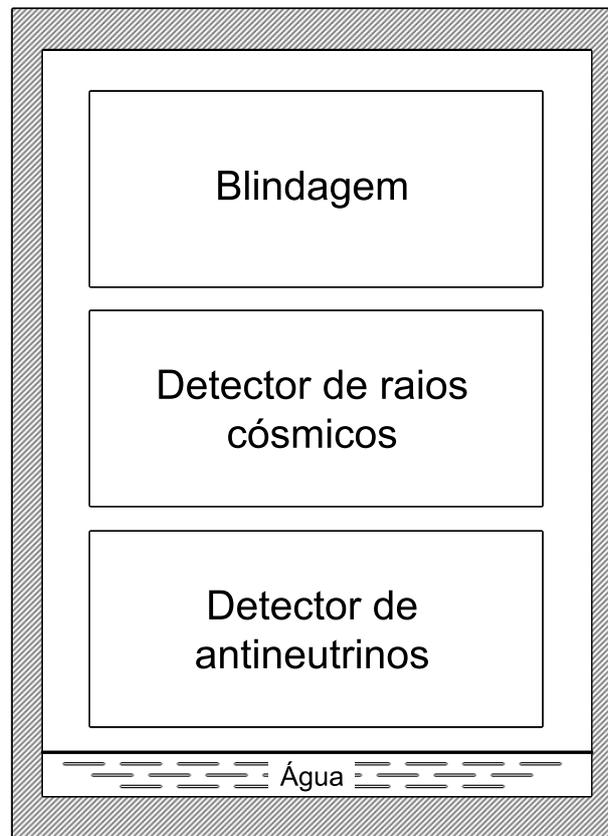


Figura 2.3: Estrutura do detector do experimento de Cowan e Reines.

energia cinética do pósitron produzido na reação E_{e^+} , dada por

$$E_{\bar{\nu}} = E_{e^+} + (M_n - M_p) = E_{e^+} + 1,2933 \text{ MeV}, \quad (2.3)$$

sendo M_n e M_p respectivamente as massas do nêutron e do próton participantes no processo.

As fotomultiplicadoras (PMTs) possuíam uma resolução temporal de $0,2\mu s$, suficiente para detectar a diferença temporal entre o primeiro e o segundo sinal, que era de $30\mu s$. Ao mesmo tempo os dois sinais eram enviados para uma unidade de coincidência que aceitava apenas pulsos com amplitudes entre 1,5 e 8,0 MeV. Durante o intervalo de tempo determinado para a aceitação do segundo pulso proveniente do nêutron ($0,75 - 25,75\mu s$), eram aceitos apenas pulsos correspondentes a energias

depositadas entre 3 e 10 MeV. Ao satisfazer estas condições, um evento de IBD era registrado no detector.

Existia ainda um segundo detector similar ao primeiro, mas sem o acréscimo de cádmio, que era usado para anticoincidência do sinal proveniente de raios cósmicos que passassem pelo tanque de blindagem de água, que tinha aproximadamente 12 polegadas de espessura e estava localizado acima deste detector. Este aparato, exibido na figura 2.3, visava reduzir a contaminação de eventos oriundos de raios cósmicos.

O experimento tomou dados tanto com o reator da usina nuclear ligado quanto desligado. Comparando os dados das duas situações era possível distinguir a contaminação que ainda pudesse passar pela blindagem e não fosse identificada pelo detector de raios cósmicos, auxiliando na caracterização deste ruído. A taxa de eventos de neutrinos, denominados eventos de sinal, era de 34 ± 4 eventos/hora e a razão sinal-ruído era $1/5$, onde metade do ruído era associado a raios cósmicos e a outra metade a eventos de coincidência acidental não proveniente do reator.

A seção de choque medida pelo experimento para o IBD foi de $(11 \pm 2,6) \times 10^{-44} \text{cm}^3/\bar{\nu}$ ou $(6,7 \pm 21,5) \times 10^{-43} \text{cm}^3/\text{fissão}$, considerando que fossem emitidos $6.1 \bar{\nu}$ por fissão.

2.1.2 Observação do ν_μ e do ν_τ

Em 1962, Jack Steinberger e mais um grupo de pesquisadores da Universidade de Columbia e do Brookhaven National Laboratory (BNL), localizado em Upton, Nova Iorque, implementaram o primeiro experimento de neutrinos de acelerador. Neste experimento foi possível demonstrar a existência de duas espécies de neutrinos, o do elétron ν_e e o do múon ν_μ [13].

O experimento realizado gerava um feixe de neutrinos provenientes do decaimento de píons, segundo a reação

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + (\nu/\bar{\nu}), \quad (2.4)$$

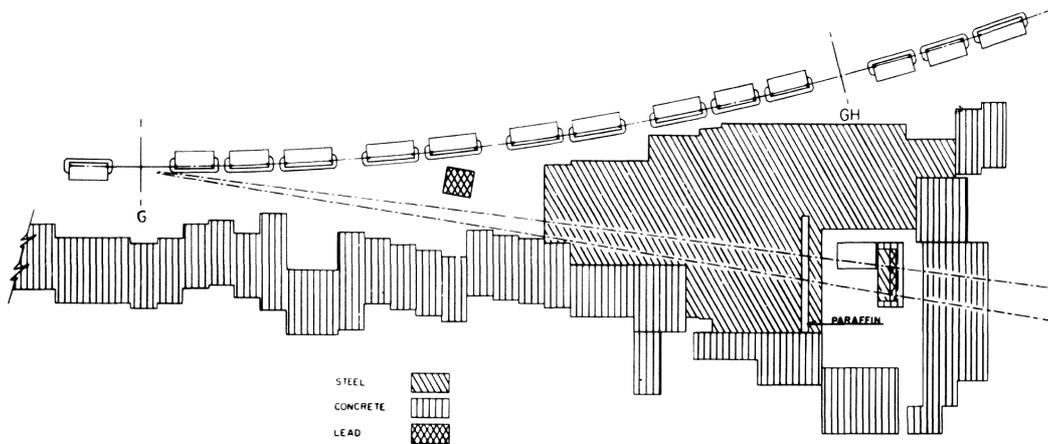


Figura 2.4: Experimento realizado no BNL que identificou o ν_μ .

produzindo assim neutrinos ou antineutrinos do múon. Os píons eram produzidos mediante colisão de prótons contra um alvo fixo de berílio. O fluxo de partículas provenientes da colisão com o alvo atravessava uma parede de aço de 13,5 m de espessura a 21 m do alvo. As interações de neutrinos eram observadas em uma câmara de faíscas (spark chamber) de alumínio, localizada atrás da parede de aço. A imagem 2.4 ilustra a configuração do experimento.

Em 1986, no CERN, utilizando o colisor elétron-pósitron LEP, foi realizado o estudo da vida meia do Z^0 [14]. Este estudo permitiu demonstrar a existência de somente três famílias de neutrinos leves ou sem massa no Modelo Padrão [39], reforçando a teoria da existência do ν_τ .

Finalmente, em 2000, a colaboração DONUT (*Direct Observation of the NU Tau*), também conhecida como E872, no Fermilab, anunciou a observação do neutrino do táu ν_τ [15]. Este experimento utilizava prótons acelerados no Tevatron para a produção de ν_τ vindos de decaimentos de mésons charmosos (mésons contendo quarks charm). Após eliminar todas as partículas indesejadas quanto possível através de um sistema de magnetos e um volume composto de concreto e ferro, o feixe de neutrinos incidia sobre um alvo de emulsão nuclear. Em alguns raros casos um neutrino interagiu no detector, produzindo partículas carregadas, podendo ser

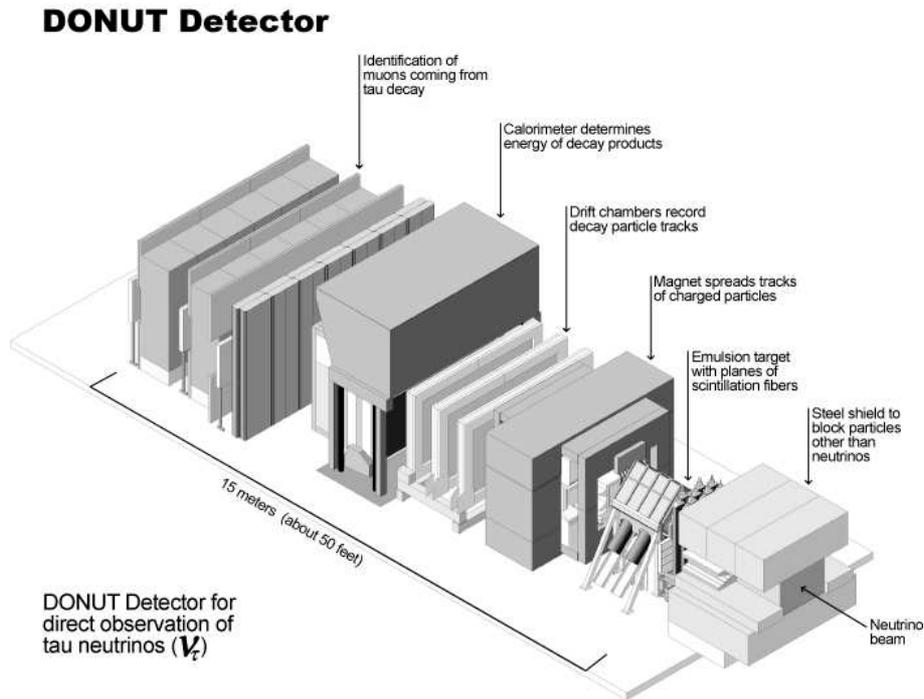


Figura 2.5: Experimento DONUT que comprovou a existência do ν_τ .

registrado no sistema de cintiladores e câmaras de traço. A figura 2.5 mostra o detector utilizado no experimento.

2.2 Teoria de Fermi

A amplitude invariante \mathcal{M} para um espalhamento elástico elétron-próton, $e^-p \rightarrow e^-p$, onde o próton é tratado como uma partícula de Dirac sem estrutura, é escrita como

$$\mathcal{M} = (e\bar{u}_p\gamma^\mu u_p) \left(\frac{-1}{q^2} \right) (-e\bar{u}_e\gamma_\mu u_e). \quad (2.5)$$

\mathcal{M} é o produto das correntes eletromagnéticas do elétron, lado direito da equação 2.5, e do próton, do lado esquerdo, junto com o propagador do fóton trocado entre as partículas, ao centro. O diagrama que representa a interação é mostrado na figura

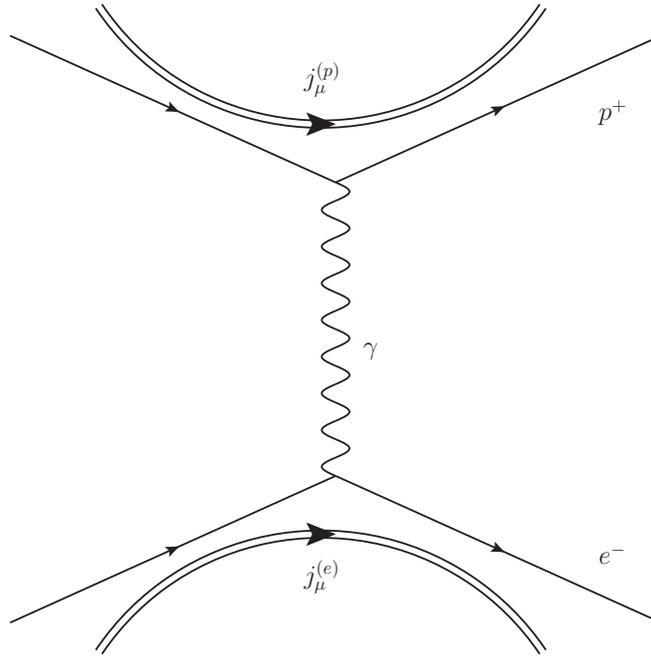


Figura 2.6: Espalhamento elétron-próton.

2.6, com a corrente eletromagnética definida por

$$ej_\mu = -e\bar{u}_f\gamma^\mu u_i, \quad (2.6)$$

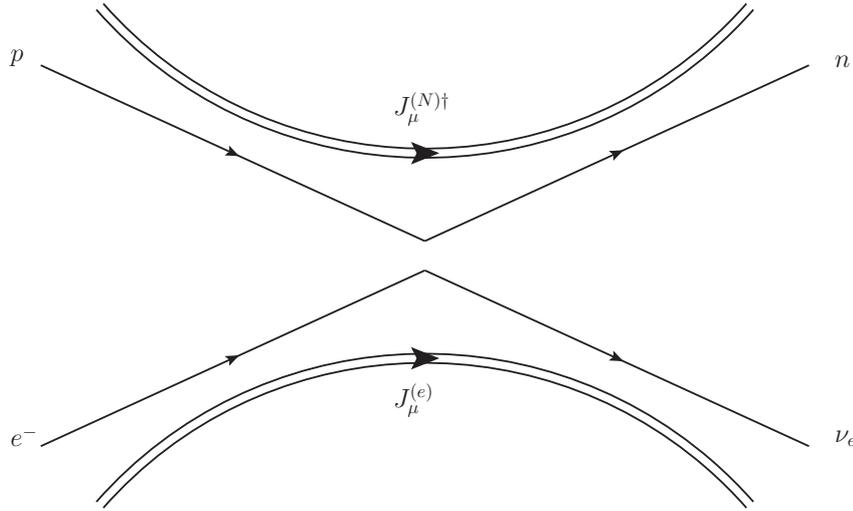
onde u_f e u_i são os espinores das partículas no estado final e inicial da interação, respectivamente. Assim a amplitude invariante pode ser reescrita na forma de

$$\mathcal{M} = -\frac{e^2}{q^2}(j^\mu)_p(j_\mu)_e. \quad (2.7)$$

Uma forma análoga a interação corrente-corrente da equação 2.7 foi proposta por Fermi para a amplitude invariante do decaimento β , $e^-p \rightarrow \nu_e n$, dada por

$$\mathcal{M} = G(\bar{u}_n\gamma^\mu u_p)(\bar{u}_{\nu_e}\gamma^\mu u_e), \quad (2.8)$$

onde G é a constante de acoplamento, conhecida como constante de Fermi [40], que pode ser determinada experimentalmente (vide figura 2.7). Embora semelhante a equação 2.7, nota-se na equação 2.8 a ausência de propagador do bóson vetorial


 Figura 2.7: Decaimento β cruzado.

mediador da interação. Porém, a estrutura desta equação se justifica pelo fato que, na teoria das interações fracas, os bósons vetoriais são massivos e então o equivalente a equação 2.7 é

$$\mathcal{M} = gJ^\mu \frac{M^2}{k^2 - M^2} J_\mu \approx gJ^\mu \left(1 + \frac{k^2}{M^2} + \dots \right) J_\mu, \quad (2.9)$$

onde M^2 é a massa do bóson vetorial com momentum k . Desprezando termos de ordem $\mathcal{O}(k^2/M^2)$ e superiores, obtém-se a equação 2.8.

A estrutura proposta por Fermi para a interação fraca foi por anos considerada verdadeira. Após a descoberta da violação de paridade pelas interações fracas, em decorrência dos resultados apresentados por Yang e Lee em 1956 em um experimento de decaimento de káons [41], foi necessária a correção da teoria de Fermi. A única mudança necessária de fato foi a troca de γ_μ por $\gamma_\mu(1 - \gamma^5)$. Esta combinação de termos com γ_μ e $\gamma_\mu\gamma^5$ automaticamente satisfaz a violação de paridade. Assim a interação fraca passa a ser descrita usando estrutura pseudo-vetorial no lugar da forma vetorial original, como ocorre com a interação eletromagnética.

Com a alteração na teoria, a amplitude invariante para o decaimento β passa a

ter a forma

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_n \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_p] [\bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_e]. \quad (2.10)$$

O termo $1/\sqrt{2}$ é pura convenção para manter a definição original da constante G . Redefinindo as correntes fracas com a troca de γ^μ por $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$, obtêm-se que a corrente que equivale ao ganho de carga é dada por

$$J^\mu = \bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) u_e, \quad (2.11)$$

onde a inclusão de $1/2$ deve-se ao fato de que a projeção do operador $\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$ fica normalizada. De forma análoga a corrente que representa a perda de carga é definida pelo hermitiano conjugado de J^μ , sendo

$$J_\mu^\dagger = \bar{u}_e \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) u_{\nu_e}. \quad (2.12)$$

A amplitude da interação fraca é então escrita na forma de

$$\mathcal{M} = \frac{4G}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger. \quad (2.13)$$

A combinação de correntes de ganho e de perda de carga garante a conservação de carga elétrica. Vale destacar que o termo $\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$ seleciona automaticamente neutrinos dextrogiros (mão direita) ou antineutrinos levogiros (mão esquerda).

O fato de a teoria de Fermi não apresentar um propagador deve-se a que, no cenário em que ela foi desenvolvida, no decaimento β e decaimento do múon, o momento transferido q pelo bóson W é muito menor que sua massa ($q^2 \ll M_W^2$) e então vale a aproximação da equação 2.9. Neste limite a constante G pode ser escrita como

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}, \quad (2.14)$$

com g^2 a constante de acoplamento da interação fraca.

2.3 Modelo Padrão

Em 1967 Weinberg, e um ano depois Salam, propuseram o que hoje é conhecido como o Modelo Padrão. Afim de melhor compreensão do modelo de Weinberg-Salam, será

apresentado previamente o mecanismo de quebra espontânea de simetria.

2.3.1 Quebra Espontânea de Simetria

Uma simetria de um sistema é dita “espontaneamente quebrada” se os estados de mais baixa energia deste sistema não são invariantes sob operações desta simetria. Um exemplo é o aparecimento do ferromagnetismo. Com o resfriamento do sistema os spins começam a ficar correlacionados e se orientam em uma determinada direção, gerando um campo magnético. Este campo seleciona, espontaneamente, uma direção preferencial.

Para demonstrar a quebra espontânea da invariância de calibre global em uma teoria de campo relativística, considere como exemplo o campo escalar complexo livre $\phi(x)$, definido pelo Hamiltoniano clássico

$$H = \int d^3x [\pi^* \pi + \nabla \phi^* \cdot \nabla \phi + V(\phi^* \phi)], \quad (2.15)$$

onde $\pi = \partial \phi / \partial t$. Uma solução para a equação de movimento com a menor energia possível corresponde a uma constante $\phi(x) = \phi_0$, tal que $V(\phi_0^* \phi_0)$ tenha o mínimo valor possível. Isto claramente minimiza H e é uma solução das equações do campo, já que para ϕ independente do tempo, H é proporcional à ação. Se $\phi_0 \neq 0$, a solução é claramente não invariante sob mudança de fase, portanto a invariância global de calibre é espontaneamente quebrada. O estado de menor energia tem então degenerescência infinita, correspondendo ao fato de que a fase de ϕ_0 é arbitrária.

Definindo

$$V(\phi^* \phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2 + \text{constante}, \quad (2.16)$$

a equação de movimento então resulta em

$$(\square^2 + \mu^2)\phi = -2\lambda \phi^* \phi. \quad (2.17)$$

A solução de campo livre ($\lambda = 0$, $\mu^2 > 0$) corresponde a ondas planas com vetores de onda k^μ , com $k^2 = \mu^2$, descrevendo partículas de massa μ na teoria quântica de campos.

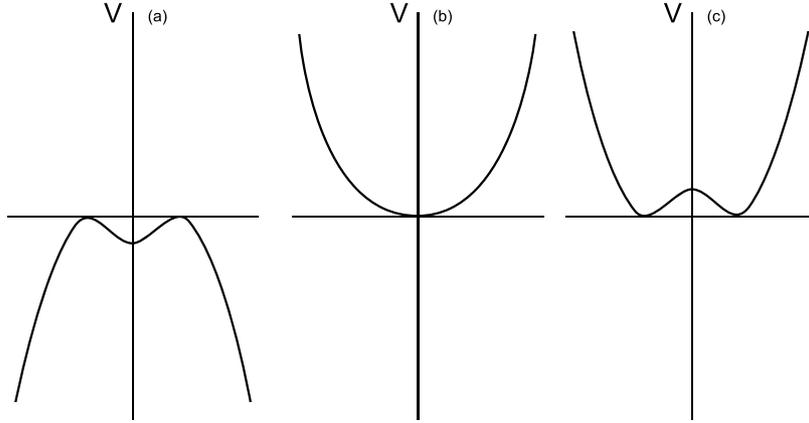


Figura 2.8: Formas do potencial V com os parâmetros: (a) $\lambda < 0, \mu^2 > 0$; (b) $\lambda > 0, \mu^2 > 0$; (c) $\lambda > 0, \mu^2 < 0$.

Se $\lambda < 0$, a teoria não existe porque o Hamiltoniano não possui limite inferior. Se $\lambda < 0$ e $\mu^2 > 0$, então V tem a forma apresentada na figura 2.8(a), apresentando um estado metaestável, com o campo contido no mínimo local de V .

Se $\lambda > 0$ podem ocorrer os casos onde $\mu^2 > 0$ ou $\mu^2 < 0$, com suas correspondentes formas para o potencial V apresentadas nas figuras 2.8(b) e 2.8(c), respectivamente [42].

Reescrevendo 2.16 convenientemente na forma

$$V(\phi^* \phi) = \lambda(\phi^* \phi - \phi_0^2)^2, \quad (\phi_0 \neq 0), \quad (2.18)$$

o estado de menor energia corresponde a $\phi^* \phi = \phi_0^2$, ou

$$\phi(x) = \phi_0 e^{i\alpha_0}, \quad (2.19)$$

onde α_0 é uma constante real arbitrária.

Os estados de baixa energia da teoria quântica podem ser deduzidos dos modos de baixa energia clássicos. Assim, escrevendo

$$\phi(x) = [\phi_0 + \eta(x)] e^{i\alpha(x)}, \quad (2.20)$$

com $\eta(x)$ e $\alpha(x)$ sendo campos reais, a densidade Lagrangeana é dada por

$$\mathcal{L}_0 = \partial^\mu \eta \partial_\mu \eta - \lambda(2\phi_0 - \eta)^2 \eta^2 + (\phi_0 + \eta)^2 \partial^\mu \alpha \partial_\mu \alpha. \quad (2.21)$$

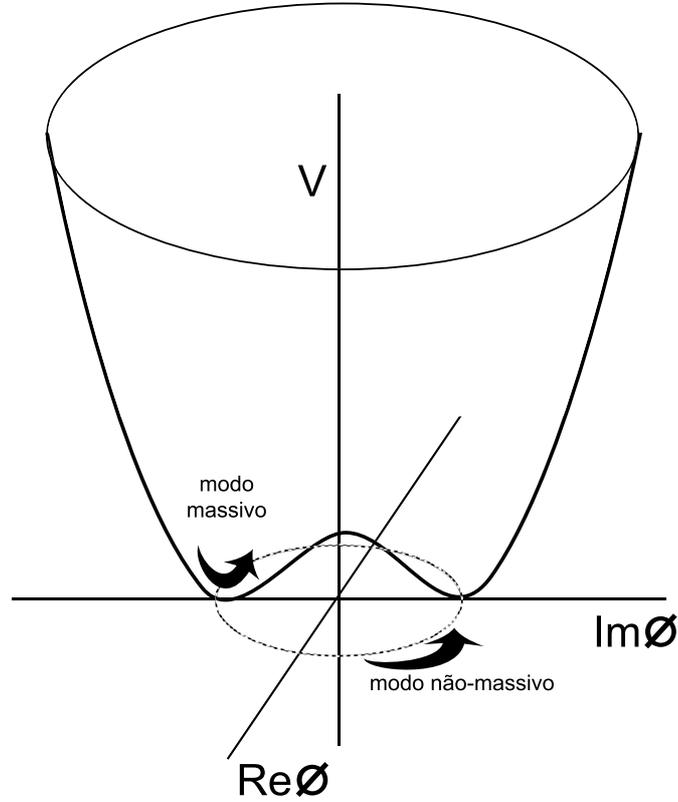


Figura 2.9: Modos clássicos em um campo escalar com potencial de simetria quebrada.

Assumindo que η é muito pequeno e desconsiderando termos maiores do que segunda ordem, obtém-se

$$\mathcal{L}_0 \cong [\partial^\mu \eta \partial_\mu \eta - 4\lambda \phi_0^2 \eta^2] + \phi_0^2 \partial^\mu \alpha \partial_\mu \alpha + \mathcal{O}(\eta^3). \quad (2.22)$$

Os termos entre colchetes descrevem partículas escalares de massa $2\phi_0\sqrt{\lambda}$. O termo seguinte descreve partículas escalares sem massa. Os termos desprezados descrevem as interações entre as partículas. Estes modos clássicos são ilustrados na figura 2.9, onde V é mostrado como uma função de $Re\phi$ e $Im\phi$. A existência de um modo sem massa está diretamente ligada ao fato de $\phi_0 \neq 0$.

Na mecânica quântica, cada valor de α_0 em 2.19 dá um possível estado do vácuo.

A amplitude de transição entre estados do vácuo com diferentes valores de α_0 desaparece para volume espacial infinito.

A afirmação de que “a quebra espontânea de uma simetria global contínua implica na existência de uma partícula sem massa com spin zero” é conhecida como *Teorema de Goldstone*, e as partículas sem massa são chamadas de *bósons de Goldstone*.

Quando uma simetria de calibre local é espontaneamente quebrada, a quebra se manifesta também no estado de menor energia. Entretanto, neste caso não ocorrem os bósons de Goldstone. Em vez disso, os campos de calibre adquirem massa. A manifestação desta quebra de simetria ocorre com a aparição dos “modos de Higgs”.

Considerando a eletrodinâmica escalar e escolhendo V da forma 2.18, o Lagrangeano do sistema é

$$\mathcal{L}(x) = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (D^\mu\phi)^*(D_\mu\phi) - V(\phi^*\phi), \quad (2.23)$$

com o tensor eletromagnético $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ e D^μ sendo a derivada covariante [43] definida por

$$(D^\mu\phi) = (\partial^\mu + ieA^\mu)\phi. \quad (2.24)$$

O Lagrangeano é invariante sob transformações de calibre locais tais que

$$\begin{aligned} A^\mu(x) &\rightarrow A^\mu(x) + \partial^\mu\omega(x), \\ \phi(x) &\rightarrow e^{-ie\omega(x)}\phi(x), \\ \phi^*(x) &\rightarrow e^{ie\omega(x)}\phi(x), \end{aligned} \quad (2.25)$$

onde $\omega(x)$ é uma função real arbitrária das coordenadas do espaço-tempo. A simetria de calibre local é espontaneamente quebrada quando $\phi_0 \neq 0$. O campo $\phi(x)$ é denominado como *campo de Higgs*.

No formalismo canônico, as variáveis são as seguintes:

Campo Conjugado Canônico

$$\begin{aligned} A^\mu & \quad -F_{0\mu} \\ \phi & \quad \pi \equiv (D^0\phi)^* \\ \phi^* & \quad \pi^* \equiv (D^0\phi) \end{aligned} \quad (2.26)$$

Como o conjugado canônico para A^0 é identicamente nulo, A^0 não é uma variável independente e pode ser eliminada em termos das outras através das equações de movimento. Introduzindo os campos elétrico \mathbf{E} e magnético \mathbf{B} tal que

$$\begin{aligned} E^k &= F^{k0}, \\ B^k &= -\frac{1}{2}\epsilon^{ijk}F^{ij}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

ou

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\partial\mathbf{A}/\partial t - \nabla A^0, \\ \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

o Hamiltoniano pode ser escrito na forma

$$\mathcal{H} = \int d^3x \left[\frac{1}{2}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) + |\pi|^2 + |\mathbf{D}\phi|^2 + V \right]. \quad (2.29)$$

A forma de 2.29 é invariante de calibre, mas ainda contém A^0 . Após A^0 ser eliminado, usando as equações de movimento, a forma final irá depender apenas da escolha de um calibre particular.

Para estados de menor energia a solução é

$$\begin{aligned} A^\mu(x) &= 0, \\ \phi(x) &= \phi_0 e^{i\alpha_0}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Para estudar os modos clássicos próximos a esta solução, é conveniente ir para o “calibre unitário”, onde $\phi(x)$ é real. Isto pode ser realizado porque ϕ satisfaz uma equação diferencial de segunda ordem e portanto sua fase deve ter derivada contínua. Assim ϕ pode ser escrito na forma

$$\phi(x) = \rho(x). \quad (2.31)$$

com $\rho(x)$ sendo real. As equações de movimento ficam sendo

$$\begin{aligned} \partial_\mu F^{\mu\nu} &= -2e^2 \rho^2 A^\nu, \\ (\partial^\mu + ieA^\mu \partial_\mu + ieA^\mu) \rho &= 2\lambda \rho (\phi_0^2 - \rho^2). \end{aligned} \quad (2.32)$$

Sendo $\partial_\nu \partial_\mu F^{\mu\nu} \equiv 0$, obtem-se pela primeira equação da relação 2.32 o *Calibre de Landau*, onde

$$\partial_\mu A^\mu(x) = 0. \quad (2.33)$$

Uma vez que $\rho(x) \neq 0$, este pode ser reescrito na forma

$$\rho(x) = \phi_0 + \eta(x), \quad (2.34)$$

onde ϕ_0 é constante e $\eta(x)$ pode ser considerado um campo muito pequeno, do mesmo modo que $A^\mu(x)$ também pode ser considerado muito pequeno. Linearizando as equações de movimento o resultado é

$$\begin{aligned} (\square^2 + 2e^2\phi_0^2)A^\mu &= 0, (\partial_\mu A^\mu = 0) \\ (\square^2 + 4\lambda\phi_0^2)\eta &= 0. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Na teoria quântica esta solução conduz à uma partícula de spin 1 com massa $\sqrt{2}e\phi_0$, representada pelo campo A^μ , e uma partícula de spin 0 com massa $2\sqrt{\lambda}\phi_0$, representada pelo campo η . Os campos originais A^1, A^2, ϕ, ϕ^* são substituídos por A^1, A^2, A^3, η . A forma através da qual ocorre a geração de massa para o fóton é chamada de “Mecanismo de Higgs”. O fóton real não possui massa, logo este resultado é apenas ilustrativo para demonstração do mecanismo de Higgs na teoria eletromagnética, sendo a mais simples disponível para este fim.

2.3.2 Modelo Weinberg-Salam

Weinberg e Salam, usando a idéia de quebra espontânea de simetria, conseguiram resolver o problema na geração de massa da teoria proposta por Glashow [2]. Esta teoria consistia na unificação das interações eletromagnética e fraca baseada na teoria de calibre nos grupos $SU(2) \times U(1)$. A teoria resultante é conhecida como Modelo Weinberg-Salam e foi provada por 't Hooft [44] como sendo uma teoria quântica de campos renormalizável.

Para iniciar a compreensão do Modelo Weinberg-Salam, é preciso lembrar o conceito de quiralidade, que é o autovalor de γ_5 , com $\gamma_5 = +1$ correspondendo a mão-direita e $\gamma_5 = -1$ correspondendo a mão-esquerda, tal que

$$\begin{aligned} \gamma_5 R &= R, & \bar{R}\gamma_5 &= -\bar{R}, \\ \gamma_5 L &= -L, & \bar{L}\gamma_5 &= \bar{L}, \end{aligned} \quad (2.36)$$

onde R e L são espinores de Dirac com apenas duas componentes independentes, que podem ser obtidos de espinores de Dirac de quatro componentes u através das projeções

$$\begin{aligned} R &= \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)u, & \bar{R} &= \frac{1}{2}\bar{u}(1 - \gamma_5), \\ L &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)u, & \bar{L} &= \frac{1}{2}\bar{u}(1 + \gamma_5). \end{aligned} \quad (2.37)$$

Usando as equações 2.36 e 2.37 seguem as relações

$$\begin{aligned} \bar{u}u &= \bar{L}R + \bar{R}L, \\ \bar{u}\gamma^\mu u &= \bar{L}\gamma^\mu L + \bar{R}\gamma^\mu R. \end{aligned} \quad (2.38)$$

A equação de Dirac para uma partícula massiva de quadrimomento $p^\mu = (E, \mathbf{p})$ pode ser escrita como

$$(\alpha \cdot \mathbf{p} + \beta m)u = Eu, \quad E = \sqrt{p^2 + m^2}. \quad (2.39)$$

Usando a identidade $\alpha = \gamma_5\sigma$, e o fato de que γ_5 e σ comutam, obtém-se

$$\begin{aligned} \sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}R &= \frac{E}{p}R - \frac{m}{p}\beta L, & p &\equiv |\mathbf{p}|, \\ \sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}L &= -\frac{E}{p}L - \frac{m}{p}\beta R. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Estas equações são desacopladas se $m = 0$, ficando

$$\begin{aligned} \sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}R &= R, \\ \sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}L &= -L. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Portanto, para partículas de Dirac sem massa a quiralidade é o mesmo que helicidade ($\sigma \cdot \hat{\mathbf{p}}$) e para antipartículas quiralidade é o oposto a helicidade.

A densidade Lagrangeana para interação eletromagnética é dada por

$$\mathcal{L}^{em} = e\bar{u}Q\mathcal{A}u, \quad (2.42)$$

onde Q é a matriz de carga e $\mathcal{A} = A_\mu\gamma^\mu$. A densidade Lagrangeana para a interação fraca de corrente carregada pode ser escrita na forma

$$\mathcal{L}^{cc} = \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{L}(W_{+\tau_-} + W_{-\tau_+})L = \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{L}(W_1\tau_1 + W_2\tau_2)L, \quad (2.43)$$

com W_{\pm}^{μ} sendo os campos dos bósons vetoriais que mediam esta interação, definidos por

$$\begin{aligned} W_{\pm}^{\mu} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^{\mu} \pm iW_2^{\mu}), \\ \tau_{\pm} &= \frac{1}{2} (\tau_1 \pm i\tau_2). \end{aligned} \quad (2.44)$$

Somando 2.42 e 2.43, o resultado é

$$\mathcal{L}^{em} + \mathcal{L}^{cc} = \bar{L} \left[g \left(W_1 \frac{\tau_1}{2} + W_2 \frac{\tau_2}{2} \right) + eA Q \right] L + \bar{R} e A Q R. \quad (2.45)$$

A forma sugere que a base dos campos espinoriais fermiônicos não são os espiniores de 4-componentes de Dirac, mas as projeções mão-esquerda e mão-direita. E ainda sugere que A^{μ} pode ser combinado com W_1^{μ} e W_2^{μ} em uma forma de multipletto.

Para ilustrar a estrutura de multipletto dos campos de matéria e a necessidade da quebra espontânea de simetria, considere que haja apenas um dubleto de léptons formado por um elétron e um neutrino de quiralidade L e um singletto R do qual faz parte apenas um elétron e_R , escritos na forma

$$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \quad R = e_R. \quad (2.46)$$

O neutrino é considerado sem massa e ν_R é inexistente. A teoria é invariante dentro do grupo $SU(2)$, em que L se transforma como um dubleto e R como um singletto.

Um termo de massa convencional na densidade Lagrangeana não pode ser invariante por $SU(2)$ por ser proporcional a $\bar{u}u = \bar{L}R + \bar{R}L$. Portanto, nesta teoria a massa do elétron pode surgir apenas mediante a quebra espontânea de simetria de $SU(2)$. Um caminho conveniente é introduzir um dubleto do campo de Higgs da forma

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix}, \quad (2.47)$$

onde os índices referem-se à carga elétrica. Usando 2.47, o termo de massa pode ser escrito como

$$\mathcal{L}^{mass} \propto \bar{L}\phi R + \bar{R}\phi^{\dagger}L, \quad (2.48)$$

onde $\bar{L}\phi$ é um singlete de $SU(2)$ e um espinor de Dirac. Este termo de massa é invariante sob transformações de Lorentz e $SU(2)$. Se ϕ é não nulo no vácuo, então para pequenas excitações o termo de massa invariante da relação 2.48 é indistinguível de um termo de massa convencional. Detalhando 2.48 obtem-se

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{mass} &\propto (\bar{\nu}_L \bar{e}_L) \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R (\phi_- \phi_0) \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \\ &= (\bar{\nu}_R e_R) \phi_+ + (\bar{e}_R e_L) \phi_- + (\bar{e}e) \phi_0.\end{aligned}\quad (2.49)$$

Os primeiros dois termos podem ser transformados por uma transformação de calibre, usando um calibre unitário. O último termo gera massa ao elétron se $\phi_0 \neq 0$ no vácuo. Não há termo de massa para o neutrino, como consequência de não ter sido introduzido o ν_R .

Se houver necessidade de gerar massa para os neutrinos, basta utilizar o dubleto de Higgs conjugado

$$\tilde{\phi} \equiv \begin{pmatrix} \phi_0 \\ -\phi_- \end{pmatrix}, \quad \phi_- \equiv \phi_+^* \quad (2.50)$$

e analogamente a relação 2.48, desenvolver um termo de massa e obter

$$\begin{aligned}\bar{L}\tilde{\phi}\nu_R + \bar{\nu}_R\tilde{\phi}^\dagger L &= (\bar{\nu}_L \bar{e}_L) \begin{pmatrix} \phi_0 \\ -\phi_- \end{pmatrix} \nu_R + \bar{\nu}_R (\phi_0 - \phi_+) \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \\ &= (\bar{\nu}\nu)\phi_0 - (\bar{e}_L\nu_R)\phi_- - (\bar{\nu}_R e_R)\phi_+.\end{aligned}\quad (2.51)$$

Os dois últimos termos podem ser transformados por um calibre unitário, e o primeiro termo é responsável pela geração de massa dos neutrinos. Entretanto não será considerada a massa dos neutrinos por questão de simplicidade.

A densidade Lagrangeana para os campos de matéria é dada por

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_0 &= \bar{L}i\cancel{\partial}L + \bar{R}i\cancel{\partial}R + (\partial\phi)^\dagger \cdot (\partial\phi) - V(\phi^\dagger\phi) - \frac{m}{\rho_0}(\bar{L}\phi R + \bar{R}\phi^\dagger L), \\ &V(\phi^\dagger\phi) = \lambda(\phi^\dagger\phi - \rho_0^2),\end{aligned}\quad (2.52)$$

onde ρ_0 e λ são parâmetros reais positivos e m é a massa do elétron, que não provém da quebra de simetria, mas um parâmetro da teoria.

O Modelo de Weinberg-Salam é invariante de calibre sob $SU(2)_L \times U(1)_Y$, onde Y refere-se à hipercarga fraca.

Para a simetria $SU(2) \times U(1)$ podem ser associados a cada campo um gerador. Para $SU(2)$ os geradores são \mathbf{t} , tendo como campos de calibre \mathbf{W}^μ . Para $U(1)$ o gerador associado é t_0 e o campo de calibre W_0 . A densidade Lagrangeana invariante de calibre é

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}(G^{\mu\nu} \cdot G_{\mu\nu} + H^{\mu\nu} \cdot H_{\mu\nu}) + \bar{L}i\not{D}L + \bar{R}i\not{D}R \\ & +(D\phi)^\dagger \cdot (D\phi) - V(\phi^\dagger\phi) - \frac{m}{\rho_0}(\bar{L}\phi R + \bar{R}\phi^\dagger L), \end{aligned} \quad (2.53)$$

com derivada covariante definida por

$$D^\mu = \partial^\mu + ig\mathbf{W}^\mu \cdot \mathbf{t} + ig'W_0^\mu t_0, \quad (2.54)$$

onde g e g' são duas constantes de acoplamento independentes, com a primeira para $SU(2)$ e a segunda para $U(1)$.

Para que haja apenas uma partícula neutra sem massa associada ao campo eletromagnético A^μ , esta precisa estar acoplada com a carga eQ , onde $Q = t_3 + t_0$ por convenção. Isto implica em uma combinação linear de W_3^μ e W_0^μ definida por

$$\begin{aligned} W_3^\mu &= Z^\mu \cos \theta_W + A^\mu \sin \theta_W, \\ W_0^\mu &= -Z^\mu \sin \theta_W + A^\mu \cos \theta_W. \end{aligned} \quad (2.55)$$

Assim como A^μ , Z^μ é um campo, porém associado a partículas massivas, resultante da busca de uma solução em que a partícula associada ao campo eletromagnético seja sem massa. Resolvendo esta relação para A^μ e Z^μ obtém-se

$$\begin{aligned} A^\mu &= W_0^\mu \cos \theta_W + W_3^\mu \sin \theta_W, \\ Z^\mu &= -W_0^\mu \sin \theta_W + W_3^\mu \cos \theta_W, \end{aligned} \quad (2.56)$$

sendo θ_W denominado ângulo de Weinberg, um parâmetro livre que deve ser determinado experimentalmente.

Dado θ_W , a exigência para que A^μ seja o campo eletromagnético impõe relações

entre g e g' . Reescrevendo a equação 2.54 como

$$\begin{aligned} D^\mu = \partial^\mu &+ ig(W_1^\mu t_1 + W_2^\mu t_2) \\ &+ i(gt_3 \sin \theta_W + g't_0 \cos \theta_W)A^\mu \\ &+ i(gt_3 \cos \theta_W - g't_0 \sin \theta_W)Z^\mu, \end{aligned} \quad (2.57)$$

exigindo que o coeficiente de A^μ seja eQ , obtem-se

$$gt_3 \sin \theta_W + g't_0 \cos \theta_W = e(t_3 + t_0), \quad (2.58)$$

onde $-e$ é a carga do elétron. Esta relação leva a

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W, \quad (2.59)$$

ou

$$\begin{aligned} g'/g &= \tan \theta_W, \\ e &= gg'/\sqrt{g^2 + g'^2}. \end{aligned} \quad (2.60)$$

Com isto, a derivada covariante pode ser reescrita na forma

$$D^\mu = \partial^\mu + ig(W_1^\mu t_1 + W_2^\mu t_2) + ieQA^\mu + ieQ'Z^\mu, \quad (2.61)$$

onde a matriz de carga neutra Q' é definida por

$$Q' = t_3 \cos \theta_W - t_0 \tan \theta_W. \quad (2.62)$$

Para estudar as massas dos campos de calibre é conveniente utilizar o calibre unitário, no qual

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \end{pmatrix}, \quad (2.63)$$

e onde ρ é um campo real. Usando a equação 2.61 aplicada na 2.63 obtem-se

$$D^\mu \phi = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}ig(W_1^\mu - iW_2^\mu)\rho \\ \partial^\mu \rho - \frac{ig}{2\cos \theta_W}Z^\mu \rho \end{pmatrix}. \quad (2.64)$$

Portanto, o termo cinético do campo de Higgs na densidade Lagrangeana, que é responsável pela geração de massas, toma a forma de

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = \frac{1}{4}g^2 \rho^2 \left[(W_1^\mu W_{1\mu} + W_2^\mu W_{2\mu}) + \frac{Z^\mu Z_\mu}{\cos^2 \theta_W} \right] + \partial^\mu \rho \partial_\mu \rho. \quad (2.65)$$

Note que A^μ não aparece devido à escolha do calibre 2.63 utilizado. Desta forma o A^μ é um campo não-massivo. Em termos dos campos no calibre unitário, a densidade Lagrangeana é

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}(\mathbf{G} \cdot \mathbf{G} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}) + \frac{1}{4}g^2\rho^2 \left(W_1^2 + W_2^2 + \frac{Z^2}{\cos^2\theta_W} \right) \\ & -\bar{\nu}_L i \not{D} \nu_L + \bar{e} \left(i \not{D} - \frac{\rho}{\rho_0} m \right) e \\ & + \partial\rho \cdot \partial\rho - \lambda(\rho^2 - \rho_0^2)^2, \end{aligned} \quad (2.66)$$

com a notação simplificada por comodidade. As massas m_W , m_Z e m_H dos campos W_\pm^μ , Z^μ e o campo de Higgs $\eta = \rho - \rho_0$ estão dadas por

$$\begin{aligned} m_W^2 &= \frac{1}{2}g^2\rho_0^2, \\ m_Z/m_W &= 1/\cos\theta_W, \\ m_H &= 2\lambda^{1/2}\rho_0. \end{aligned} \quad (2.67)$$

Com as massas geradas pela quebra espontânea de simetria, esta teoria de calibre é uma teoria quântica de campos renormalizável [44].

Reescrevendo a equação 2.66 como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_V + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}' + \mathcal{L}'', \quad (2.68)$$

sendo os três primeiros termos a densidade Lagrangeana “livre” do campo vetorial, do campo fermiônico e campo de Higgs, respectivamente, detalhados como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_V &= -\frac{1}{4}(\mathbf{G} \cdot \mathbf{G} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}) + \frac{1}{2}m_W^2(W_1^2 + W_2^2) + \frac{1}{2}m_Z^2 Z^2 \\ \mathcal{L}_F &= \bar{L}i\not{\partial}L + \bar{R}i\not{\partial}R - m_e(\bar{L}R + \bar{R}L) \\ \mathcal{L}_H &= \partial_\mu\eta\partial^\mu\eta - m_H^2\eta \left(1 + \frac{\eta}{2\rho_0} \right)^2, \end{aligned} \quad (2.69)$$

onde m_e é a massa do elétron, η é o campo real de Higgs no calibre unitário em que $\phi(x)$ tem a forma dada pela definição 2.63 e

$$\rho(x) = \rho_0 + \eta(x). \quad (2.70)$$

Os termos \mathcal{L}' e \mathcal{L}'' são termos de interações, com \mathcal{L}' contendo as correntes eletromagnética e fraca e \mathcal{L}'' contendo as interações entre os campos de Higgs e os outros

campos. Estes termos de interações são descritos por

$$\begin{aligned}\mathcal{L}' &= [m_W^2(W_1^2 + W_2^2) + m_Z^2 Z^2] \frac{\eta}{\rho_0} \left(1 + \frac{\eta}{2\rho_0}\right) + m(\bar{e}e) \frac{\eta}{\rho_0}, \\ \mathcal{L}'' &= \frac{g}{2}(W_1^\mu J_{1\mu}^{cc} + W_2^\mu J_{2\mu}^{cc}) + eA^\mu J_\mu^{em} + eZ^\mu J_\mu^{nc},\end{aligned}\quad (2.71)$$

onde

$$\begin{aligned}J_{i\mu}^{cc} &= \bar{L}\tau_i\gamma_\mu L \quad (i = 1, 2) \\ J_\mu^{em} &= \bar{u}Q\gamma_\mu u, \\ J_\mu^{nc} &= \bar{u}Q'\gamma_\mu u.\end{aligned}\quad (2.72)$$

As correntes $J_{i\mu}^{cc}$ são as correntes fracas carregadas e podem ser reescritas de forma que

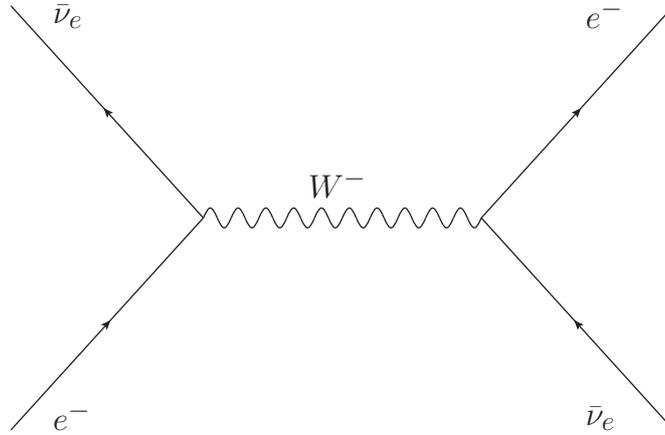
$$\begin{aligned}J_\mu &= 2(J_{1\mu}^{cc} - iJ_{2\mu}^{cc}) = \bar{u}_{\nu_e}\gamma_\mu(1 - \gamma^5)u_e \\ J_\mu^\dagger &= 2(J_{1\mu}^{cc} + iJ_{2\mu}^{cc}) = \bar{u}_e\gamma_\mu(1 + \gamma^5)u_{\nu_e},\end{aligned}\quad (2.73)$$

sendo a mesma forma das correntes fracas da Teoria de Fermi. Estas correntes são denominadas de correntes carregadas fracas. A corrente J_μ^{nc} é a corrente neutra fraca, enquanto J_μ^{em} é a corrente eletromagnética.

2.3.3 Interações de Neutrinos no Modelo Padrão

Os neutrinos interagem com a matéria através da força fraca, com os léptons carregados ou com os quarks. Consideremos aqui a interação $\bar{\nu}_e e^-$ com um duplo propósito: como exemplo das interações de neutrinos no Modelo Padrão e por ser o objeto de estudo desta tese para estudar a factibilidade de medida do ângulo de Weinberg, usando o processo $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$.

Neste processo há apenas contribuições das correntes neutra e carregada fracas, uma vez que os neutrinos e antineutrinos sofrem apenas da ação da força fraca. Nas figuras 2.10 e 2.11 é possível observar dois tipos de diagramas de Feynman: um que o elétron transfere um bóson carregado W^\pm associado a contribuição da corrente carregada fraca e outro onde é transferido o bóson neutro Z^0 , associado à corrente neutra fraca.


 Figura 2.10: Espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ via corrente carregada.

A amplitude invariante do processo \mathcal{M} é a soma da amplitude invariante da corrente neutra \mathcal{M}_N com a amplitude da corrente carregada \mathcal{M}_C . A amplitude invariante da corrente carregada \mathcal{M}^C é

$$\mathcal{M}_C = \left(\frac{g}{\sqrt{2}} J_\mu \right) \left(\frac{1}{m_W^2} \right) \left(\frac{g}{\sqrt{2}} J^{\mu\dagger} \right), \quad (2.74)$$

onde $\frac{1}{m_W^2}$ é a aproximação para o propagador do W a baixos momentos transferidos q^2 [45]. A relação entre a constante de Fermi, G , e a constante de acoplamento fraca, g , segue da equação 2.74,

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}. \quad (2.75)$$

De forma análoga têm-se a amplitude invariante da corrente neutra \mathcal{M}^N dada por

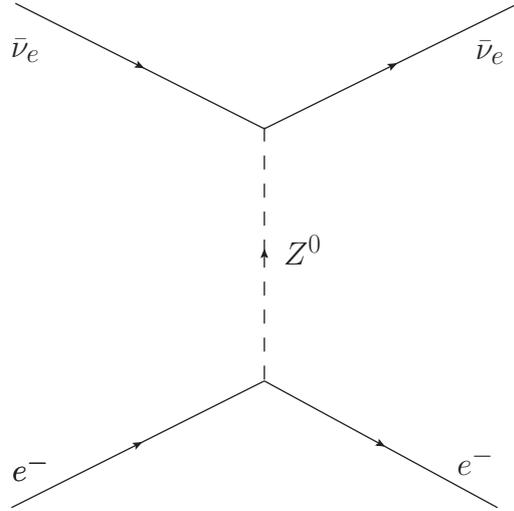
$$\mathcal{M}_N = \left(\frac{g}{\cos \theta_W} J_\mu^N \right) \left(\frac{1}{m_Z^2} \right) \left(\frac{g}{\cos \theta_W} J^{N\mu\dagger} \right). \quad (2.76)$$

Definindo, por conveniência, a constante ρ tal que,

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}, \quad (2.77)$$

obtem-se a relação entre G e m_Z

$$\rho \frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_Z^2 \cos^2 \theta_W}. \quad (2.78)$$


 Figura 2.11: Espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ via corrente neutra.

Com as relações 2.75 e 2.78 em 2.74 e 2.76 respectivamente, obtêm-se as expressões simplificadas para as amplitudes invariantes, com

$$\mathcal{M}_C = \frac{4G}{\sqrt{2}} J_\mu J^{\mu\dagger} \quad (2.79)$$

e

$$\mathcal{M}_N = \frac{4G}{\sqrt{2}} 2\rho J_\mu^N J^{N\mu\dagger}. \quad (2.80)$$

Usando a forma explícita das correntes carregada e neutra, obtém-se

$$\mathcal{M}_C = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_{\nu_e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_e] [\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_{\nu_e}] \quad (2.81)$$

e

$$\mathcal{M}_N = \frac{\rho G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_{\nu_e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) u_{\nu_e}] [\bar{u}_e \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) u_e], \quad (2.82)$$

com g_V sendo a constante de acoplamento vetorial e g_A a constante de acoplamento vetor-axial, ambas definidas por

$$\begin{aligned} g_V &= 2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}, \\ g_A &= -\frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (2.83)$$

Tomando o quadrado da amplitude invariante total, que é a soma das amplitudes invariantes das duas correntes, sabe-se que o resultado será

$$|\mathcal{M}|_{total}^2 = |\mathcal{M}_C|^2 + |\mathcal{M}_N|^2 + 2|\mathcal{M}_C\mathcal{M}_N|, \quad (2.84)$$

uma vez que $\mathcal{M}_{total} = \mathcal{M}_C + \mathcal{M}_N$.

O módulo quadrado da amplitude invariante carregada é dado por

$$|\mathcal{M}_C|^2 = G^2/2 [\bar{u}_{\nu_e}\gamma_\mu(1-\gamma^5)u_e][\bar{u}_{\nu_e}\gamma_\nu(1-\gamma^5)u_e]^* \times [\bar{u}_e\gamma^\mu(1-\gamma^5)u_{\nu_e}][\bar{u}_e\gamma^\nu(1-\gamma^5)u_{\nu_e}]^*, \quad (2.85)$$

sendo que ao utilizar a propriedade de traço das matrizes de Dirac, $|\mathcal{M}_C|^2$ pode ser escrito como

$$|\mathcal{M}_C|^2 = G^2/2 \{Tr[\gamma_\mu(1-\gamma^5)\not{p}_\nu\gamma_\nu(1-\gamma^5)(\not{p}_e + m_e)]\} \times \{Tr[\gamma^\mu(1-\gamma^5)(\not{p}_e + m_e)\gamma_\nu(1-\gamma^5)\not{p}_\nu]\}. \quad (2.86)$$

Seguindo procedimento análogo, se encontra

$$|\mathcal{M}_N|^2 = \rho^2 G^2/2 \{Tr[\gamma_\mu(1-\gamma^5)\not{p}_\nu\gamma_\nu(1-\gamma^5)\not{p}_\nu]\} \times \{Tr[\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)(\not{p}_e + m_e)\gamma_\nu(g_V - g_A\gamma^5)(\not{p}_e + m_e)]\} \quad (2.87)$$

e

$$|\mathcal{M}_C\mathcal{M}_N| = -\rho G^2/2 \{Tr[\gamma_\mu(1-\gamma^5)\not{p}_\nu\gamma_\nu(1-\gamma^5)\not{p}_\nu]\} \times \{Tr[\gamma^\mu(1-\gamma^5)(\not{p}_e + m_e)\gamma_\nu(g_V - g_A\gamma^5)(\not{p}_e + m_e)]\}. \quad (2.88)$$

Resolvendo os cálculos de traços nas equações 2.86, 2.87, 2.88 e utilizando o resultado na equação 2.84, obtem-se

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}|_{total}^2 &= 32G^2 [m_e^4 - 2m_e^2u + u^2 + m_e^2t] \\ &\quad - 16\rho G^2 [(m_e^4 - 2m_e^2u + u^2)(g_V + g_A) + m_e^2t(g_V - g_A)] \\ &\quad + 8\rho^2 G^2 (g_V - g_A)^2 [(s - m_e^2)^2 + (m_e^2 - u)^2] \\ &\quad + 16\rho^2 G^2 m_e^2 t (g_V^2 - g_A^2), \end{aligned} \quad (2.89)$$

sendo s , u e t são as variáveis de Mandelstam [46].

Após calcular o módulo quadrado da amplitude total, pode-se usar a forma para a seção de choque diferencial

$$d\sigma = \frac{|\mathcal{M}|_{total}^2}{F} dQ, \quad (2.90)$$

onde F é o fator de fluxo para duas partículas no estado final ($n = 2$), dado por

$$F = 2\lambda^{1/2}(s, m_\nu^2, m_e^2)(2\pi)^{3n-4}, \quad (2.91)$$

com λ uma função cinemática para n partículas no estado final [47], que tem a forma

$$\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz. \quad (2.92)$$

Ainda na seção de choque diferencial 2.90, a quantidade dQ é a quantidade de momento transferido durante o espalhamento, que tem a forma

$$dQ = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k' + p' - k - p) \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'_\nu} \frac{d^3p'}{(2\pi)^3 2E'_e}, \quad (2.93)$$

com k' e p' sendo respectivamente os quadrimomentos do antineutrino e do elétron espalhados, cujas energias são E'_ν e E'_e respectivamente, enquanto k e p são os quadrimomentos do antineutrino e elétron incidentes.

Como a energia do antineutrino espalhado E'_ν não pode de ser medida experimentalmente, é conveniente definir uma variável que dependa das quantidades medíveis experimentalmente,

$$y \equiv (E'_e - m_e)/E_\nu, \quad (2.94)$$

onde E'_e é a energia do elétron espalhado, E_ν é a energia do neutrino incidente e m_e a massa do elétron. Assim obtem-se a seção de choque diferencial em função desta variável, proporcional a energia transferida entre o neutrino incidente e o elétron, considerado inicialmente em repouso, da forma

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 m_e E_\nu}{2\pi} [(2 \sin^2 \theta_W + 1)^2 (1 - y)^2 + 4 \sin^4 \theta_W], \quad (2.95)$$

e onde foi utilizada a relação 2.83 para deixar explícita a dependência do ângulo de Weinberg na seção de choque. Integrando a seção de choque diferencial da equação

2.95, considerando $m_e \ll E_\nu$ [48], obtem-se

$$\sigma = \frac{G^2 m_e E_\nu}{2\pi} \left[\frac{1}{3} (2 \sin^2 \theta_W + 1)^2 + 4 \sin^4 \theta_W \right]. \quad (2.96)$$

Caso não use a aproximação $m_e \ll E_\nu$ a forma é similar, com a adição de um termo extra constante. Desta forma, medir a seção de choque para o espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ é equivalente a medir o $\sin^2 \theta_W$, desde que a energia dos neutrinos incidentes E_ν seja conhecida.

Este processo é um dos que podem ocorrer quando um antineutrino do elétron produzido por um reator nuclear interage com o material existente em um detector de neutrinos.

2.4 Ângulo de Weinberg

O ângulo de Weinberg θ_W , também conhecido como ângulo de mistura fraca, é um parâmetro livre responsável pelo grau de acoplamento entre as interações eletromagnética e fraca, como demonstrado na relação 2.59. Em caso de $\theta_W = 0$ as interações fracas e eletromagnéticas são totalmente desacopladas como mostra a equação 2.57.

O ângulo θ_W pode ser medido diretamente em experimentos, como por exemplo, através da medida da seção de choque do espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ em 2.96. De sua medição é possível determinar a massa dos bósons fracos W^\pm e Z^0 usando as relações 2.67. Ainda pode ser relacionado diretamente com a constante de Fermi G segundo 2.78.

Usando da definição 2.59, o ângulo de Weinberg pode ser expressado como

$$\sin^2 \theta_W = \frac{g'^2}{g^2 + g'^2}, \quad (2.97)$$

sendo g e g' as constantes de acoplamento de $SU(2)$ e $U(1)$, respectivamente, definidas em 2.54. Entretanto os valores destas constantes precisam ser extraídas de experimentos que estudam a violação de paridade em corrente neutra, implicando

em uma baixa precisão nos resultados em virtude dos erros inerentes a medida. Neste cenário são utilizadas as constantes de acoplamento vetorial g_V e vetor-axial (pseudovetor) g_A , definidas em 2.83, tal que

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{g_V}{g_A} \right). \quad (2.98)$$

Utilizando as relações de massas dos bósons fracos W^\pm e Z^0 , pode-se obter a relação

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}, \quad (2.99)$$

com a razão das massas dos bósons proporcionando uma informação precisa de $\sin^2 \theta_W$ [49]. Extraíndo a constante de estrutura fina,

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{g^2 \sin^2 \theta_W}{4\pi}, \quad (2.100)$$

do efeito Hall quântico [50] ou momento magnético anômalo do elétron, as constantes de acoplamento g_V e g_A podem ter seus valores corrigidos [51]. Por fim, o valor de $\sin^2 \theta_W$ depende da renormalização e escala escolhida para extrair o seu valor, acarretando em mais de um “tipo” de medida.

Ao se utilizar da forma 2.98 para obter o valor de $\sin^2 \theta_W$, a medida é denominada uma medida efetiva e $\sin^2 \theta_W = \sin^2 \theta_W^{eff}$. Experimentos como o LEP e o SLD obtiveram o valor médio em $\sin^2 \theta_W^{eff} = 0.23157 \pm 0.00018$ [8]. Estes resultados bem próximos e compatíveis, exibidos na figura 2.12, apresentam baixa incerteza e são considerados referência para o valor do ângulo de Weinberg.

Utilizando a forma 2.99, obtem-se a medida denominada *on-shell* [52]. Esta definição tem como principal vantagem relacionar o ângulo θ_W diretamente com observáveis físicos. Utilizando a forma *on-shell*, o experimento NuTeV no Fermilab obteve uma medida de θ_W de $\sin^2 \theta_W^{on-shell} = 0.22647 \pm 0.00311$ [9], aproximadamente 3σ acima da medida de referência obtida pelo LEP. Entretanto, a escala de energia transferida Q^2 no experimento NuTeV é superior à do experimento LEP e outros experimentos até então.

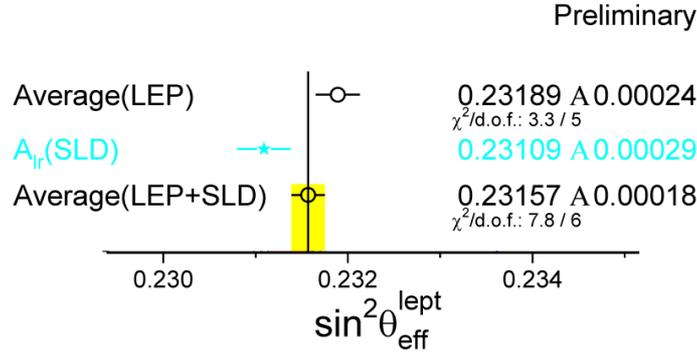


Figura 2.12: Medidas feitas pelo LEP e SLD para $\sin^2 \theta_W$, com a combinação destas medidas e seu respectivo erro em destaque.

2.4.1 O Experimento NuTeV

O experimento NuTeV (E815), um experimento de alvo fixo realizado no Fermilab, tomou dados entre 1996 e 2001 [53]. Tinha como objetivo estudar correntes fracas carregadas e neutras em espalhamento neutrino-nucleon. Feixes de neutrinos e antineutrinos do múon incidiam sobre o alvo fixo e após interagirem com um próton ou um nêutron produziam um chuva de hadrões junto com o neutrino espalhado ou um múon. Com a possibilidade de estudar no mesmo experimento as interações via corrente neutra e via corrente carregada podia-se medir a razão entre as sessões de choque dos dois mecanismos de interação entre neutrinos e nucleons. Esta razão permitia ainda extrair o $\sin^2 \theta_W$ usando a relação

$$R^- \equiv \frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X) - \sigma(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \bar{\nu}_\mu X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X) - \sigma(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ X)} = \rho^2 \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right), \quad (2.101)$$

onde $\rho^2 = 1$ segundo o Modelo Padrão em até três níveis de correções perturbativas.

A medida realizada pelo experimento foi 3σ distante das medidas realizadas pelos experimentos LEP e SLD, sendo $\sin^2 \theta_W^{on-shell} = 0.22647 \pm 0.00311$. Pela precisão e alta estatística do resultado apresentado o mesmo não é posto em dúvida, mas o resultado anômalo para θ_W abre espaço para algumas considerações e especulações para física além do Modelo Padrão.

Possibilidades para explicar o resultado foram consideradas pelo próprio experi-

mento, dentre elas a violação de simetria na distribuição dos partons, existência de um bóson Z adicional ou uma interação inesperada da corrente neutra do neutrino [53, 54, 55, 56]. O fato de o experimento não ter medido diretamente R^- ou exatamente a razão entre as sessões de choque das correntes neutra e carregada geram uma dificuldade em determinar o nível do efeito de uma violação de simetria na distribuição dos partons, mas tudo indica que esta seja a explicação mais consistente para o resultado obtido por NuTeV [12].

Capítulo 3

Simulação do Detector

Neste capítulo é apresentada a simulação de um experimento de neutrinos de reator. O detector, composto por três volumes e um veto, se assemelha ao usado no experimento Double Chooz e é construído usando GEANT4 [57]. A otimização das posições das fotomultiplicadoras (PMTs) é feita com o intuito de se ter uma iluminação homogênea de todas as regiões do detector. É realizado também um estudo da contaminação, ou *background*, de múons provenientes da radiação cósmica e de nêutrons da radioatividade do ambiente. Finalmente é apresentada a implementação da simulação do decaimento beta inverso (IBD) e do espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$.

3.1 Características do Detector de Neutrinos de Reator

Em meio a vários experimentos recentes propostos afim de observar a oscilação $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ e medir o ângulo de mistura θ_{13} [20], o experimento Double Chooz é o que apresenta melhor compatibilidade com as condições esperadas para que possa ser medido com precisão o ângulo θ_W . Isto porque Double Chooz usará o mesmo local do experimento antecessor, Chooz, sendo assim uma região bem conhecida, com os reatores igualmente conhecidos. Outro fator importante é que Double Chooz será

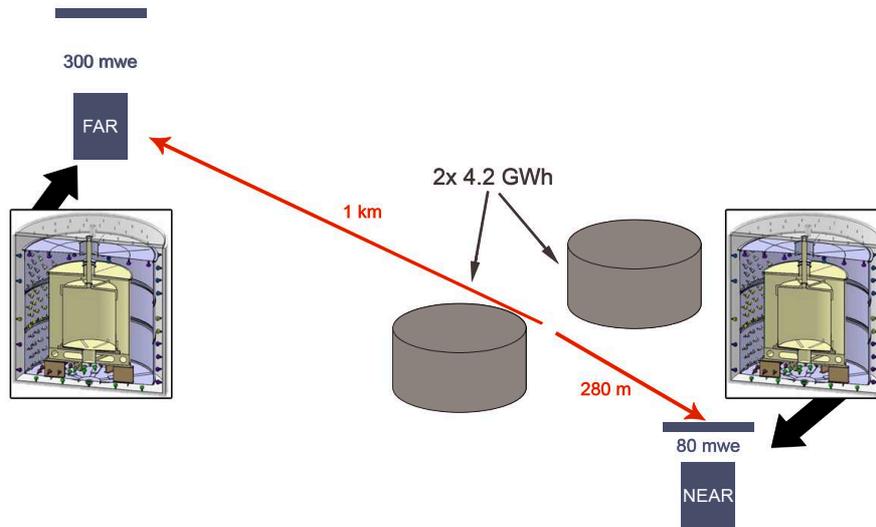


Figura 3.1: Visão esquemática da distribuição dos dois detectores de Double Chooz, bem como suas respectivas distâncias aos dois reatores de 4.2 GWh e coberturas em mwe, unidade de profundidade proveniente do inglês metro de água equivalente.

o primeiro experimento de neutrinos de reator destinado a medir θ_{13} a iniciar suas atividades.

Pelo fato do processo de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ ter uma probabilidade de interação bem inferior ao IBD, a contaminação (também denominado *background*) deve ser bem conhecida afim de reduzir perdas e especialmente falsa identificação de outros processos como eventos de espalhamento $\bar{\nu}_e e^-$. Double Chooz utilizará o mesmo local do seu predecessor Chooz. A contaminação neste último experimento, no que diz respeito tanto à radioatividade natural e quanto à radiação cósmica, é bem conhecida.

Sendo constituído por dois detectores cilíndricos idênticos, Double Chooz terá o detector mais próximo, denominado *Near Detector* (ND), a uma distância de 280 m dos dois reatores de 4.2 GWh, enquanto o mais distante estará exatamente na caverna onde o experimento Chooz esteve localizado, a 1 km de distância [17], denominado *Far Detector* (FD). Devido à proximidade do ND dos reatores, este

detector contará com uma taxa de antineutrinos N_ν muito maior do que o FD. Isto resulta da relação

$$N_\nu = \frac{1}{4\pi R^2} N_f \nu_f \sigma_f n_A, \quad (3.1)$$

onde R é a distância do detector aos reatores, N_f é o número de fissões ocorridas no reatores, ν_f é o número de neutrinos por fissão, σ_f é a seção de choque efetiva para o processo a ser estudado e n_A o número de alvos livres, que podem ser prótons livres para o decaimento beta inverso ou elétrons no espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$. Supondo que ambos detectores, ND e FD, são idênticos, e portanto n_A é o mesmo para ambos, a taxa relativa de neutrinos no ND em respeito ao FD é dada por

$$\frac{N_\nu^{NEAR}}{N_\nu^{FAR}} = \frac{R_{FAR}^2}{R_{NEAR}^2} = 12.76, \quad (3.2)$$

De maneira que o ND recebe um fluxo de antineutrinos quase 13 vezes maior do que o FD, fazendo com que o ND seja melhor do ponto de vista da estatística do que o FD para realizar a medida de $\sin^2 \theta_W$.

Por outra parte, é desejável que a medida do $\sin^2 \theta_W$ seja feita com um erro estatístico compatível ou menor que o erro estatístico da medida realizada pelo experimento NuTeV, que é de 0.0016 [9]. Isto requer a observação de pelo menos 10000 eventos de $\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$. Conseqüentemente, já que a taxa de eventos é quase 13 vezes maior no ND do que no FD, centra-se o estudo somente no ND.

O ND é um detector de três volumes preenchido com cintilador líquido, semelhante ao seu predecessor Chooz. Entretanto este desenho foi otimizado levando-se em conta os resultados e experiência de Chooz.

O detector é composto por três volumes cilíndricos concêntricos, como detalhado a seguir:

- *Target* - Preenchido com cintilador líquido composto de 80% óleo mineral ($C_{12}H_{26}$) e 20% de mistura de PXE ($C_{16}H_{18}$), dopado com 0.1% de gadolínio (Gd). O seu tanque é feito de acrílico transparente com as mesmas propriedades ópticas do líquido cintilador dopado. É responsável pela observação

dos eventos de IBD. Neste volume o nêutron liberado pela reação $\bar{\nu}_e p \rightarrow ne^+$ é capturado pelo hidrogênio do cintilador ou pelo Gd da dopagem, que posteriormente emitem fótons provenientes da desexcitação atômica, assinalando claramente os processos IBD.

- *γ -Catcher* - É composto por um tanque do mesmo material acrílico do *target* e preenchido pelo mesmo cintilador. Ao contrário do *target*, o *γ -catcher* não é dopado com Gd. Seu tanque é composto do mesmo material do tanque do *target*. Ele existe para que o volume fiducial do detector seja ampliado, permitindo que nêutrons capturados na borda do *target* sejam ainda observados.
- *Buffer* - Utilizando o mesmo óleo mineral usado como base para o cintilador líquido do *target* e do *γ -catcher*, o buffer tem como finalidade a de servir de guia óptico para que os fótons produzidos por cintilação cheguem nas PMTs, e impedir que a radiação natural das PMTs cheguem até os volumes com cintilador, o que geraria um ruído inerente ao experimento. Seu tanque, feito de aço inoxidável, blinda os volumes internos do detector, reduzindo contaminação externa.
- *Veto* - É um volume externo ao *buffer*, que tem como finalidade identificar e reduzir a contaminação de partículas carregadas produzidas no meio externo e que podem penetrar no detector. Para isso é preenchido com o mesmo cintilador líquido do *γ -Catcher* e contendo PMTs que detectam qualquer partícula carregada que passe por ele. Um tanque de aço inoxidável mais espesso completa o conjunto.

A tabela 3.1 mostra as dimensões dos volumes do detector. Na figura 3.2 é exibido, em forma esquemática, um corte transversal do detector.

As PMTs escolhidas inicialmente pelo experimento Double Chooz eram PMTs de 8" da Hamamatsu completamente submersas no óleo mineral do *buffer*. Posteriormente, por motivos de cabeamento e eletrônica, estas foram substituídas por

Dimensões			
Detector	Diâmetro Int. (mm)	Altura Int. (mm)	Espessura (mm)
<i>Target</i>	2300	2458	8
<i>γ-Catcher</i>	3392	3574	12
<i>Buffer</i>	5516	5674	3
<i>Veto</i>	6590	6640	10

Tabela 3.1: Dimensões dos volumes do detector do experimento Double Chooz.

PMTs de 10", mantendo inalterada a cobertura em 12%. Para obter a cobertura desejada, 534 PMTs foram distribuídas no interior do *buffer*, com mais outras 534 distribuídas dentro do *veto*.

3.2 Simulação do Detector

A simulação do experimento é feita utilizando vários pacotes de software disponíveis para a comunidade de física de altas energias. Assim, o GEANT4 [57] e o pacote GLG4sim [58] são usados para a simulação do detector. Note que o pacote GLG4sim contém uma série de classes definidas com diferentes formas geométricas típicas de detectores de neutrinos, como também uma série de classes contendo uma simulação completa das fotomultiplicadoras [59]. Este pacote é usado, entre outros, pelos experimentos KAMLAND [60] e Double Chooz. Ao conjunto de pacotes do GEANT4 e GLG4sim é acrescido um gerador de eventos externo afim de simular os antineutrinos emitidos pelos reatores nucleares interagindo no detector.

O conjunto contendo GEANT4, GLG4sim e gerador externo destina-se a gerar distribuições de eventos de IBD e $\bar{\nu}e^- \rightarrow \bar{\nu}e^-$ em função da energia depositada nas PMTs. Posteriormente, o pacote de análise de dados ROOT [61] é usado para acelerar o processo de geração de eventos e para a análise dos dados simulados. Uma descrição destes pacotes de software pode ser encontrada no apêndice A.

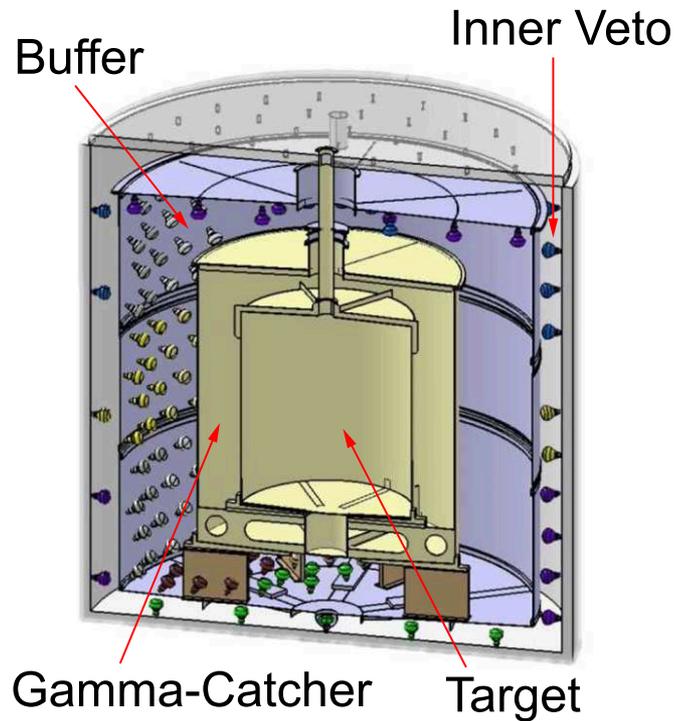


Figura 3.2: Esquema mostrando o detector de Double Chooz, contendo 3 volumes e o *veto*.

3.2.1 Implementação da Simulação do Detector

A simulação do detector é implementada usando GEANT4 e GLG4sim. Os diferentes tanques cilíndricos concêntricos são implementados na simulação de acordo com as definições feitas na seção 3.1.

Os diferentes materiais são simulados no GEANT4 mediante sua composição química, desde a descrição de cada átomo através do número atômico e da massa atômica à descrição macroscópica com densidade e elementos que o compõem. Uma vez definida a composição química do material, definem-se as propriedades óticas deste material, parte essencial para a propagação de fótons produzidos pelo cintilador. Assim, no momento que uma partícula real¹ incide no detector, o GEANT4

¹O GEANT pode usar partículas não reais para testes.

calcula as possíveis interações que podem ocorrer, escolhendo então a que possuir menor livre caminho médio. A partir disso segue-se de acordo com a interação escolhida, podendo a partícula perder apenas energia, ser capturada, produzir fótons ou outras partículas.

A densidade média dos materiais que preenchem os 4 volumes é de $0.8g/cm^3$, conferindo ao *target* uma massa de 8.2 tons. Isto influencia diretamente no cálculo do número de alvos, n_A , para IBD e $\bar{\nu}e^- \rightarrow \bar{\nu}e^-$.

O número de alvos para o IBD é o número dos prótons livres n_p do cintilador utilizado no *target*, 20 % de $C_{16}H_{18}$ e 80 % de $C_{12}H_{24}$, determinados considerando apenas os prótons dos átomos de hidrogênio. Sendo assim, o número de alvos por molécula para IBD, n_p , é

$$n_p = 0.2 \times 18 + 0.8 \times 24 = 22.8, \quad (3.3)$$

com o primeiro termo relacionado ao $C_{16}H_{18}$ e o segundo ao $C_{12}H_{24}$, resultando em 22.8 prótons por molécula. Utilizando a massa m_{scint} e a densidade molecular μ_{scint} do cintilador líquido determina-se o número de moléculas n_m^{IBD} , tal que

$$n_m^{IBD} = \frac{m_{scint}}{\mu_{scint}} N_{av}, \quad (3.4)$$

sendo N_{av} o número de Avogrado. Assim determina-se o número de prótons totais N_p como sendo

$$N_p = n_p n_m^{IBD} = 6.35 \times 10^{29}. \quad (3.5)$$

Para o espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ o número de elétrons n_e livres é o número de alvos. Consideram-se os elétrons da última camada de cada átomo, a camada de valência, significando 4 elétrons para cada carbono e 1 para cada átomo de hidrogênio. Desta forma o número de elétrons N_e é definido por

$$n_e = 0.2 \times (4 \times 16 + 18) + 0.8 \times (4 \times 12 + 24) = 74, \quad (3.6)$$

onde, seguindo a mesma lógica para determinar o número de prótons mas com 4 elétrons para cada carbono, o primeiro termo é referente ao $C_{16}H_{18}$ e o segundo

referente ao $C_{12}H_{24}$. Como a densidade molecular μ_{scint} não é alterada, uma vez que são considerados apenas os eventos ocorridos no interior do *target*, o número de moléculas para o espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$, n_m^{ES} , é determinado de forma similar ao mostrado na equação 3.4. Desta forma o número de elétrons N_e é definido por

$$N_e = n_e n_m^{ES} = 2.06 \times 10^{30}. \quad (3.7)$$

Note-se que N_e é quase uma ordem de grandeza maior que N_p .

3.2.2 Localização das PMTs

Com o material e as dimensões definidas, o próximo passo é escolher a quantidade e local das PMTs, responsáveis pela coleta de fótons de eventos ocorridos no interior do detector. Utilizando as dimensões do γ -*catcher*, determina-se a superfície ativa de geração de fótons, uma vez que o *buffer* não cintila, apenas propaga os fótons. Sabendo do diâmetro das PMTs de 8" produzidas pela Hamamatsu e desejando que estas cubram pelo menos 12 % da superfície do detector, o valor obtido é de 534 PMTs a serem distribuídas. Por uma questão de simplificação estrutural, optou-se por colocar todas as PMTs totalmente submersas no óleo mineral do *buffer*.

As PMTs foram distribuídas pela lateral do detector de maneira equidistante, formando 12 anéis, sendo cada anel composto de 30 PMTs. Esta distribuição pode ser visualizada na imagem 3.3a, onde o esquema de cores mostra no vermelho os anéis centrais indo até o violeta que representa os anéis mais externos na lateral. Nas tampas foram distribuídos 5 anéis concêntricos, como exibido na figura 3.3b. O anel mais externo, com as PMTs em violeta, contém 30 PMTs, mesmo número dos anéis distribuídos nas laterais do detector. Do segundo mais externo, em azul, ao mais interno, em vermelho, os anéis possuem respectivamente 24, 18, 12 e 3 PMTs. A distribuição e posicionamento equidistante das PMTs comprovou-se mais eficiente para a coleta de fótons, já que variações de posicionamento resultaram em deformações no mapa de iluminação. Entretanto a necessidade de determinar a inclinação relativa das PMTs para o centro do detector exigiu um estudo para

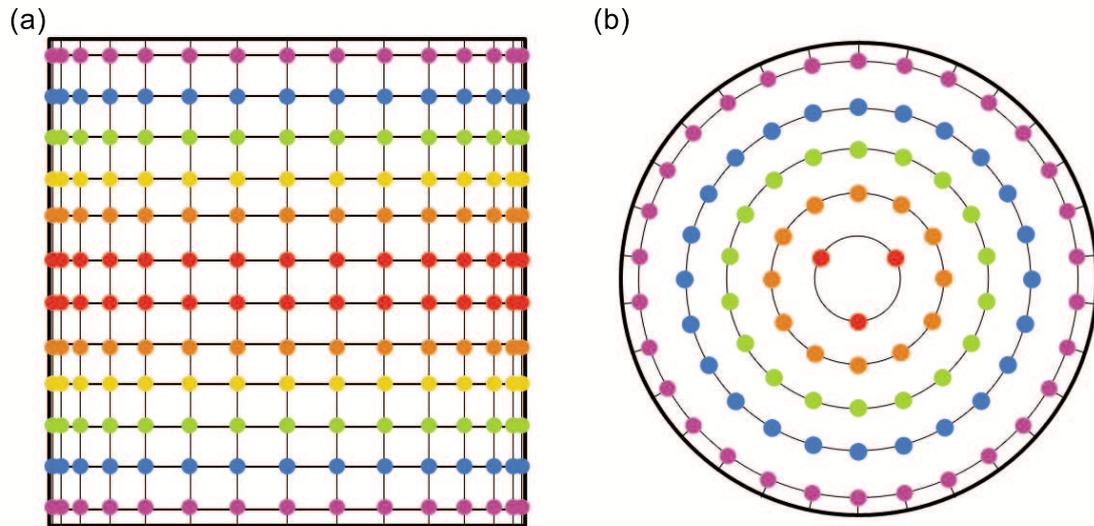


Figura 3.3: Distribuição de PMTs utilizada na simulação, com vermelho anéis mais internos e violeta os mais externos. Em (a) a visão lateral e em (b) a visão na tampa superior.

determinar o valor ótimo desta inclinação. A inclinação relativa é caracterizada por uma variável denominada *tilt*, cujo valor varia entre 0 e 1. O valor $tilt = 0.0$ representa todas as PMTs alinhadas com a normal à superfície onde estão fixadas, enquanto o valor $tilt = 1.0$ representa todas as PMTs focadas para o centro do detector, como mostrado na figura 3.4.

A inclinação das PMTs influencia na coleta dos fótons. Uma inclinação $tilt = 0$ pode favorecer a captura de fótons gerados em pontos extremos do detector, mas poderia ter uma perda significativa para fótons gerados na região central. Por outro lado, uma inclinação $tilt = 1$ favorece a coleta de fótons vindos da região central do detector mas pode criar áreas de sombra nos extremos deste. Para determinar a melhor configuração de inclinação relativa das PMTs foi feito um estudo da resposta da coleta dos fótons no detector em função do *tilt*. Para isto foram gerados mapas de iluminação do detector para diferentes valores da variável *tilt*.

O mapa de iluminação consiste em observar a resposta do detector com uma

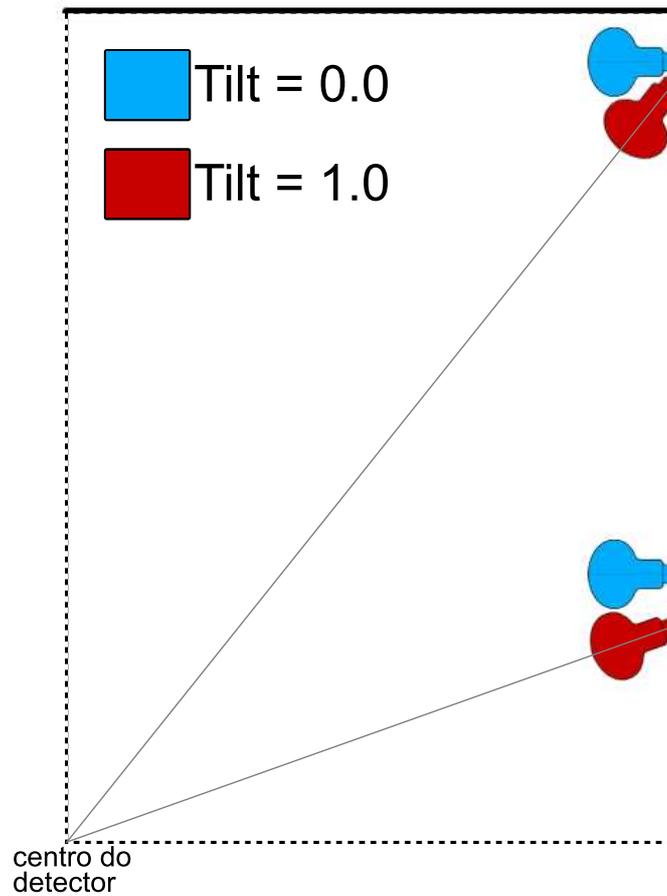


Figura 3.4: Exemplificação da variável *tilt* em um quadrante do detector: 0.0 para o centro da PMT alinhada à normal da superfície; 1.0 para o centro da PMT apontada para o centro do detector.

distribuição de eventos homogênea e de energia bem conhecida no interior dos volumes com líquido cintilador, neste caso *target* e γ -*catcher*. O objetivo é definir a distribuição que apresente maior homogeneidade na iluminação e coleta de fótons no detector. Para este fim foi escolhido o método de simular elétrons de 1 MeV de energia e observar suas respectivas cintilações no interior dos dois volumes com cintilador. A baixa energia do elétron e a rápida interação entre elétron e o líquido cintilador permite considerar que cada processo seja praticamente pontual. Assim, para cada elétron gerado aleatoriamente no interior do *target* e do γ -*catcher*, pode-

se considerar cada evento como uma fonte isotrópica de fótons de cintilação com a localização sendo a posição sorteada para o elétron.

Após a geração e simulação no detector de 10 mil eventos, obteve-se uma distribuição de fótons coletados durante todos estes eventos em todas as PMTs. Uma gaussiana foi ajustada nesta distribuição de fótons, obtendo um número total médio de fótons coletados por evento, como mostrado na figura 3.5. Com isto tem-se a quantidade de fótons equivalente a cada 1 MeV de energia depositada para a distribuição de PMTs testada. Na figura 3.5, pouco mais de 267 fótons equivalem a 1 MeV de energia depositada no cintilador.

Com a densidade de eventos gerados no interior do *target* e do γ -*catcher* fornecendo a posição de cada elétron gerado, e mostrado na figura 3.6a, é feita a normalização da distribuição. O objetivo desta normalização é que reste apenas a variação do número de fótons coletados para cada região no detector. Após isto, o valor médio dos fótons retirados da gaussiana ajustada é utilizado para dividir a distribuição de fótons no interior dos volumes normalizados, obtendo um valor relativo para cada região do detector com a média esperada obtida pelo ajuste da gaussiana. O mapa de iluminação ideal apresenta para cada região no interior dos volumes o valor igual a 1 ao final da divisão pela média. Entretanto é admitida uma variação em torno de 5% para mais ou para menos. Os resultados dos testes de variação das inclinações das PMTs podem ser observados nos itens b, c e d da figura 3.6.

Nas figuras 3.6 b, c e d é possível observar duas linhas em ângulo reto que correspondem ao material do tanque interno do *target*. Note-se que o tanque é feito de material acrílico não cintilante, portanto essas regiões não são iluminadas.

O resultado da observação do resultado do estudo da influência da inclinação relativa das PMTs ao centro demonstra que de fato aparecem variações consideráveis para a homogeneidade da coleta de fótons no detector. Para todas as PMTs perpendiculares à superfície ($tilt = 0,0$) há uma baixa iluminação na região central do detector com uma leve super iluminação nos extremos do mesmo. Já com todas fo-

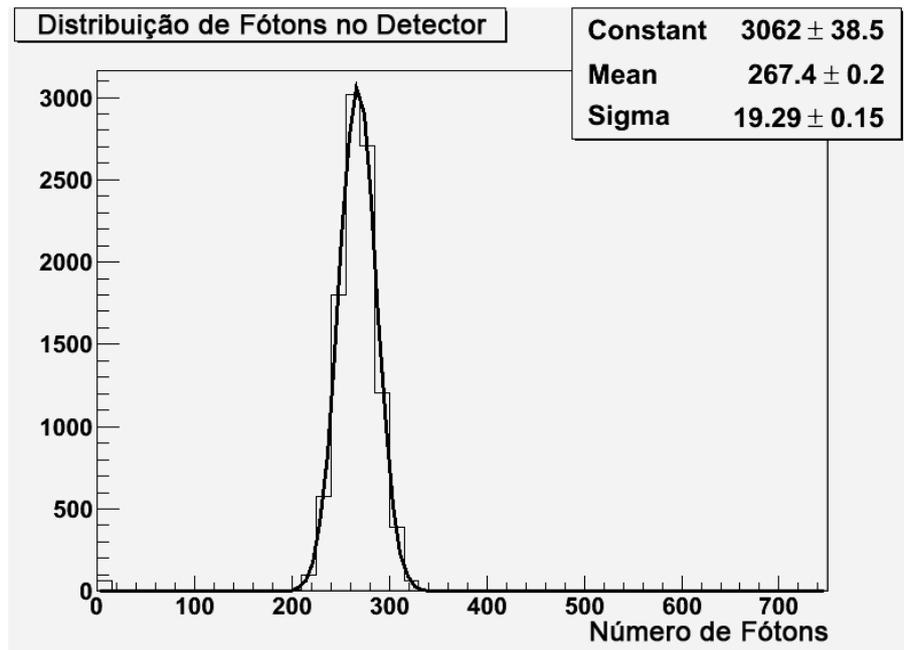


Figura 3.5: Número de fótons para a distribuição com inclinação intermediária e posicionamento equidistante das PMTs.

casas para o centro do detector ($tilt = 1,0$) cria-se uma super iluminação na região central, reduzindo a iluminação nos extremos. Assim, a inclinação intermediária ($tilt = 0,5$) mostra-se a mais indicada, com variações dentro do esperado e maior homogeneidade da iluminação no interior do *target* e do γ -*catcher*. Esta é a inclinação escolhida como melhor para a distribuição de PMTs considerada.

3.2.3 Sistema de Veto

A principal contaminação em um detector de neutrinos de reatores é proveniente de múons de raios cósmicos. Estes conseguem atravessar a baixa cobertura natural do detector, 80 mwe (≈ 40 m de profundidade no terreno) acarretando em uma taxa esperada de $5.9 \times 10^{-4} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ múons incidentes, e chegar até os tanques contendo cintilador líquido, com uma energia média aproximadamente de 30 GeV. O sistema de veto visa determinar quando estes múons chegam ao detector, detectando sua

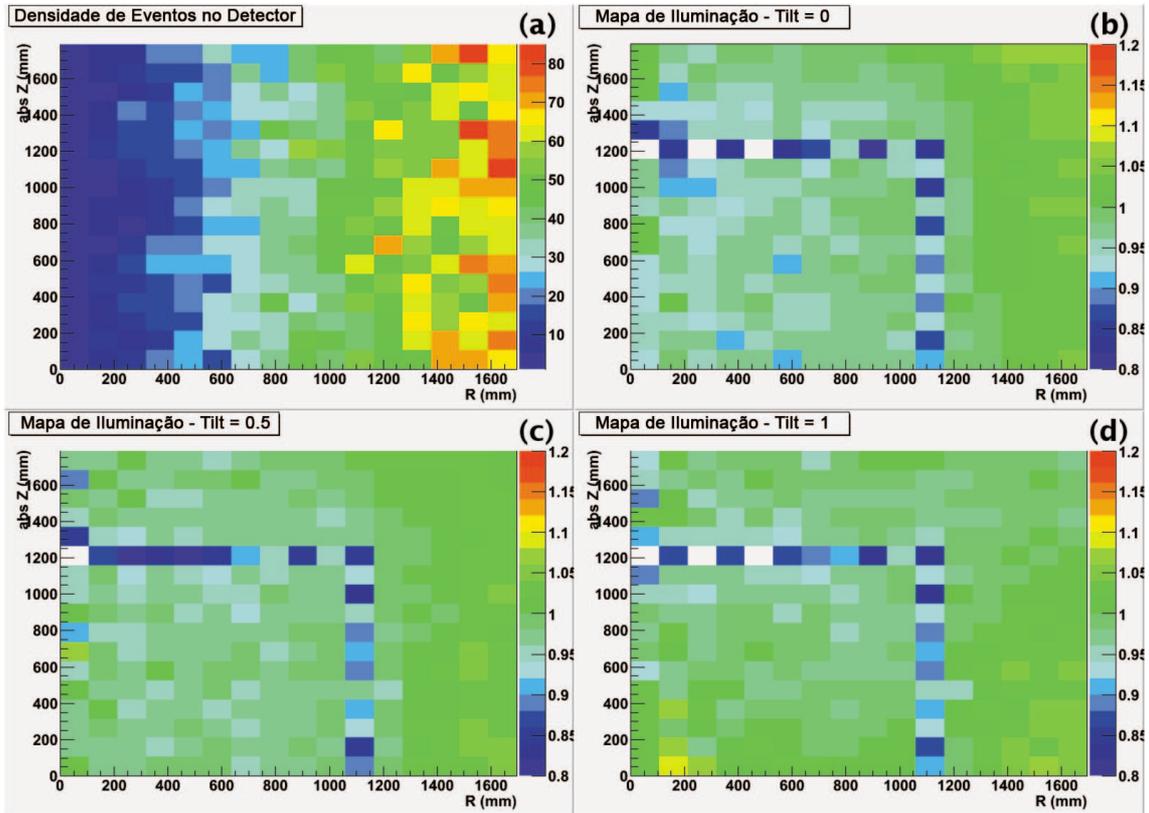


Figura 3.6: (a) Distribuição da densidade de eventos gerados dentro do *target* e do γ -*catcher*, com um posicionamento equidistante entre as PMTs e na paleta de cores indicando número por bin; (b) Mapa de iluminação para PMTs perpendiculares à superfície do *buffer* ($tilt = 0$); (c) Mapa de iluminação para as PMTs tendo uma inclinação intermediária, entre todas apontarem para o centro do detector e estarem perpendiculares à superfície do *buffer* ($tilt = 0.5$); (d) Mapa de iluminação para todas as PMTs direcionadas para o centro do detector ($tilt = 1$). Nos 3 mapas a paleta de cores indica a razão de número de fótons no bin pela média para a distribuição.

passagem através de PMTs colocadas no veto. Uma vez detectada a passagem do múon pelo veto, todo o evento ocorrido no interior do detector será atribuído ao múon incidente.

Baseado nas dimensões do veto utilizado em Double Chooz, mostrado na tabela 3.1, foi incluído na simulação mais um volume externo ao detector. Seu conteúdo

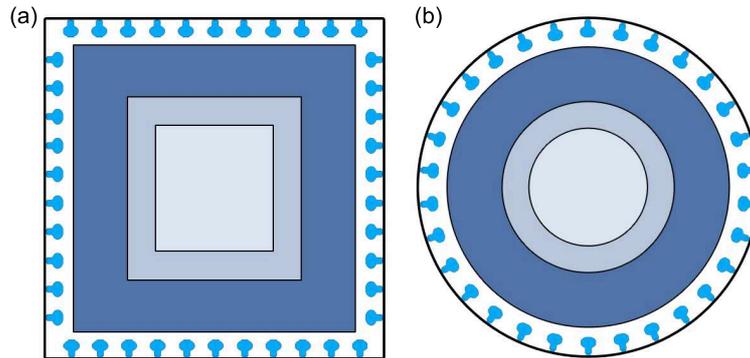


Figura 3.7: Geometria do detector com o veto sendo o quarto volume, bem como sua distribuição de PMTs estando perpendiculares às paredes do veto, com os outros 3 volumes em azul. Em (a) a visão lateral do detector e em (b) a visão superior.

de cintilador líquido permite que a passagem de um múon ou qualquer partícula carregada possa ser rapidamente identificada pelas PMTs distribuídas no seu interior. O número de PMTs utilizadas foi o mesmo utilizado para o *buffer*, 534 PMTs, seguindo a distribuição similar de posicionamento equidistante entre si, porém sem a inclinação relativa ao centro do detector, isto é, $tilt = 0$. A figura 3.7 esquematiza a distribuição das PMTs do veto.

O tanque de 10 mm de espessura feito de aço inoxidável e o próprio veto em si, formam uma blindagem extra para o detector, reduzido a penetração de múons que cheguem com menor energia e inclusive nêutrons provenientes de radiação externa, uma vez que mesmo sendo eletricamente neutros, o aço inoxidável e o cintilador líquido significam mais material a ser atravessado até chegar ao interior do detector.

3.3 Simulação de Eventos

Com a implementação da geometria, materiais, física e distribuição das PMTs é possível simular os processos físicos que ocorrem no detector. Para isto utiliza-se as bibliotecas de interações físicas definidas para cada processo, como citada na seção A.1. Todos os eventos são representados mediante fótons coletados, que são equiva-

lentes à energia depositada, e tempo relativo dos fótons após o primeiro ser coletado e iniciar a tomada de dados. Estes dados simulados destinam-se a caracterizar cada tipo de processo envolvido no experimento para uso posterior destas caracterizações para simular tomada de dados reais durante 5 anos de experimento.

3.3.1 Fluxo de Antineutrinos

Afim de simular um fluxo característico de antineutrinos vindo de um reator nuclear, foi utilizado como fonte inicial o artigo de F.T. Avignone [62], onde é apresentada uma tabela com os valores medidos do espectro de antineutrinos provenientes da fissão do urânio 235 (^{235}U). Entretanto não está presente apenas este isótopo no combustível nuclear, contando também com a presença de plutônio 239 (^{239}Pu), urânio 238 (^{238}U) e plutônio 241 (^{241}Pu). O ^{238}U ainda não possui uma medida precisa, porém os demais isótopos possuem medidas espectrais precisas e devem ser incluídos na simulação.

Para a geração do fluxo de antineutrinos provenientes dos reatores foi então escolhido o artigo publicado por P. Huber e T. Schwetz [63]. Neste artigo é apresentada a parametrização do fluxo de antineutrinos utilizando uma função exponencial polinomial de quinta ordem, tendo assim seis parâmetros para caracterizar o espectro de antineutrinos. Comumente se utiliza apenas polinômios de segunda ordem, com três parâmetros de ajuste. A figura 3.8 exibe os espectros ajustados no artigo e seus resultados. Nesta figura é possível observar que o ajuste com seis parâmetros é mais estável e próximo dos dados do que o ajuste com apenas três parâmetros.

A função de ajuste utilizada para o ajuste de fluxo de antineutrinos Φ dos isótopos ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu é dada por

$$\Phi_l(E_\nu) = \exp\left(\sum_{k=1}^6 a_{lk} E_\nu^{k-1}\right), \quad (3.8)$$

onde cada l corresponde a um dos três isótopos considerados, k sendo o número de parâmetros do ajuste e a_{lk} os parâmetros ajustados. Para a geração do fluxo de

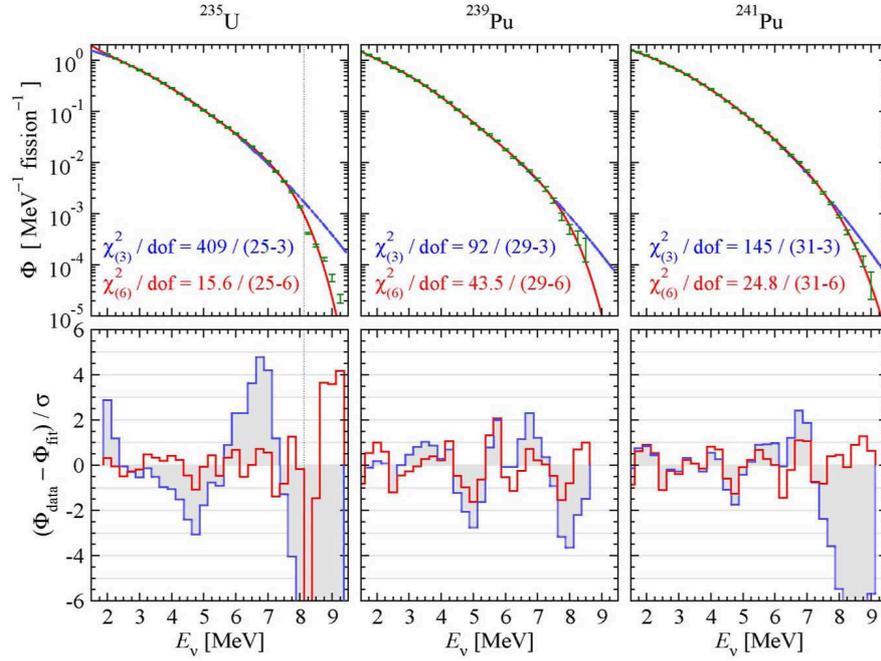


Figura 3.8: Espectros de antineutrinos ajustados por P. Huber e T. Schwetz [63] para ^{235}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu é exibido nos três gráficos superiores. Em verde estão os dados para cada isótopo, em vermelho o ajuste com os seis parâmetros e em azul o ajuste com três parâmetros. Nos três gráficos abaixo são mostrados os resíduos para os dois ajustes ponto a ponto.

antineutrinos utilizaram-se os parâmetros apresentados na tabela 3.2.

Em Double Chooz a quantidade de combustível estimada é de 55.6 % de ^{235}U , 32.6 % de ^{239}Pu , 7.1 % de ^{238}U e 4.7 % de ^{241}Pu . Como o espectro de emissão do ^{238}U não é bem descrito, sobre tudo na região de alta energia, e como a quantidade de ^{238}U em Double Chooz é pequena, desprezou-se esta contribuição nesta simulação. Assim, o combustível nuclear considerado na simulação foi 59.85 % de ^{235}U , 35.09 % de ^{239}Pu e 5.06 % de ^{241}Pu . Deste modo o fluxo efetivo observado no detector é uma soma ponderada dos fluxos gerados pelos três isótopos considerados, tal que

$$\Phi_{tot}(E_\nu) = \sum_{l=1}^3 P_l N_l^f \Phi_l(E_\nu), \quad (3.9)$$

onde P_l é a proporção de cada isótopo no combustível nuclear e N_l^f é o número de

	a_{lk}		
k	$l = {}^{235}\text{U}$	$l = {}^{239}\text{Pu}$	$l = {}^{241}\text{Pu}$
1	3.519×10^0	2.560×10^0	1.487×10^0
2	-3.517×10^0	-2.654×10^0	-1.038×10^0
3	1.595×10^0	1.256×10^0	4.130×10^{-1}
4	-4.171×10^{-1}	-3.617×10^{-1}	-1.423×10^{-1}
5	5.004×10^{-2}	4.547×10^{-2}	1.866×10^{-2}
6	-2.303×10^{-3}	-2.143×10^{-3}	-9.229×10^{-4}

Tabela 3.2: Parâmetros utilizados na função 3.9 para a geração do espectro de antineutrinos.

Isótopo	Número de $\bar{\nu}_e$ /Fissão	Energia/Fissão (MeV)
${}^{235}\text{U}$	1.92	201.7
${}^{239}\text{Pu}$	1.45	210.0
${}^{241}\text{Pu}$	1.83	212.4

Tabela 3.3: Número de antineutrinos por fissão e energia média liberada por fissão para cada isótopo.

antineutrinos liberado por fissão por cada isótopo.

3.3.2 Decaimento Beta Inverso

O decaimento beta inverso (IBD) é um tipo especial de contaminação para os eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$. É produzido também de antineutrinos vindos dos reatores e a partir destes eventos é possível determinar o fluxo de antineutrinos utilizado para a medição do θ_W no espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$.

A seção de choque para o IBD é definida por

$$\sigma_{IBD} = \frac{2\pi^2}{f\tau_n m_e^5} E_p p_p, \quad (3.10)$$

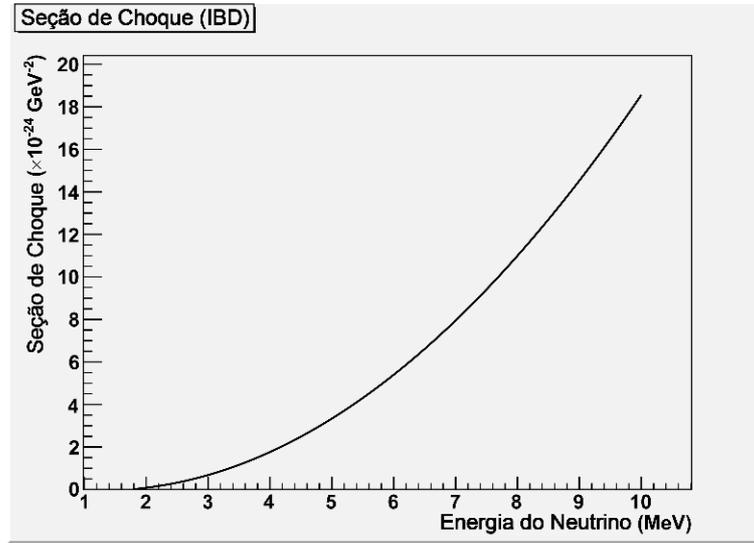


Figura 3.9: Seção de choque para o decaimento beta inverso (IBD).

sendo respectivamente E_p e p_p a energia e momento do pósitron produzido no processo, m_e a massa do pósitron, f o fator de espaço de fase para o decaimento do nêutron livre, tendo valor igual a 1.71465, e τ_n é o tempo de vida-média do nêutron que vale 886.7 s [1]. Como o momento pode ser expresso em função da energia do próprio pósitron produzido, a seção de choque σ_{IBD} fica dependente exclusivamente da energia desta partícula.

Para que haja o processo $\bar{\nu}p \rightarrow e^+n$ é necessário que os antineutrinos incidentes no detector tenham energia mínima de 1,8043 MeV para produzir pares de nêutron e pósitron. O valor provém da diferença de massa entre o próton inicial e a massa do nêutron final, somada com a massa do pósitron. Este vínculo permite relacionar a energia do pósitron produzido E_p com a energia do antineutrino incidente E_ν tal que

$$E_\nu = E_p + (M_n - M_p) = E_p + 1.2933\text{MeV}, \quad (3.11)$$

onde M_n e M_p são respectivamente as massas do nêutron e do próton. Isto possibilita expressar a seção de choque mostrada na equação 3.10 em função da energia do antineutrino incidente, conforme mostrado na figura 3.9.

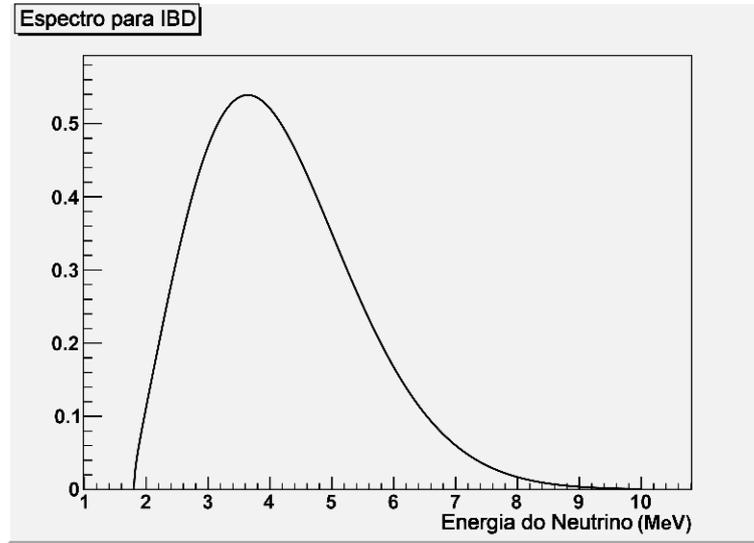


Figura 3.10: Espectro em função da energia do neutrino do pósitron vindo do IBD.

O resultado da convolução do fluxo $\Phi_{tot}(E_\nu)$ com a seção de choque σ_{IBD} é

$$C^{IBD} = \Phi_{tot}(E_\nu) \frac{2\pi^2}{f\tau_n m_e^5} E_p \sqrt{E_p^2 - m_e^2}. \quad (3.12)$$

Utiliza-se a equação 3.11 para expressar a energia do antineutrino em função da energia do pósitron e vice-versa. Na figura 3.10 é exibida a curva C^{IBD} em função da energia do antineutrino. Os produtos da interação foram simulados no interior do alvo considerado, neste caso apenas o *target*, segundo o espectro resultante da convolução expressa em função da energia do pósitron, definindo o espectro do pósitron. A energia do nêutron é determinada a partir da conservação do momento e energia. Assim, após as simulações dos pósitrons e dos nêutrons no detector, os resultados obtidos fornecem histogramas de caracterização para cada uma das partículas.

3.3.3 Eventos de Espalhamento Elástico $\bar{\nu}_e e^-$

Para gerar o espectro de elétrons espalhados é necessário recorrer a uma forma diferencial da seção de choque do espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ dependente da energia do antineutrino E_ν e da energia cinética do elétron espalhado T [1]. Esta seção de

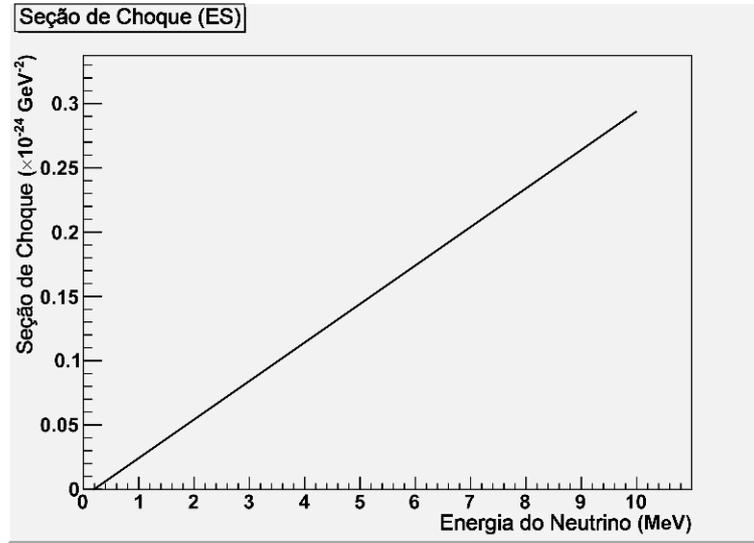


Figura 3.11: Seção de choque para o espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$, multiplicada pela razão N_e/N_p

choque é dada por

$$\frac{d\sigma_{\nu e}}{dT} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[(g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 + (g_A^2 - g_V^2) \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right], \quad (3.13)$$

onde G_F é a constante de Fermi, m_e é a massa do elétron, E_ν é a energia do antineutrino e g_V e g_A são respectivamente as constantes de acoplamento vetorial e vetor-axial, já apresentadas na relação 2.83, definidas por

$$\begin{aligned} g_V &= 2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}, \\ g_A &= -\frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

O ângulo θ_W é o ângulo de Weinberg [1]. A forma da seção de choque integrada na energia cinética do elétron pode ser observada na figura 3.11.

O espectro de energia do elétron espalhado é definida pela convolução entre o fluxo F_ν , dado pela equação 3.9 e mostrado na figura 3.8, e a seção de choque diferencial $d\sigma_{\nu e}/dT$, realizando-se uma integração em todas as energias de antineutrinos E_ν que possam contribuir para uma determinada energia cinética do elétron espalhado

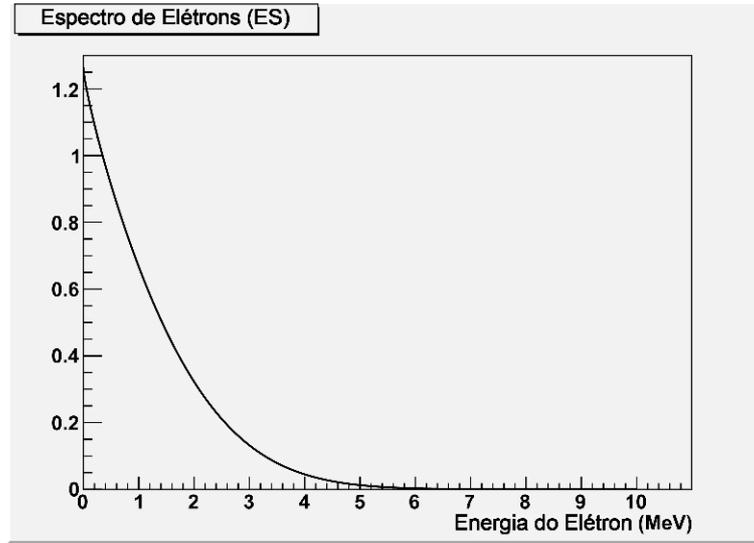


Figura 3.12: Espectro em função da energia cinética do elétron espalhado.

T , tal que

$$C^{ES} = \int_{E_{\nu}^{MIN}}^{E_{\nu}^{MAX}} \Phi_{tot}(E_{\nu}) \frac{d\sigma_{\nu e}}{dT} dE_{\nu}. \quad (3.15)$$

O limite de integração E_{ν}^{MIN} é definido pelo valor da energia cinética do elétron T , uma vez que para ter esta energia o elétron precisaria que o neutrino tivesse no mínimo uma energia equivalente. O limite E_{ν}^{MAX} é 10 MeV, valor máximo para a energia dos antineutrinos vindos dos reatores. A figura 3.12 mostra o espectro de energia para o elétron espalhado, enquanto na figura 3.13 é mostrado o espectro de energia do antineutrino incidente, obtido através da convolução do fluxo com a seção de choque diferencial integrada na energia cinética do elétron espalhado.

Com este espectro foram gerados elétrons como o produto da interação $\bar{\nu}e^{-} \rightarrow \bar{\nu}e^{-}$ no interior alvo considerado para este processo no *target* com uma geração ocorrendo de forma homogênea neste volume. A conservação de momento e energia sendo respeitada, a simulação do espalhamento elástico está completa.

Esta simulação pelo GEANT4 gerou histogramas contendo informações características dos eventos de espalhamento elástico, tais como o número de fótons produzidos, distribuição das PMTs iluminadas, tempo de duração e de coleta dos fótons

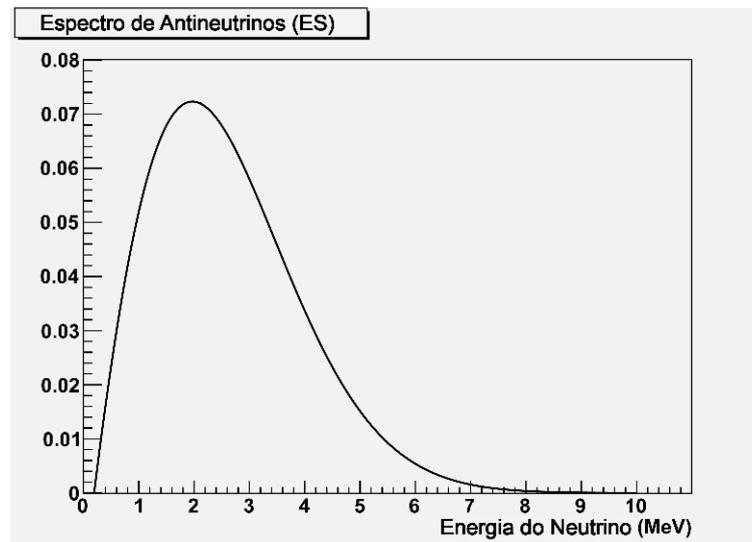


Figura 3.13: Espectro em função da energia do antineutrino incidente.

pelas PMTs iluminadas, caracterizando totalmente este tipo de eventos no detector.

3.3.4 Contaminação

Definidos como parte inerente à realização de um experimento, os eventos denominados contaminação (*background*) precisam ser bem simulados e caracterizados, afim de determinar a real influência no resultado final do processo de análise dos dados simulados e assim saber a viabilidade de realizar a medida do θ_W . São eventos de processos indesejados e que precisam ser retirados dos dados para no final ter somente processos do que realmente se deseja medir.

É admitido que o sistema de veto de múons tenha até 5% de ineficiência permitindo que no ND em torno de $8.75 \times 10^5 \mu/\text{dia}$ não sejam identificados como eventos provenientes de raios cósmicos, uma vez que $1.75 \times 10^7 \mu/\text{dia}$ chegarão ao detector, equivalentes a uma taxa de múons de 202.5 Hz no detector [21]. Estes múons não identificados deverão ser separados na etapa de análise de dados simulados.

Durante a passagem de um múon, identificado ou não pelo sistema de veto, este pode atravessar todo o detector ou desintegrar-se em seu interior. Tal fato representa

um tempo considerável de PMTs iluminadas além de seu limite, saturando-as. Até a desaturação das PMTs ocorrer totalmente, qualquer evento de neutrino que venha a acontecer no detector deixará de ser observado. Este tempo em que o detector é incapaz de detectar outro evento é denominado tempo morto do sistema. É previsto pela colaboração Double Chooz que cerca de 30% dos eventos de neutrinos sejam não detectados em virtude do tempo morto[21], valor confirmado pela simulação ao longo do tempo usando distribuição de Poisson, apresentada no capítulo 4 desta tese.

Tendo uma forma analítica parametrizada para os múons incidentes na superfície em função do ângulo de Zenith utilizou-se uma simulação simples para definir a intensidade dos múons que atravessam a cobertura do detector. A parametrização que descreve a intensidade de múons incidentes na superfície é dada por

$$I(p_\mu, \theta) = \cos^3(\theta)I_V(p_\mu), \quad (3.16)$$

com θ sendo o ângulo zenital e p_μ o módulo do tri-momento do múon [64]. A forma para a intensidade vertical I_V é definida por

$$I_V(p_\mu) = c_1 p_\mu^{-1(c_2+c_3 \log_{10}(p_\mu)+c_4 \log_{10}^2(p_\mu)+c_5 \log_{10}^3(p_\mu))}. \quad (3.17)$$

Os parâmetros c_i são respectivamente: $c_1 = 0.00253$, $c_2 = 0.2455$, $c_3 = 1.288$, $c_4 = -0.2555$ e $c_5 = 0.0209$ [64].

Propagando os múons com incidência vertical na superfície segundo a intensidade 3.17 pela rocha, com altura equivalente a profundidade do ND, ajustou-se uma curva idêntica para ter a intensidade de múons que chegam ao detector, exibida na figura 3.14. A figura 3.15 ilustra a simulação utilizada para determinar o espectro de múons no detector.

Estudo com múons com ângulos de Zenith diferentes de 0, mesmo nas proximidades do detector, foram realizados e observou-se que a influência destes múons é pequena perante a dos múons verticais. Deste modo escolheu-se considerar apenas a simulação de múons verticais.

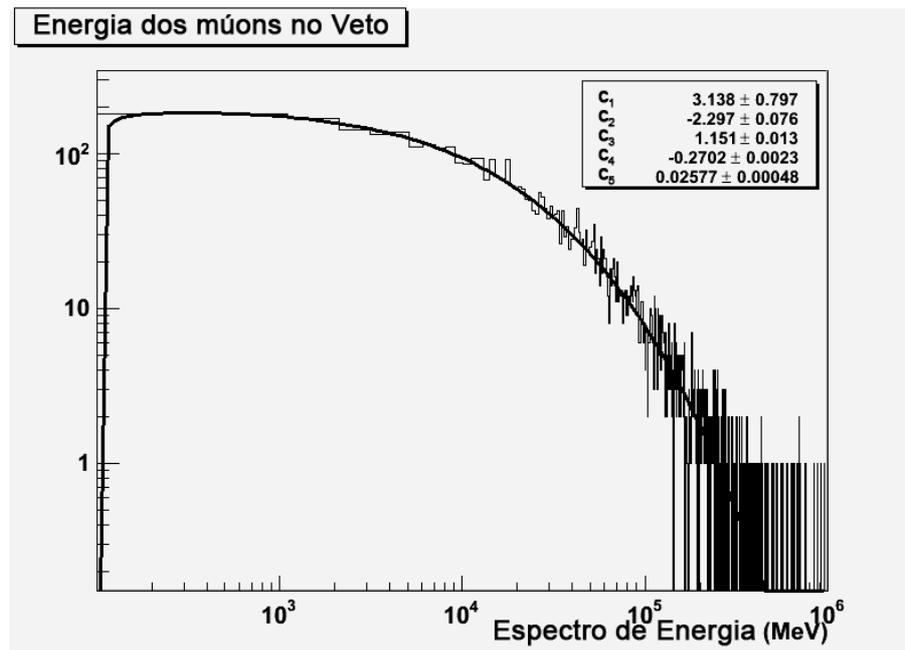


Figura 3.14: Parametrização dos múons verticais incidentes no detector.

Simulando no GEANT4 múons incidindo verticalmente sobre o veto de múons com intensidade determinada pela curva ajustada, pôde-se verificar que múons possuindo energia até 1.3 GeV desintegram no interior do detector, criando chuviros e partículas secundárias. Estes múons são facilmente caracterizados por produzirem uma grande iluminação nas PMTs da tampa do veto e nenhuma ou pouquíssima iluminação na base do mesmo veto. Estas partículas secundárias dariam um segundo sinal referente ao evento, possibilitando a falsa identificação de um evento de múon como evento produzido por um antineutrino. Entretanto a grande quantidade de energia depositada pelo múon reduz consideravelmente esta probabilidade de falsa identificação. A figura 3.16 ilustra em vermelho este tipo de múon.

Os múons mais energéticos, com energia superior a 1.3 GeV, já atravessam completamente o detector, como ilustrado em verde na figura 3.16, resultando em sinais nas duas tampas do veto. Isto reduz grandemente a probabilidade de eventos de múons serem classificados como eventos de antineutrinos. Mesmo com a falha do sistema de veto, estes múons depositam uma grande energia no detector. A figura 3.17

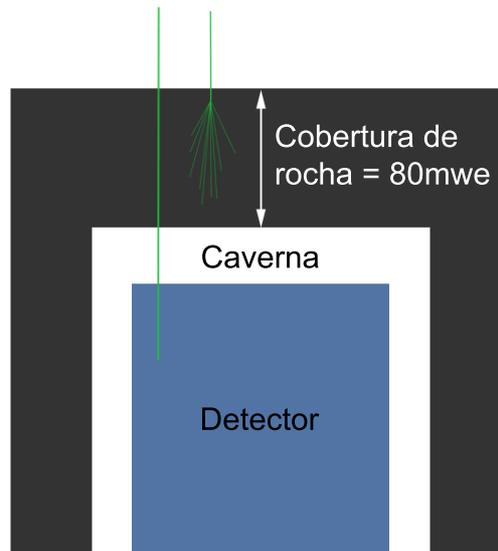


Figura 3.15: Ilustração da cobertura do detector simulada para o ND, com os múons que conseguem chegar ao detector e os que se desintegram na rocha.

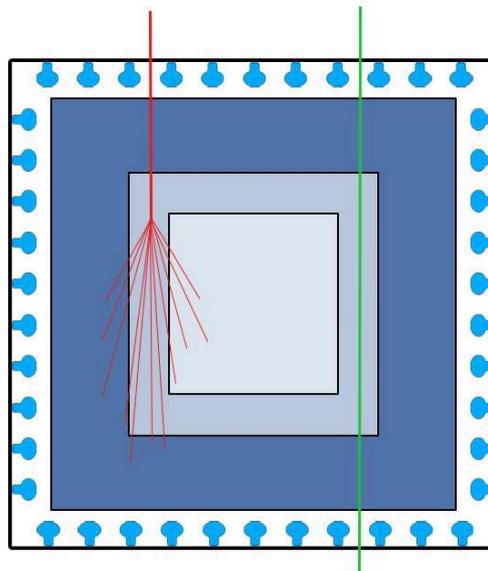


Figura 3.16: Ilustração dos dois tipos de múons incidentes no detector. Em vermelho os múons que desintegram no interior e em verde os que atravessam o detector.

exemplifica como os múons que atravessam ou desintegram-se no detector depositam muito mais energia do que o máximo admitido para um evento de antineutrino, 10

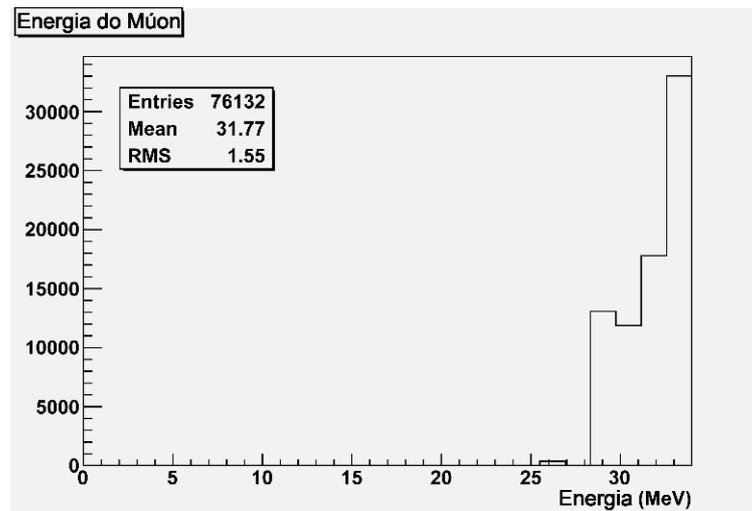


Figura 3.17: Energia depositada de alguns eventos de múons que atravessam ou desintegram-se no detector.

MeV.

Deste modo, a exclusão dos eventos de múons durante a análise de dados dá-se de duas formas:

- Coincidência com algum sinal do veto;
- Energia depositada no detector.

Outra contaminação importante é a radioativa. Mesmo com uma baixa taxa de eventos, entre 10^3 e 10^5 eventos por dia, estes são de grande relevância, pois sua energia cobre exatamente a região de baixa energia do espectro de elétrons do espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$. Isto pode ser observado na figura 3.18, onde é mostrado o espectro radioativo da região do experimento Chooz, antecessor de Double Chooz, mas na mesma localização do FD.

Com menos de 1 km de distância entre o FD e o ND, considerar que a radioatividade seja a mesma é aceitável. A partir deste espectro foram simulados no GEANT4 nêutrons penetrando radialmente no detector, tendo que passar pelo sistema de veto e a blindagem externa, afim de caracterizar a energia depositada e outras variáveis

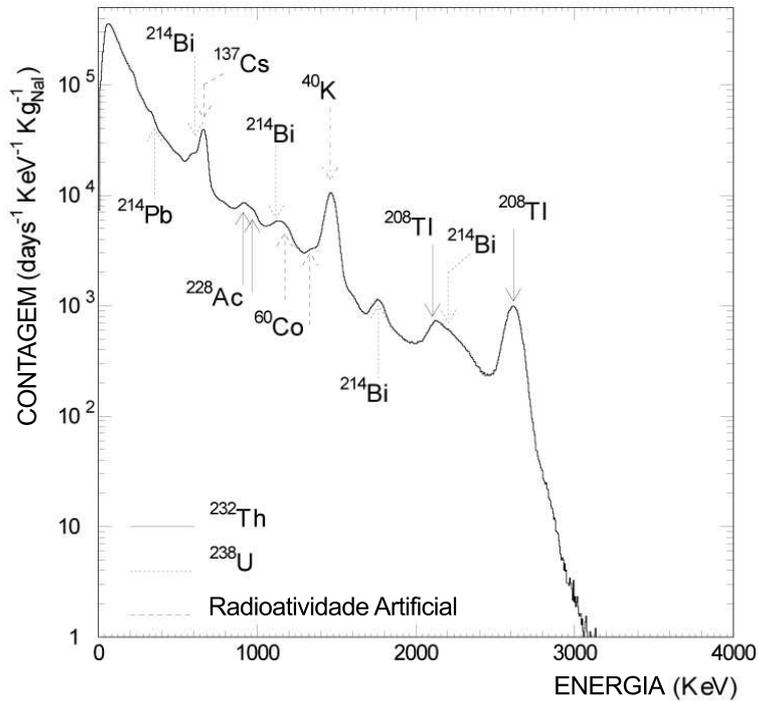


Figura 3.18: Contaminação radioativa do região do detector Chooz.

físicas relevantes para definir critérios de rejeição destes eventos.

Há ainda mais uma contaminação presente, que são os nêutrons de espalação. Por interação do múon com a rocha ao redor do detector, são produzidos nêutrons com energias relativamente elevadas, que penetram no detector. Estes nêutrons são uma importante contaminação para a determinação do IBD, uma vez que são facilmente confundidos com um falso sinal de captura de nêutrons vindos do IBD. Entretanto tal fato não é tão relevante para o θ_W . Isto porque sua influência seria apenas no erro do espectro de antineutrinos, determinados pelo IBD. Outro fato é que mesmo que apresentem energias próximas a energia do elétron espalhado do processo $\bar{\nu}_e e^-$, estes nêutrons de espalação tem um tempo de duração de evento mais longo do que os 600 ns típicos de um sinal de elétron, reduzindo possibilidade de falsa identificação. Por estas razões não será incluída a espalação dos múons na simulação completa.

Capítulo 4

Análise de Dados Simulados

Neste capítulo é apresentada a geração e análise dos dados simulados para o experimento. O fluxo de antineutrinos é obtido a partir de eventos de decaimento beta inverso e então utilizado para medir $\sin^2 \theta_W$ do espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$, comparando com o valor utilizado para a simulação. Estudos de erros estatísticos e sistemáticos são realizados. Então é apresentado o resultado do estudo da viabilidade de realizar a medida do $\sin^2 \theta_W$ com a estatística fornecida pelo experimento em 1, 3 e 5 anos de tomada de dados.

4.1 Geração de Dados

Tendo os processos físicos de cada tipo de evento caracterizados, com histogramas para cada quantidade física observada no detector, a simulação de todos os eventos com suas devidas taxas médias esperadas durante um determinado intervalo de tempo é realizada. Esta simulação destina-se a estimar a quantidade de eventos de antineutrinos perdidos devido ao tempo morto do detector, causado pelos múons que saturam as PMTs, impedindo a observação de eventos tanto de IBD quanto de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$. A simulação destina-se também a estimar a energia depositada por eventos de radioatividade ao longo de um periodo de tempo, já que

as taxas para estes eventos são variáveis com a energia.

Para esta simulação é utilizada uma distribuição de Poisson com dependência temporal tal que

$$P(k, t) = \frac{(rt)^k e^{-rt}}{k!}, \quad (4.1)$$

onde k é o número de eventos esperado por intervalo de tempo t , e r é a probabilidade do evento acontecer. Esta distribuição tem como objetivo determinar se em algum instante acontecerá um evento ou não, de acordo com suas taxas médias. Foram utilizados intervalos de tempo da ordem de microsegundos para o estudo da contaminação e de milisegundos para eventos de sinal. Note-se que as taxas de eventos de contaminação são muito maiores do que as taxas de eventos de sinal. De fato, como será mostrado a seguir, esperam-se da ordem de 10×10^{-3} eventos de sinal por cada 200 eventos de contaminação devidos à radiação cósmica por segundo.

Os valores utilizados para definir as taxas k para cada processo foram os previstos para o experimento Double Chooz. Para o cálculo das taxas esperadas de eventos de sinal, k_i^ν , utilizou-se

$$k_i^\nu = \frac{\nu_f F_r \bar{\sigma}_i N_i}{4\pi R^2}, \quad (4.2)$$

onde k_i^ν é o número de eventos de sinal por segundo, ν_f o número de neutrinos por fissão vindos do reator, F_r o número médio de fissões nos reatores próximos ao detector, $\bar{\sigma}_i$ a seção de choque média para o processo i , $i = \text{IBD}$, espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$, N_i o número de alvos efetivos para o processo (correspondente ao número de prótons para processos IBD e número de elétrons para processos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$) e R a distância média dos reatores ao detector. O número de fissões para os reatores de Double Chooz é estimado em

$$F_r = 2.576 \times 10^{20} \text{ fissões/s}, \quad (4.3)$$

e supondo, por simplicidade, que o combustível nuclear é ^{235}U ,

$$\nu_f = 1.92 \bar{\nu}/\text{fissão}. \quad (4.4)$$

Taxas médias esperadas		
Processo	IBD	$\bar{\nu}e^-$
Taxa (Hz)	1.41×10^{-3}	2.53×10^{-4}
Taxa (Cont./Ano)	44414	4135

Tabela 4.1: Taxa de neutrinos esperados no detector.

A distância média do *Near Detector* aos reatores da planta nuclear de Chooz é $R = 280m$.

As seções de choque médias, $\bar{\sigma}_i$ na equação 4.2, são estimadas a partir de

$$\bar{\sigma}_i = \int_{2MeV}^{10MeV} \sigma_i(E_\nu) \Phi_\nu(E_\nu) dE_\nu, \quad (4.5)$$

onde Φ_ν é o fluxo de antineutrinos por unidade de energia dado na equação 3.9 e $\sigma_i(E_\nu)$ é dado na equação 3.10 para eventos de IBD e 3.13 para eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$. O limite inferior de integração na equação 4.5 é fixado de acordo com a energia mínima necessária para se obter um elétron com energia cinética de 2 MeV no processo de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$, que é o corte na energia que será usado posteriormente na análise dos dados. Obtem-se então

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{IBD} &= 2.29 \times 10^{-43} cm^2 \\ \bar{\sigma}_{\nu e} &= 6.76 \times 10^{-45} cm^2. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Usando os valores obtidos para $\bar{\sigma}_{IBD,\nu e}$ na equação 4.6 em conjunto com a equação 4.2 pode-se expressar o número de eventos esperados de espalhamento $\bar{\nu}e^-$ em função do número de eventos esperados para IBD como

$$\begin{aligned} k_{\nu e} &= \frac{\bar{\sigma}_{\nu e} N_e}{\bar{\sigma}_{IBD} N_p} k_{IBD} \\ &= 0.30313 k_{IBD}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

onde foram usados os números de alvos correspondentes para cada processo dados pelas equações 3.5 e 3.7.

A tabela 4.1 mostra as taxas esperadas para eventos de IBD e de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ de acordo com a equações 4.2 e 4.7. Note-se que a diferença de duas

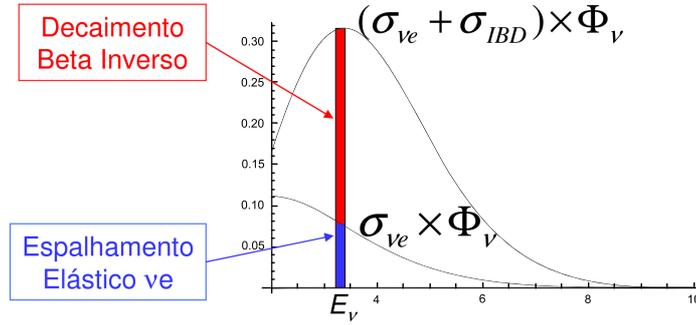


Figura 4.1: Distribuições de probabilidade relativas usadas para a geração de eventos de sinal. As distribuições estão normalizadas de maneira tal que a área abaixo da curva superior é a unidade.

ordens de grandeza para IBD e espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ é parcialmente compensada pela diferença de uma ordem de grandeza no número de alvos para os processos correspondentes.

De posse dos números de eventos de IBD e espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$, foram simulados o equivalente a 5 anos de eventos de sinal e de contaminação, com os quais foram determinados o tempo morto do detector devido aos eventos de contaminação, como assim também a energia média por evento depositada pelos eventos de contaminação produzidos pela radioatividade natural do local do detector.

Para a geração de eventos de sinal, toda vez que um evento de sinal acontecia, era sorteada a energia E_ν do antineutrino e procedia-se a decidir se o antineutrino ia dar origem a um evento de IBD ou um evento de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$. A decisão era tomada de acordo com o peso relativo das seções de choque $\sigma_{IBD}(E_\nu)$ e $\sigma_{\nu e}(E_\nu)$ multiplicadas pelo fluxo de antineutrinos ao valor da energia sorteada para o antineutrino. Assim, para cada valor da energia do antineutrino determinou-se

$$x = [N_p \sigma_{IBD}(E_\nu) + N_e \sigma_{\nu e}(E_\nu)] \Phi(E_\nu) \times y, \quad (4.8)$$

onde y é um número escolhido randomicamente no intervalo $(0, 1)$. Então, se $x < N_e \sigma_{\nu e}(E_\nu) \Phi(E_\nu)$ o evento é tomado como um evento de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$

e se $N_e\sigma_{\nu e}(E_\nu)\Phi(E_\nu) < x < [N_p\sigma_{IBD}(E_\nu) + N_e\sigma_{\nu e}(E_\nu)]\Phi(E_\nu)$ o evento é tomado como um evento de IBD. O procedimento é mostrado de maneira esquemática na Figura 4.1.

Sendo um evento de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$, basta acessar os histogramas de caracterização simulados no detector utilizando o GEANT4. Caso seja evento de IBD, necessita-se além de acessar os histogramas de caracterização do pósitron e do nêutron, adicionar o tempo de captura do nêutron pelo gadolínio.

A taxa do múons esperada para a região de Double Chooz é de $5,9 \times 10^{-4}$ muons/cm⁻²s⁻¹ [21]. Considerando apenas múons verticais, a única área relevante é a tampa do veto com raio de 330.5 cm, resultando em uma taxa de 202,5 múons/s incidindo verticalmente no detector. Utilizando a parametrização da equação 3.17 e mostrada na Figura 3.14 determina-se a energia do múon e se o múon é do tipo que se desintegra no interior do detector ou do tipo que passa pelo mesmo, conforme mostrado na figura 3.16, já que cada tipo de múon tem uma caracterização física distinta, como sinais no veto e energia depositada.

Para as taxas de eventos radioativos existe a variação com a energia do nêutron incidente no detector, conforme exibido na figura 3.18. A simulação destes eventos é então seguindo o valor máximo possível da taxa, sendo de 3×10^5 eventos/(dia KeV Kg), com as energias e suas probabilidades para estas energias sendo sorteadas. Caso a probabilidade sorteada esteja acima do espectro de taxas dada pela figura 3.18 para aquela energia, este evento é simplesmente desprezado. Deste modo são simulados apenas os eventos que tenham taxa sorteada abaixo da curva do espectro, reproduzindo a taxa variável com a energia.

Na Tabela 4.2 são apresentadas as taxas médias esperadas para eventos de sinal e de contaminação.

Através do ROOT [61] o programa de geração de dados é executado afim de gerar uma amostra de dados correspondente ao período de tempo de tomada de dados no detector. O processo de simulação de eventos de sinal é mostrado esquematicamente na figura 4.2. A geração de eventos de contaminação segue a mesma lógica

Taxas médias esperadas (Hz)			
Processo	$\bar{\nu}$'s	μ 's	Radioativo
Taxa	9.57×10^{-3}	202.5	4.63 (máx.)

Tabela 4.2: Taxa esperadas por segundo no detector para cada processo. A taxa para eventos radioativos é a máxima esperada, variando conforme a energia.

apresentada para os eventos de sinal.

A tomada de dados, seja para um evento de sinal quanto para um evento de contaminação, é disparada toda vez que é detectada uma partícula carregada no detector pela emissão de fótons de cintilação coletados nas PMTs. Considerando que, para eventos de IBD, uma vez detectado o pósitron, o segundo *prompt* devido a desexcitação do gadolínio acontece em média $30 \mu s$ depois, definimos uma janela de evento de $100 \mu s$. Considerando ademais que os múons que passam pelo detector tem energia suficiente para saturar as PMTs, e que o tempo de dessaturação é de aproximadamente $1000 \mu s$ [65], conclui-se que todo evento de sinal que aconteça durante os $1000 \mu s$ que seguem a passagem de um múon pelo detector é perdido.

Após gerar eventos tanto de sinal quanto de contaminação correspondentes a 5 anos de tomada de dados foi calculado que aproximadamente 35% dos eventos de sinal não são observados como consequência do tempo morto produzido pelos eventos de contaminação. Este cálculo foi realizado contando o número de eventos de sinal total gerado e comparando com o número de eventos de sinal observados. O valor obtido é semelhante ao valor de 30 % estimado para o experimento Double Chooz [21]. Afim de evitar uma possível superestimativa da quantidade de eventos de sinal perdidos, usaremos ao longo deste estudo, o valor estimado para o experimento Double Chooz.

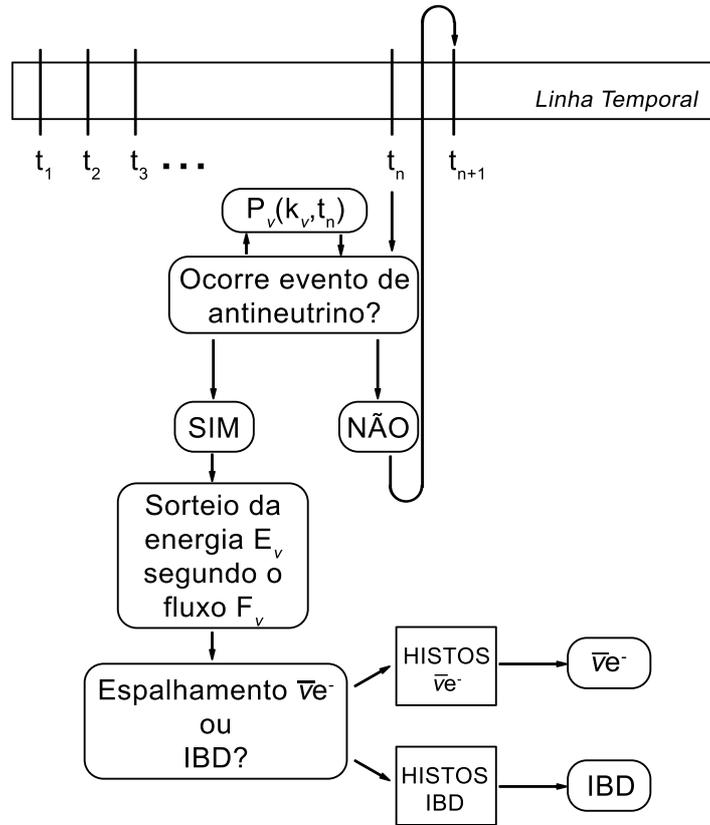


Figura 4.2: Esquemático do sorteio de um evento de antineutrino em um dado intervalo de tempo t_n . Caso não ocorra evento neste tempo, segue-se ao intervalo seguinte t_{n+1} . $P_\nu(k_\nu, t_n)$ é a probabilidade de Poisson para a taxa média esperada de antineutrinos k_ν em um intervalo de tempo t_n .

4.2 Seleção de Eventos

Tendo os eventos simulados de forma completa e misturada, é necessário separar os eventos desejados dos indesejados, utilizando grandezas físicas que possam ser observadas no detector. Além da energia depositada no cintilador, observa-se a distribuição temporal dos fótons capturados após o primeiro sinal.

As distribuições temporais dos fótons emitidos pelos pósitrons e pelos elétrons são apresentadas na figura 4.3a e 4.3b, enquanto a distribuição temporal dos fótons vindos do decaimento do gadolínio após a captura do nêutron é mostrada na figura

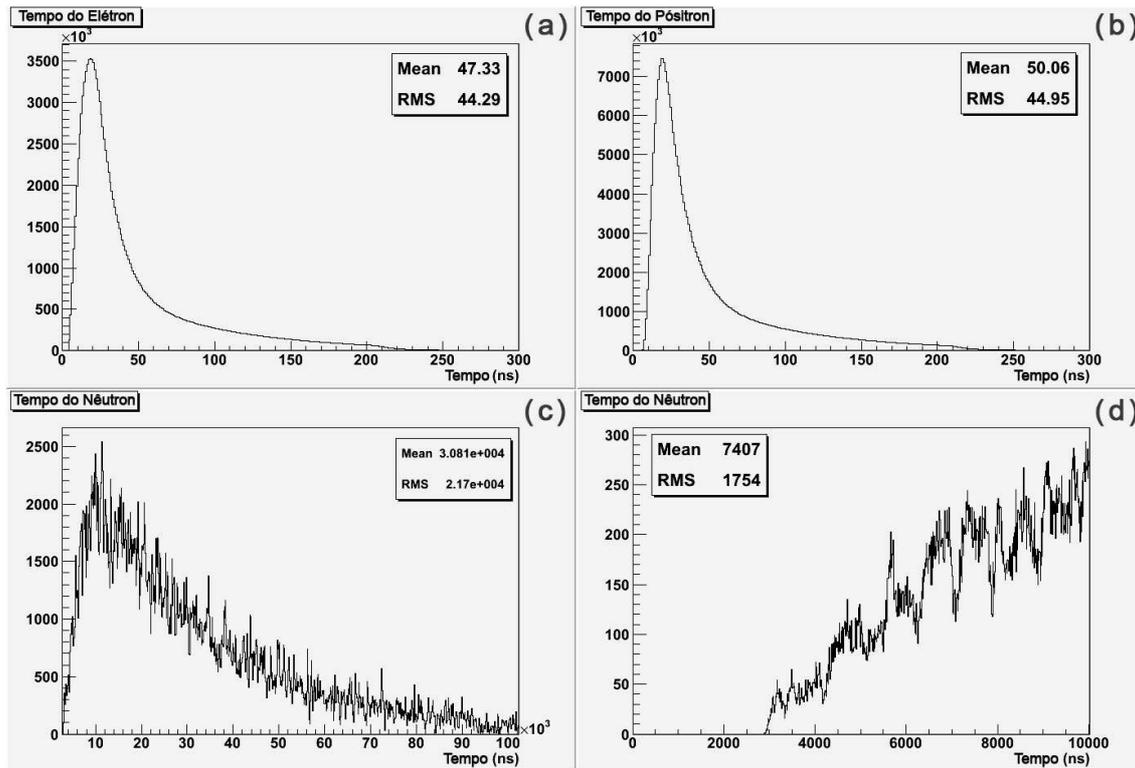


Figura 4.3: Distribuições temporais dos fótons emitidos pelos elétrons e pelos pósitrons coletados pelas PMTs, respectivamente em (a) e (b). Em (c) a distribuição temporal para os fótons emitidos após a captura do nêutron, com destaque para tempos inferiores a $10 \mu\text{s}$ exibido em (d).

4.3c. Ao observar as figuras nota-se a diferença clara entre o comportamento temporal dos fótons emitidos por elétrons e pósitrons e aqueles emitidos pelo gadolínio. Isto permite que os eventos de IBD sejam bem caracterizados, pois os fótons vindos do pósitron são rapidamente coletados, servindo como um sinal rápido que dura menos de 600 ns, enquanto os fótons vindos do decaimento do gadolínio aparecem, em média, apenas $30 \mu\text{s}$ depois, não tendo emissão de fótons antes de 600 ns, como exibido na figura 4.3d. Coletando os fótons iniciais, antes de 600 ns, obtém-se o espectro do pósitron e coletando os fótons coletados após 600 ns tem-se o espectro do nêutron capturado pelo hidrogênio e pelo gadolínio. Como a energia depositada pelo evento é a soma da energia do total dos fótons que chegam às PMTs, define-se como

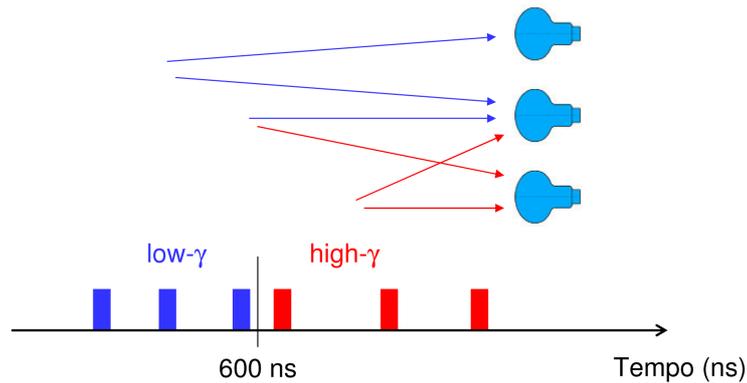


Figura 4.4: Exemplificação da separação de fótons em $high-\gamma$ e $low-\gamma$ com relação ao tempo de chegada dos fótons nas PMTs.

low photons ($low-\gamma$) aqueles fótons que chegam às PMTs em até 600 ns, enquanto aqueles que alcançam as PMTs após 600 ns são denominados como *high photons* ($high-\gamma$). A figura 4.4 exemplifica o critério aplicado para definir $high-\gamma$ e $low-\gamma$ durante um evento. Esta variável ainda é útil para separar eventos de contaminação de eventos de antineutrinos.

Os eventos de múons vindos de raios cósmicos normalmente são excluídos por ativarem o sistema de veto. Entretanto este sistema possui uma ineficiência estimada por Double Chooz de 5%. Como quantidade destes 5% do total de múons no detector ainda é muito superior à quantidade de eventos de antineutrinos, eles devem ser excluídos com restrições na energia depositada.

Assim, utilizando as variáveis $low-\gamma$ e $high-\gamma$ unidas a restrições de energia depositada no detector, é possível ter uma ótima separação entre eventos de antineutrinos dos eventos de múons não detectados pelo veto e de contaminação radioativa.

Para separar os eventos vindos de antineutrinos que resultam em eventos de IBD utiliza-se os seguintes critérios de seleção:

- O evento deve conter sinais em $low-\gamma$ e $high-\gamma$ não nulos;
- Energia depositada em $high-\gamma$ entre 7 e 8.5 MeV.

Deste modo, a energia associada a $low-\gamma$ é a energia depositada no detector pelos

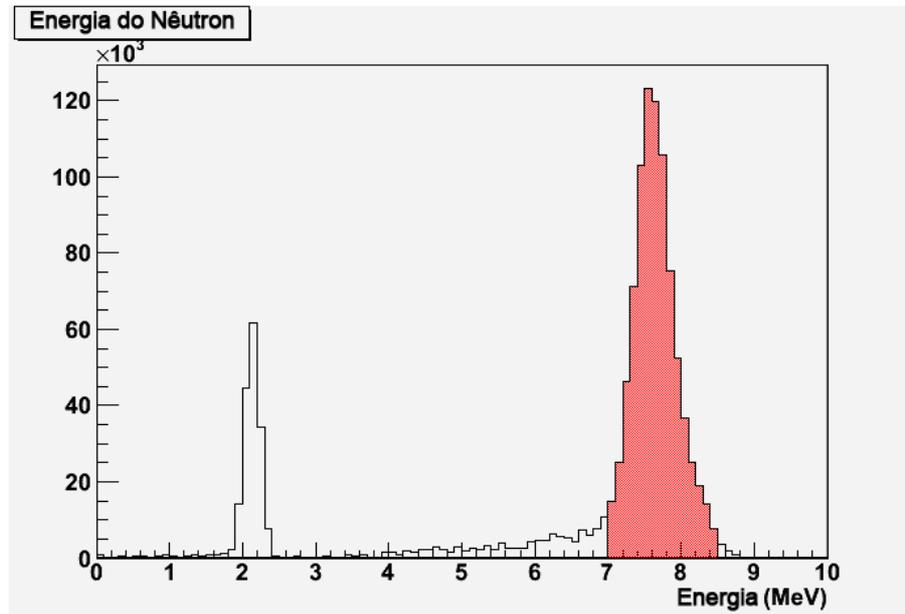


Figura 4.5: Seleção na energia dos nêutrons. Ao fundo, a energia depositada em *high- γ* , com picos determinados pela captura dos nêutrons pelo hidrogênio (pico centrado em 2.2 MeV) e pelo gadolínio (pico centrado em 7.8 MeV). Em destaque vermelho a seleção de energia depositada para em *high- γ* entre 7 e 8.5 MeV.

pósitrons, enquanto a energia associada a *high- γ* é a energia depositada pelos fótons vindos do decaimento do gadolínio após a captura do nêutron. A restrição de energia destina-se a selecionar apenas eventos de IBD, uma vez que os fótons emitidos pela captura do nêutron pelo gadolínio apresentam uma faixa de energia bem definida, como exibido na figura 4.5.

Estes critérios de seleção asseguram que apenas eventos em que o nêutron foi capturado pelo gadolínio sejam considerados, excluindo a captura do hidrogênio, como ainda pode ser observado na figura 4.5, em um pico de energia por volta de 2 MeV. Esta restrição reduz a estatística comparada a uma seleção menos restritiva, restando apenas 74% dos eventos de IBD. Entretanto a quantidade de eventos selecionados ainda é considerável e bem superior à quantidade de eventos possíveis para espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$, sendo assim uma seleção satisfatória por não ha-

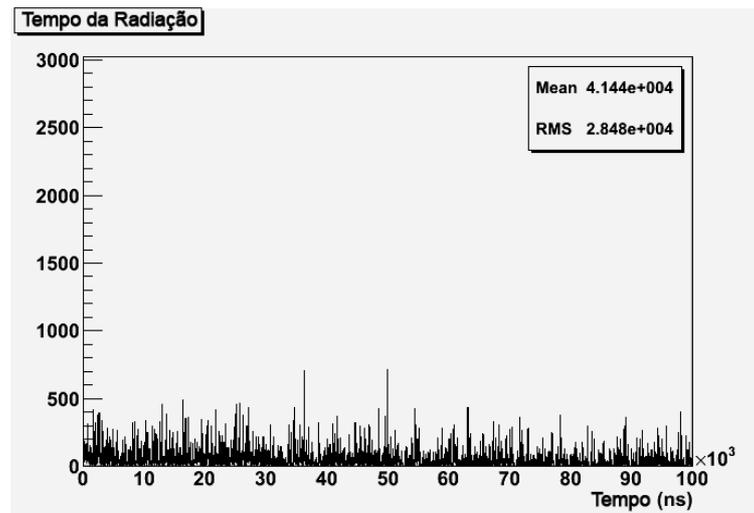


Figura 4.6: Distribuição temporal dos fótons emitidos pelos nêutrons de contaminação radioativa.

ver contaminação restante com estes critérios adotados, significando apenas eventos genuínos de IBD presentes após a seleção.

A seleção de eventos de antineutrinos que espalham elasticamente com elétron é feita utilizando os seguintes critérios:

- Rejeitar todos os eventos que tenham $high-\gamma$ diferente de zero;
- Energia depositada entre 2 e 5 MeV.

Estes critérios garantem a seleção de apenas eventos $\bar{\nu}_e e^-$, sem presença de contaminação. Isto ocorre pelo fato que a primeira seleção elimina a contaminação principal, que corresponde a eventos de decaimento beta inverso e onde a presença do nêutron, capturado pelo Gd ou H, produz fótons na janela de tempo definida para $high-\gamma$. Também exclui muitos eventos de contaminação radioativa, uma vez que os fótons destes eventos também são emitidos por um tempo superior ao tempo mínimo admitido para identificar o evento desejado de $\bar{\nu}_e e^-$. A distribuição de tempo típico de fótons emitidos pela contaminação radioativa é exibida na figura 4.6.

Já o segundo critério adotado consegue eliminar eventos de contaminação radi-

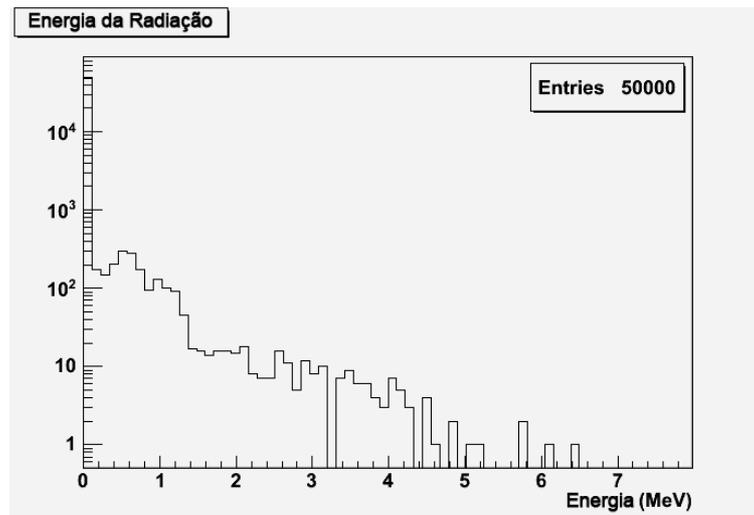


Figura 4.7: Distribuição de energia depositada pela contaminação radioativa.

oativa que tenham ocorrido rapidamente, com tempo inferior aos 600 ns. A energia depositada por estes eventos é tipicamente baixa, e exigir energia acima de 2 MeV evita que estes eventos estejam presentes na amostra final, como demonstrado na figura 4.7. Os eventos com energia superior a 2 MeV acabam tendo tempos superiores a restrição temporal imposta, sendo assim excluídos pelo primeiro critério. A restrição de permitir apenas energia inferior a 5 MeV elimina a contaminação vinda de múons que passaram pelo veto devido a ineficiência do sistema, considerada em 5%. Os múons que chegam ao detector tem uma energia muito superior à de corte, justificando a eficiência deste critério de seleção.

Com estes critérios de seleção é possível separar eventos de sinal de eventos devidos à contaminação sem comprometer a qualidade dos eventos selecionados.

4.3 Aceptância

Antes de iniciar a análise dos dados gerados é necessário determinar como o detector responde à passagem dos eventos físicos. Isto é necessário para que ineficiências inerentes ao detector não alterem uma medida de uma grandeza física. Um mapea-

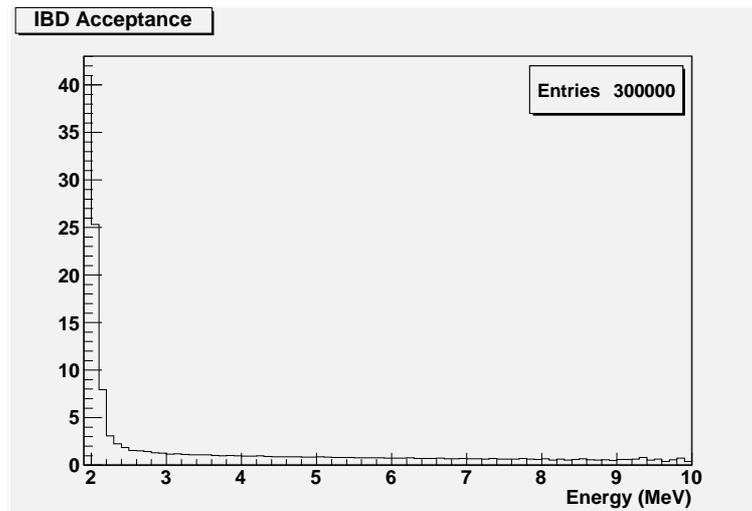


Figura 4.8: Aceptância para o decaimento beta inverso.

mento comparando a grandeza física medida pelo experimento com a grandeza física real e prevista teoricamente é realizado e denominado aceptância.

O espectro de energia depositada pode representar a principal fonte de erros para o experimento de neutrinos de reator. Uma distorção na energia depositada pode ser devido a alguma ineficiência ou alteração na captação de fótons pelas PMTs, mesmo com a otimização na disposição geométrica destas, sendo algo inerente ao proprio design do detector. Entretanto estas possíveis distorções podem ser corrigidas através de uma distribuição denominada aceptância.

A aceptância é definida como

$$Acc = \frac{E_{teo}}{E_{exp}}, \quad (4.9)$$

onde E_{teo} é o espectro de energia correspondente ao evento gerado e E_{exp} correspondente ao espectro de energia dos evento reconstruído.

Utilizando a aceptância, é feita a correção do que é observado após a medida do evento pelo detector para o que se espera deste evento apenas pela física envolvida. Isto representa uma redução da influência do detector na física do experimento. Na aceptância encontra-se incluída a correção à emissão de fótons segundo a lei de Birks. Assim, a distribuição de energia corrigida é dada pela multiplicação do

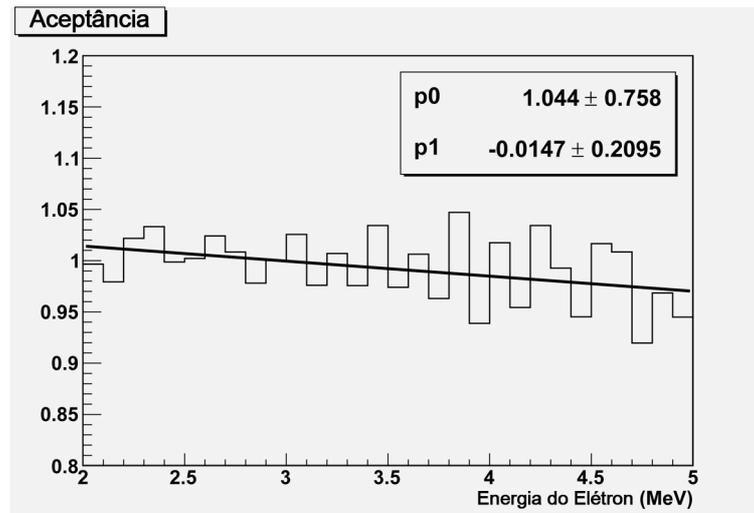


Figura 4.9: Ajuste da aceptância do espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$.

espectro observado no detector pela aceptância, tal que

$$E_{corr} = AccE_{exp}. \quad (4.10)$$

A figura 4.8 exibe a aceptância para o decaimento beta inverso, enquanto a figura 4.9 exibe a aceptância para o espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$. Para a aceptância do IBD a região de baixa energia apresenta uma grande correção de energia, relacionada à correção dos fótons da aniquilação dos pares elétron-pósitrons pela lei de Birks, enquanto a maior parte da aceptância é plana. Já para a aceptância do espalhamento elástico o que se nota é algumas flutuações próximo a 1 e uma tendência a uma reta decrescente com pequena inclinação, mas ainda compatível com 1.

4.4 Determinação do Fluxo de Antineutrinos

Tendo a aceptância do experimento para a distribuição de energia do decaimento beta inverso é possível obter o fluxo de antineutrinos a partir do espectro de energia depositada corrigida dos eventos de IBD. Para isto utiliza-se os critérios de seleção de eventos para o IBD apresentados na seção 4.2.

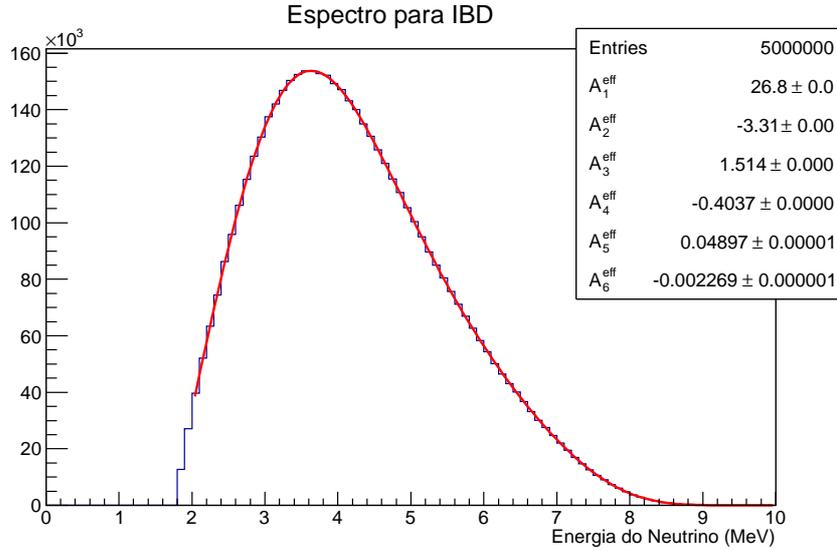


Figura 4.10: Ajuste da convolução do fluxo de antineutrinos e a seção de choque do IBD, com a determinação dos parâmetros do fluxo efetivo.

Sobre este espectro de energia corrigida pela aceitação 4.9 é ajustada uma curva C_{fit}^{IBD} sendo a convolução do fluxo de antineutrinos efetivo baseado em 3.8, tal que o fluxo ajustado seja

$$\Phi_{eff}(E_\nu) = \exp\left(\sum_{k=1}^6 A_k^{eff} E_\nu^{k-1}\right), \quad (4.11)$$

com a seção de choque para o decaimento beta inverso dado pela equação 3.10, ou seja,

$$C_{fit}^{IBD} = \Phi_{eff}(E_\nu) \frac{2\pi^2}{f\tau_n m_e^5} (E_\nu - 1.2933) \sqrt{(E_\nu - 1.2933)^2 - m_e^2}, \quad (4.12)$$

onde é utilizada a relação dada por 3.11 para expressar a energia do pósitron em termos da energia do antineutrino. Note que o fluxo de antineutrinos ajustado $\Phi_{eff}(E_\nu)$ é como o fluxo para um isótopo do fluxo exibido em 3.9, pois ajustar três funções exponenciais seria impossível, sendo então recuperado um fluxo que é a soma de todas as contribuições dos isótopos presentes no combustível nuclear.

Os parâmetros livres da curva C_{fit}^{IBD} são os parâmetros que descrevem o fluxo, com a amplitude A_1^{eff} dependendo do número de eventos a serem considerados,

enquanto os demais parâmetros são os responsáveis pela definição da forma da curva em si.

O ajuste da curva tem a preocupação de iniciar após 2 MeV para evitar a região de grande correção feita pela aceitação e coincidindo com o início da janela de energia utilizada pelo espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$. O resultado em uma amostra de 5×10^6 eventos é mostrado na figura 4.10, onde é possível comparar os valores dos parâmetros ajustados com os utilizados na simulação física antes de passar pelo detector, mostrada na tabela 3.2. O resultado da comparação é satisfatório e conclui-se que é possível obter o fluxo efetivo de antineutrinos por um ajuste no espectro de decaimento beta inverso.

4.5 Medida do Ângulo de Weinberg

Com o fluxo de antineutrinos determinado, a etapa seguinte da análise é medir distribuição em energia dos eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$. Para isto é necessária uma boa seleção dos eventos $\bar{\nu}_e e^-$, utilizando os critérios de seleção apresentados na seção 4.2. Também é feita a correção do espectro de energia, utilizando a aceitação mostrada na figura 4.9.

Utilizando os parâmetros do ajuste para o IBD mostrada na equação 4.12 e na figura 4.10, pode-se obter diretamente o valor do $\sin^2 \theta_W$. Para isto é ajustada uma curva C_{fit}^{ES} definida pela convolução entre o fluxo de antineutrinos com a seção de choque para o espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$. Esta curva é a mesma descrita na equação 3.15, significando que na verdade a função a ser ajustada ao espectro de energia cinética T dos elétrons espalhados é uma convolução do fluxo com a integral da seção de choque diferencial do espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ integrada sobre a energia do antineutrinos E_ν , e tal que E_ν seja maior do que 2 MeV afim de produzir electrons com energia cinética de pelo menos 2 MeV,

$$C_{fit}^{ES}(T) = \int_{E_\nu^{MIN}}^{E_\nu^{MAX}} \Phi_{eff}(E_\nu) \frac{d\sigma_{\nu e}(E_\nu, T)}{dT} dE_\nu, \quad (4.13)$$

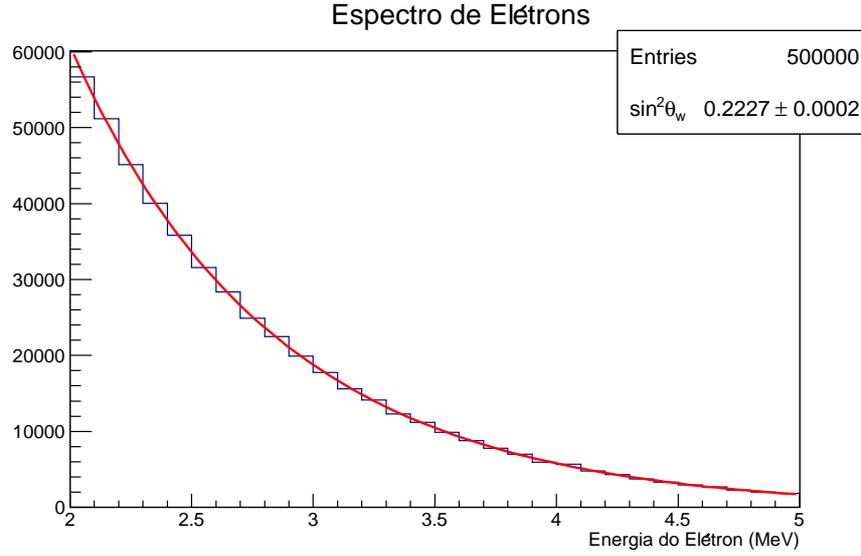


Figura 4.11: Ajuste para a medida de $\sin^2 \theta_W$ pelo espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$.

com

$$\frac{d\sigma_{\nu e}(E_\nu, T)}{dT} = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[(g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 + (g_A^2 - g_V^2) \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right], \quad (4.14)$$

$$g_V = 2 \sin^2 \theta_W - 1/2,$$

$$g_A = -1/2.$$

A energia máxima dos antineutrinos considerada é de 10 MeV e a mínima é definida pela energia cinética do elétron. Sendo a constante de acoplamento vetor-axial g_A fixa, assim como os parâmetros do fluxo, o único parâmetro a ser ajustado é a constante de acoplamento vetorial g_V . Como esta constante é nada mais do que o parâmetro $\sin^2 \theta_W$ somada uma constante, a função de ajuste depende diretamente deste parâmetro.

A figura 4.11 mostra o ajuste realizado na amostra de 5×10^5 eventos de dados simulados de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$. O resultado do ajuste é de $\sin^2 \theta_W^{fit} = 0.2227 \pm 0.0002$. O erro é obtido diretamente pelo ajuste usando o pacote de métodos de minimização do MINUIT, fornecido pelo ROOT. Sendo que o valor teórico utilizado na simulação é a média mundial, $\sin^2 \theta_W^{teo} = 0.2227$, não há discrepância entre o valor obtido do ajuste dos dados simulados e o valor inicial. Este

resultado indica que o modelo utilizado é capaz de recuperar um valor teórico para $\sin^2 \theta_W$ em um experimento de neutrinos de reatores do tipo Double Chooz.

4.6 Estimativa de Erros Sistemáticos

Sendo um experimento utilizando dados simulados, a única fonte de informação são os experimentos reais no qual se baseiam, no caso Chooz e Double Chooz, para a estimativa dos erros sistemáticos presentes na medida do $\sin^2 \theta_W$.

Usando como base o documento de Double Chooz [21], nota-se que a maior fonte de erros sistemáticos é devido à parametrização do fluxo do antineutrino. Estes erros são devidos a variações na energia do reator, diferenças na energia por fissão e número de antineutrinos por fissão. Para o estudo de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ é utilizado apenas um detector, tal qual no experimento Chooz, onde os erros sistemáticos associados ao fluxo ficam estimados em 2.7%. Porém, o erro sistemático do fluxo estimado para Double Chooz é menor do que seu antecessor, tendo em vista a melhora dos equipamentos do detector, onde o estimado pela colaboração Double Chooz é em torno de 0.6%.

Com relação às propriedades físicas do detector, como volume efetivo, número de alvos, composição química e densidade do material, mais uma vez a presença de apenas um detector para o experimento aumenta a contribuição dos erros sistemáticos, totalizando uma estimativa de 0.55%. Os erros sistemáticos associados à eficiência do detector representam 1.5% em Chooz, sendo entretanto um erro estimado para a medida do IBD. Supondo que este erro é repassado à medida de ângulo de Weinberg através do fluxo de antineutrinos, pode-se considerar uma influência de mesma ordem.

Somando quadraticamente todas as possíveis contribuições de erros sistemáticos, estima-se em 1.7% de erro sistemático na medida do ângulo de Weinberg em um experimento como Double Chooz. Isto representa na medida de $\sin^2 \theta_W^{fit} = 0.2227 \pm 0.0002$, um erro sistemático de 0.0038.

4.7 Análise de Erros Estatísticos em Função do Tempo de Aquisição de dados

Após comprovar que o sistema de ajuste de curvas é capaz de reobter o valor de $\sin^2 \theta_W$ usado para gerar eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ usando o fluxo reobtido dos eventos de IBD, é preciso simular ambos tipos de eventos ao longo de 1, 3 e 5 anos de coleta de dados.

Este estudo visa determinar com que precisão pode ser realizada a medida do ângulo de Weinberg como função do tempo de coleta de dados, esperando que, conforme o aumento do tempo de tomada de dados, haja redução significativa no erro estatístico da medida.

Um ponto que deve ser considerado nesse estudo é a forte dependência do resultado da medida de $\sin^2 \theta_W$ com a normalização do fluxo obtido do IBD. Afim de garantir a proporção correta entre o número de eventos de IBD e número de eventos de espalhamento elástico, as simulações dos dois processos são realizadas em uma única etapa.

A simulação ocorre inicialmente com o sorteio da energia do antineutrino segundo o fluxo 3.9. Em seguida é decidido se o antineutrino vai produzir um evento de IBD ou um evento de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ segundo o critério mostrado na Figura 4.1 na seção 4.1.

A diferença entre esta simulação e a apresentada na seção 4.1 está no fato que neste momento são simulados apenas eventos de antineutrinos, com o número de eventos de IBD fixo ao valor esperado para o número de eventos em 1, 3 e 5 anos, após passarem pelos critérios de seleção. Já o número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ é livre, variando conforme as energias dos antineutrinos sorteadas, mas usando a distribuição de energia após a seleção de eventos e considerando antineutrinos com energia superior a 2 MeV, valor de corte inferior na energia cinética dos elétrons espalhados. Deste modo é inserida a variação da normalização dos eventos com a

dependência da energia do antineutrino.

Após gerar os eventos de IBD e de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$, são realizados os ajustes das curvas 4.12 e 4.13 nos respectivos conjuntos de dados, utilizando no segundo ajuste, para a medida do $\sin^2 \theta_W$, os valores obtidos na extração do fluxo nos eventos de IBD. Com este sistema está incluído também a influência da variação do fluxo recuperado dos antineutrinos na medida do $\sin^2 \theta_W$, incluindo o estudo da variação dos parâmetros do fluxo de antineutrinos em função do tempo de aquisição de dados, conforme a estatística fornecida em cada período considerado. O procedimento de gerar, ajustar e medir $\sin^2 \theta_W$ foi repetido mil vezes para cada período de tomada de dados.

Simulando 1 ano de tomada de dados, repetidamente por mil vezes, o resultado é a distribuição de valores de $\sin^2 \theta_W$ apresentados na figura 4.12. Isso representa uma medida após 1 ano de tomada de dados de $\sin^2 \theta_W^{1y} = 0.2236 \pm 0.0295$, representando uma discrepância de 0.40% com o valor teórico usado de $\sin^2 \theta_W^{teo} = 0.2227$. Mais importante que a discrepância é a incerteza na medida, resultante da baixa estatística disponível em apenas 1 ano de tomada de dados, uma vez que média de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ neste período de tempo é de apenas 143 eventos.

Esta baixa estatística reflete nas distribuições para os parâmetros do fluxo de antineutrinos, onde as incertezas nas medidas são bem consideráveis. A maior contribuição na incerteza da medida vem da normalização, que pode ser observada pela razão entre o número de eventos de IBD, fixado em 22955 eventos, pelo número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$, ou simplesmente pela distribuição do número de eventos de espalhamento elástico, uma vez que a quantidade de eventos de IBD é fixa. Esta dependência pode ser observada na figura 4.13, onde é mostrado o comportamento da medida de $\sin^2 \theta_W$ perante a variação do número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$.

Com as simulações de tomada de dados por um período de 3 anos, repetindo mil vezes, a distribuição de medidas realizadas para $\sin^2 \theta_W$ também é uma gaus-

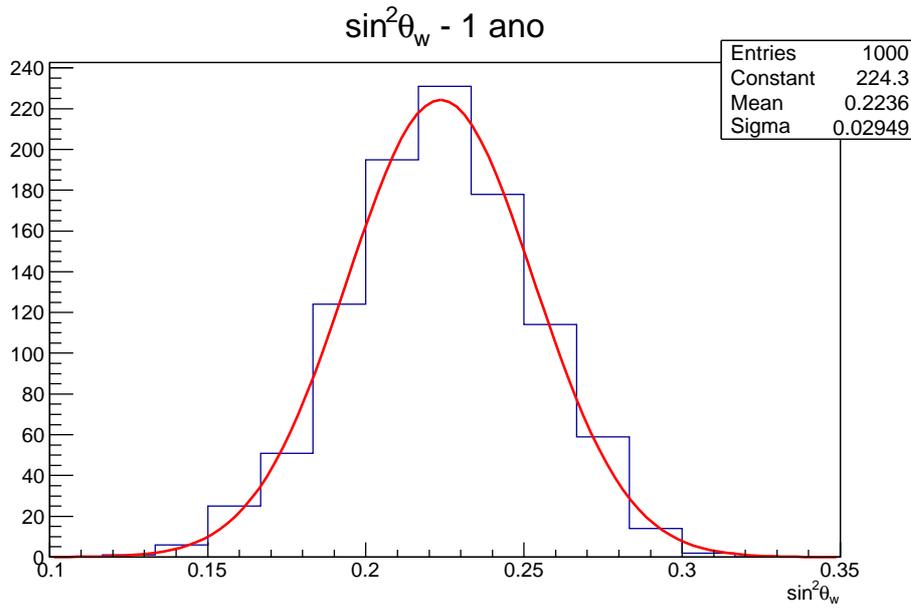


Figura 4.12: Distribuição de valores de $\sin^2 \theta_W$ para mil simulações de 1 ano de tomada de dados (22955 eventos).

siana, mas mais estreita do que para a obtida para 1 ano de tomada de dados, conforme o esperado. Com maior estatística, uma média de 429 eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$, a flutuação na medida é menor e implica em uma incerteza reduzida. Como resultado para 3 anos, conforme observado na figura 4.14, a medida é $\sin^2 \theta_W^{3y} = 0.2221 \pm 0.0163$, representando uma discrepância de 0.27% com o valor teórico utilizado, e uma incerteza 55.25% menor do que a medida para 1 ano, indicando que é possível realizar uma medida com um erro estatístico aceitável já com 3 anos de experimento.

A estatística maior representa em uma redução na incerteza dos parâmetros do fluxo de antineutrinos e conseqüentemente influencia na menor incerteza de $\sin^2 \theta_W$. Isto acaba refletindo em uma correlação mais estreita entre o número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ e a medida de $\sin^2 \theta_W$, possível de ser observada na figura 4.15.

Já com simulações de 5 anos de tomada de dados, repetidas mil vezes, o re-

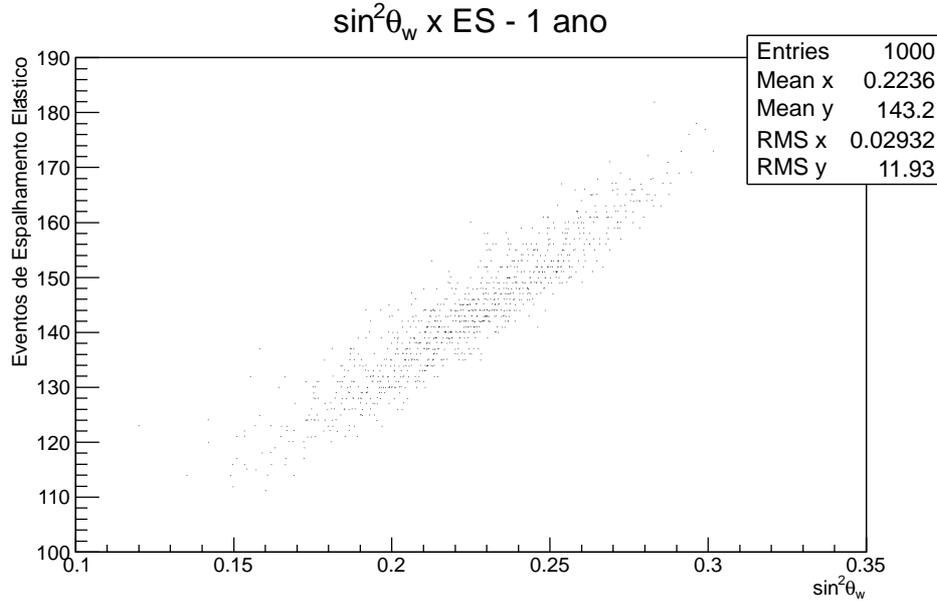


Figura 4.13: Figura de dispersão entre $\sin^2 \theta_W$ e o número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ para mil simulações de 1 ano de aquisição de dados.

sultado é uma distribuição gaussiana para valores de $\sin^2 \theta_W$ mais estreita do que as distribuições anteriores, assim como o esperado e observado na figura 4.16. O valor obtido foi $\sin^2 \theta_W^{5y} = 0.2227 \pm 0.0120$, com uma incerteza satisfatória e uma discrepância nula. Com uma média de 715 eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ em 5 anos de aquisição de dados, conclui-se que há estatística aceitável para a realização da medida do ângulo de Weinberg neste período.

Os 5 anos de tomada de dados acumulam 114775 eventos de decaimento beta inverso, representando uma estatística considerável para uma boa recuperação do fluxo de antineutrinos. A menor variação entre do número de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ acaba influenciando diretamente na redução da incerteza em $\sin^2 \theta_W$, que é 73.62% menor do que a incerteza para 3 anos de experimento. Este é mais um reflexo da dependência da medida com a normalização e que pode ser verificada na dispersão mais estreita entre o número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ e $\sin^2 \theta_W$, mostrada na figura 4.17.

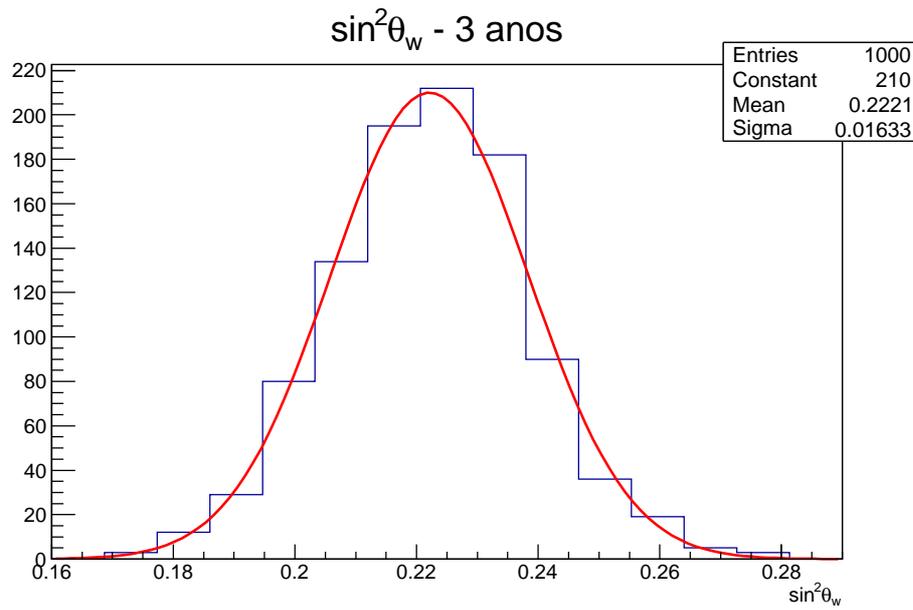


Figura 4.14: Distribuição de valores de $\sin^2\theta_W$ para mil simulações de 3 anos de tomada de dados (68865 eventos).

Por fim, a figura 4.18 relaciona os resultados obtidos para 1, 3 e 5 anos de aquisição de dados, comparando-os. Assim é possível observar a redução da incerteza da medida e sua aproximação com o valor teórico conforme aumenta-se a estatística, embora os resultados continuem próximos e compatíveis com o teórico em todas as medidas.

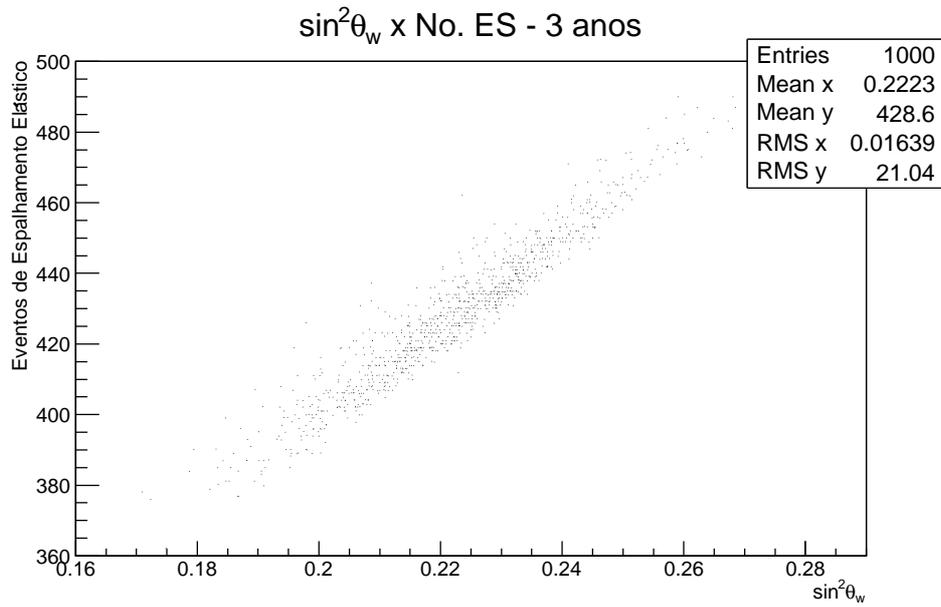


Figura 4.15: Figura de dispersão entre $\sin^2 \theta_W$ e o número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ para mil simulações de 3 anos de aquisição de dados.

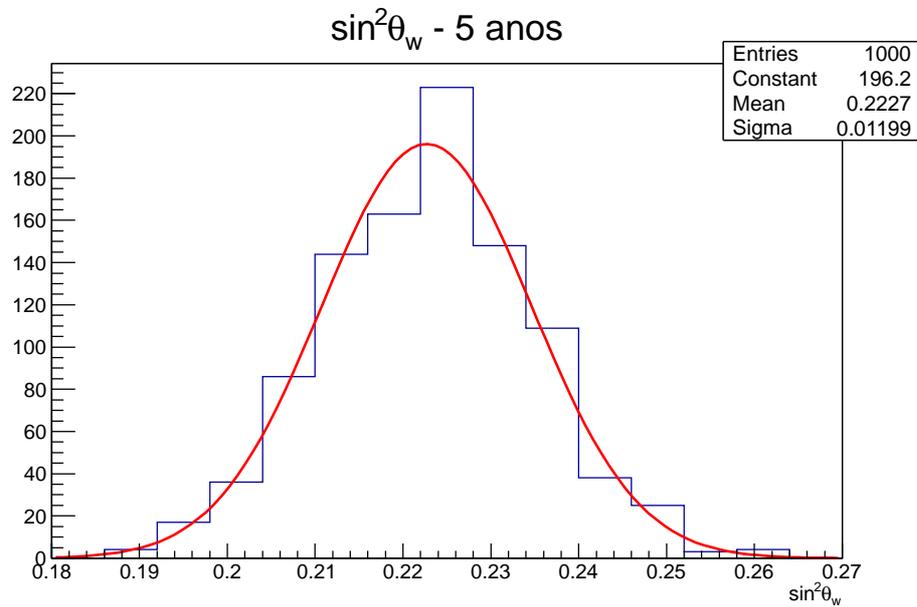


Figura 4.16: Distribuição de valores de $\sin^2 \theta_W$ para mil simulações de 5 anos de tomada de dados (114775 eventos).

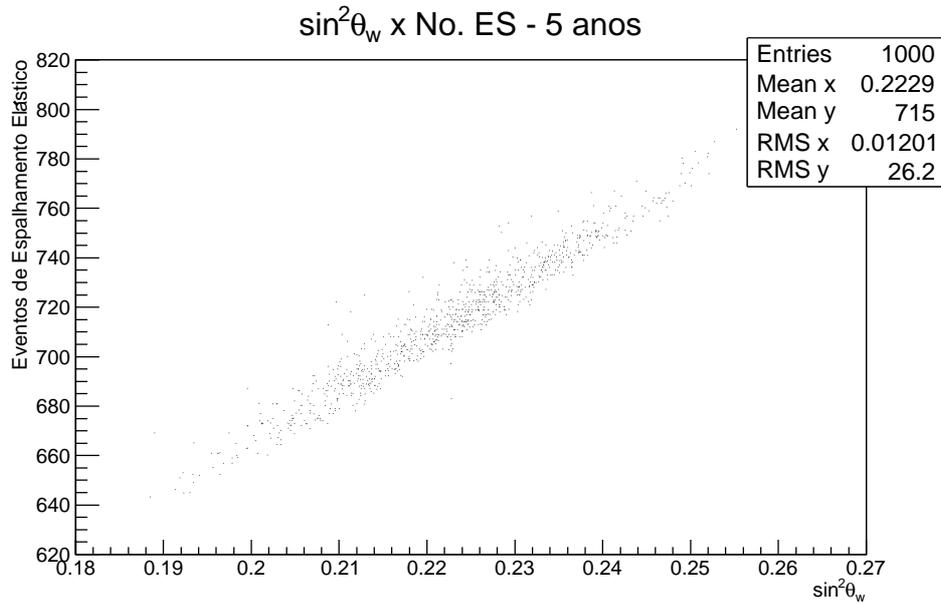


Figura 4.17: Figura de dispersão entre $\sin^2 \theta_W$ e o número de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$ para mil simulações de 5 anos de aquisição de dados.

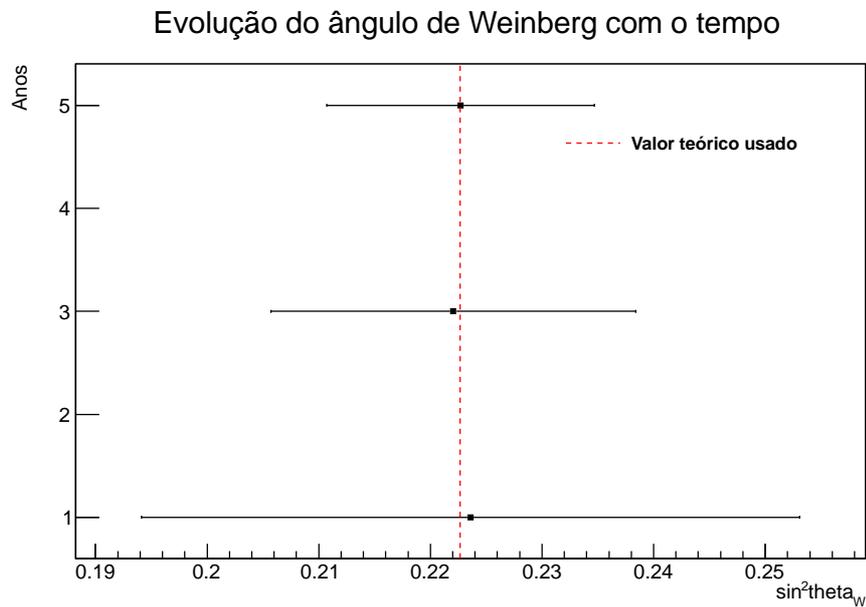


Figura 4.18: Evolução dos resultados da medida de $\sin^2 \theta_W$ com o tempo de aquisição de dados para um valor teórico de $\sin^2 \theta_W^{teo} = 0.2227$, marcado pela linha tracejada vermelha.

Capítulo 5

Conclusões

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos na análise de dados simulados para o decaimento beta inverso (IBD) e o espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$. Segue-se um estudo da influência do tempo na tomada de dados na medida do valor do $\sin^2 \theta_w$. Ainda há uma comparação com experimentos recentes propostos para realização da mesma medida, com destaque para o recente resultado da colaboração TEXONO [25]. Por fim são discutidas possibilidades que possam contribuir na melhora dos resultados obtidos.

5.1 Resultados

Ao comparar o fluxo efetivo utilizando a equação 4.11 e comparando com os fluxos dos três isótopos utilizados na simulação, observa-se na figura 5.1 que este fluxo efetivo obtido do ajuste de 5×10^6 eventos de decaimento beta inverso está condizente com o esperado, ficando entre os três fluxos, sendo mais tendencioso para o fluxo do ^{235}U , já que é o isótopo mais presente no combustível nuclear considerado na simulação. Deste modo é garantido que o método para recuperação do fluxo de antineutrino funciona.

A menos da reduzida estatística, este método é utilizado para as simulações

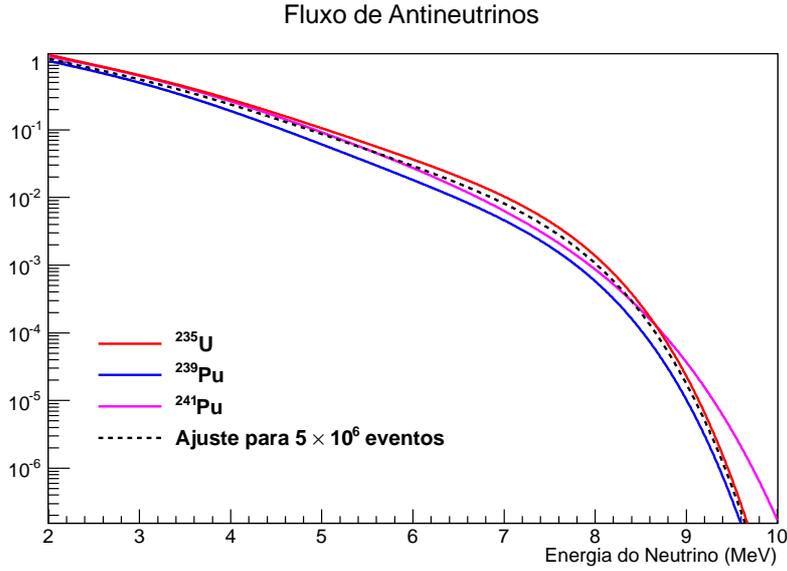


Figura 5.1: Comparação entre os fluxos de antineutrinos de cada isótopo usado na simulação com o fluxo efetivo obtido do ajuste de 5×10^6 eventos de IBD.

repetidas mil vezes para intervalos de tempo de 1, 3 e 5 anos. Desta maneira, influências relacionadas apenas a estatística limitada pelo tempo de aquisição de dados são inseridas na medida final do ângulo de Weinberg.

A variação da quantidade de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ frente ao número de eventos de IBD, somado à incerteza nos parâmetros do fluxo de antineutrinos, resultou que em um ano de aquisição de dados o valor medido para o ângulo de Weinberg será

$$\sin^2 \theta_W^{1y} = 0.2236 \pm 0.0295 \pm 0.0038. \quad (5.1)$$

Um valor com grande incerteza estatística em virtude da baixa estatística de eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$. Já com três anos de experimento o valor do ângulo de Weinberg obtido será

$$\sin^2 \theta_W^{3y} = 0.2221 \pm 0.0163 \pm 0.0038, \quad (5.2)$$

tendo uma medida melhor do que para um ano. Para cinco anos de aquisição de

dados a medida resulta em

$$\sin^2 \theta_W^{5y} = 0.2227 \pm 0.0120 \pm 0.0038, \quad (5.3)$$

onde o erro sistemático estimado na medida é de 1.7%, acarretando em ± 0.0038

Para um valor teórico utilizado de $\sin^2 \theta_W^{teo} = 0.2227$, os resultados apresentados confirmam a viabilidade de um experimento de neutrinos de reator poder medir o ângulo de Weinberg, podendo ter uma medida inicial com 1 ano, melhorada com 3 anos, mas a melhor medida vindo apenas após cinco anos de aquisição de dados pelo experimento, com uma significativa redução no erro estatístico da medida. As incertezas combinadas da medida após cinco anos resultam em ± 0.0126 .

Este resultado implica ainda que a medida de θ_W tem sensibilidade para medir valores compatíveis com NuTeV ou com o previsto pelo Modelo Padrão para o regime de energia transferida considerada.

5.2 Experimento TEXONO

Em abril de 2010 a colaboração TEXONO [25] apresentou um resultado da medida de $\sin^2 \theta_W = 0.225 \pm 0.031$ (*stat.*) ± 0.024 (*syst.*), compatível com o valor dado pelo Modelo Padrão (SM) de $\sin^2 \theta_W^{SM} = 0.23867 \pm 0.00016$.

Este experimento propõe medir o valor do ângulo de Weinberg no regime de energia transferida $Q^2 \approx 3 \times 10^{-6} \text{ GeV}^2$, tratando-se de um experimento de neutrinos de reator, mas com algumas diferenças importantes a serem consideradas.

Com o laboratório Kuo-Sheng Neutrino Laboratory (KSNL), localizado no prédio estrutural do reator de Kuo-Sheng, Taiwan, o detector ficava bem próximo ao reator, podendo medir um grande fluxo de antineutrinos vindos das fissões nucleares. A figura 5.2 ilustra a localização do detector.

Além da grande proximidade do detector com o corpo do reator, o detector não apresentava eventos de IBD. Isto era devido a não haver prótons livres dentro da estrutura sólida de detector.

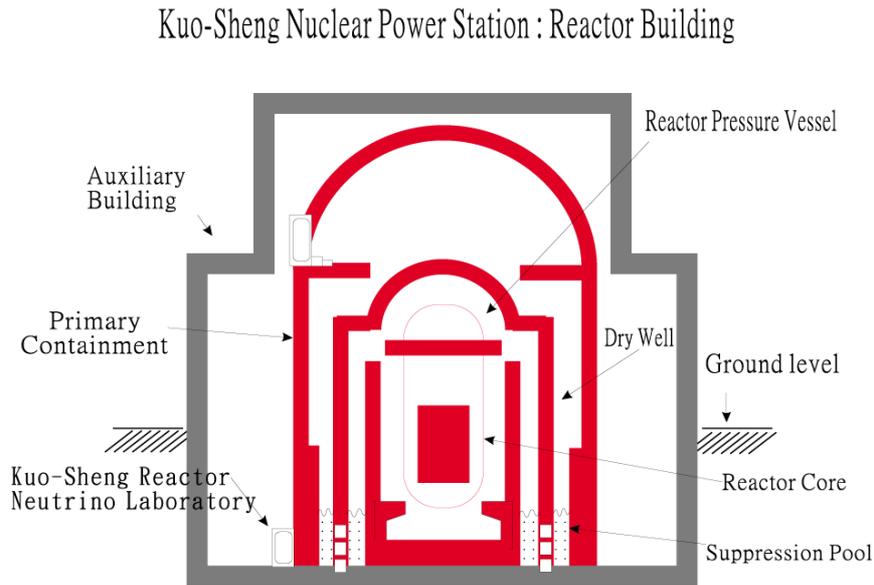


Figura 5.2: Desenho esquemático da localização do KSNL no prédio do reator de Kuo-Sheng.

Composto de um conjunto de cristais de CsI(Tl), um cristal plástico de tálio dopado com iodo de cério, o detector possuía nas extremidades de cada bastão sextavado do cristal uma PMT, conforme mostrado na figura 5.3. Com isso, além da possibilidade de uma medida limpa de eventos de $\bar{\nu}_e e^-$, era possível realizar medidas com reconstrução tridimensional, já que a diferença do sinal coletado entre as extremidades dos bastões de cristais daria a localização longitudinal, enquanto a própria posição do bastão daria a terceira coordenada para determinar o posicionamento em que ocorreu um evento de espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$.

A contaminação neste experimento era tratada com uma caracterização durante o período em que o reator permanecia desligado. Eventos de raios cósmicos com grande energia eram facilmente identificados a partir da energia depositada, sempre ultrapassando 8 MeV, além de deixarem pelo menos três traços no detector, onde um traço é um bastão de cristal CsI(Tl) ativado. Além disso, a principal proteção contra raios cósmicos era o sistema de veto de 50 ton a estrutura completa do veto.

Pela faixa de energia transferida ser a mesma da operação dos neutrinos de

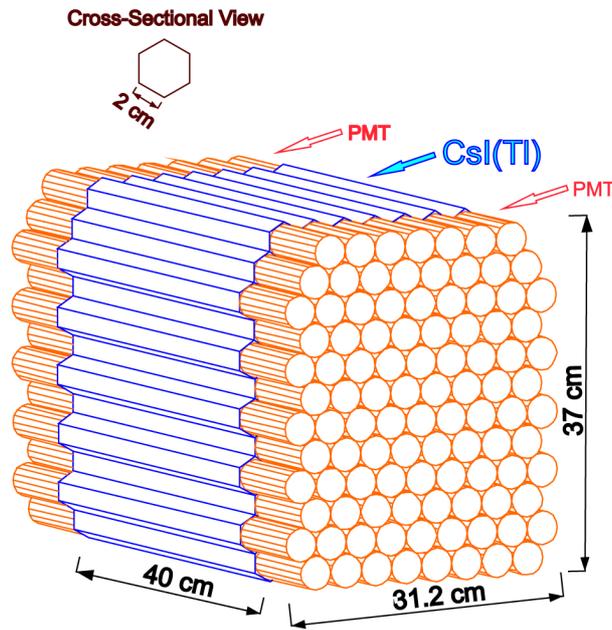


Figura 5.3: Desenho esquemático da estrutura interna do detector do experimento TEXONO, composto por cristais de CsI(Tl).

reatores destinados a medir o ângulo θ_{13} , há fortes indícios que o resultado medido em um experimento deste porte seja próxima ao valor previsto pelo Modelo Padrão também, $\sin^2 \theta_W^{SM} = 0.23867 \pm 0.00016$.

Como os erros sistemáticos estimados para um experimento tipo Double Chooz são aproximadamente 1.7%, que para um resultado compatível com o previsto pelo Modelo Padrão significa ± 0.004 de incerteza, representando uma ordem de grandeza inferior, espera-se uma medida mais precisa para poder confrontar com o resultado obtido no experimento TEXONO. As incertezas combinadas do experimento TEXONO para $\sin^2 \theta_W$ são de ± 0.039 , menores do que as incertezas apresentadas para o experimento de $\nu - e^-$, realizado pelo LSND, de ± 0.051 . Já as incertezas combinadas para um experimento tipo Double Chooz ficam da ordem de ± 0.013 , indicando a precisão possível de ser realizada neste tipo de experimento ser uma grande justificativa para a medida em experimentos de neutrinos de reatores.

5.3 Perspectivas

Baseados nos resultados apresentados nesta tese de doutorado, espera-se que experimentos de neutrinos de reator possam fazer as poucas modificações necessárias na análise de dados e medir o valor de $\sin^2 \theta_W$, contribuindo para a determinação do ângulo de Weinberg para uma faixa de energia transferida praticamente inexplorada.

A inclusão de estudos mais apurados e com maior estatística para medir a sensibilidade da medida de $\sin^2 \theta_W$ frente incertezas vindas da determinação do fluxo e da normalização podem vir a melhorar a medida. Uma simulação mais completa e apurada da contaminação presente também pode vir a melhorar o resultado, incluindo as contaminações provenientes da espalção de múons, que podem gerar falsa detecção de eventos de espalhamento elástico pela dificuldade de correlacionar estes eventos com os múons que os geraram.

Entretanto a dificuldade na determinação precisa da normalização do eventos de espalhamento elástico $\bar{\nu}e^-$ frente aos eventos de decaimento beta inverso podem dificultar a realização da medida.

A maior expectativa fica por conta do início de tomada de dados dos experimentos de neutrinos de reator, bem como suas primeiras publicações com erros sistemáticos reais calculados. Em particular o experimento Double Chooz, no qual serviu como base para o desenvolvimento deste estudo e os erros sistemáticos apresentados foram baseados em estimativas feitas pelo próprio experimento.

Apêndice A

Ferramentas Computacionais

São apresentados a seguir recursos computacionais utilizados nos desta tese, iniciando pelo GEANT4 [57], responsável pela simulação da passagem de partículas pela matéria, seguido pelo GLG4sim [58], um pacote de classes e formas geométricas de PMTs e outros recursos para um detector de cintilador líquido, terminando com a apresentação da plataforma de processamento e análise de dados denominado ROOT [61], produzida e distribuída pelo CERN.

A.1 GEANT4

GEANT4 (abreviado do inglês **GE**ometry **ANd** **T**rackring) é um conjunto de ferramentas computacionais, comumente denominada de biblioteca ou “pacote”, de distribuição livre, destinado a simular a interação de partículas com a matéria e baseado no método de Monte Carlo.

Desenvolvido na linguagem C++ e utilizando programação orientada a objetos, o GEANT4 permite simular uma grande variedade de processos físicos, tais como decaimentos radioativos, processos eletromagnéticos, interações hadrônicas, interações para altas e baixas energias, etc. Tendo ainda uma faixa de operação possível entre 250 eV e 1 TeV, esta biblioteca é usada na simulação de experimentos de física nu-

clear, física médica, física de partículas, astrofísica, astronomia e pesquisas espaciais.

Para descrever um experimento usando GEANT4 é necessário definir:

- Geometria do detector e arredores;
- Materiais envolvidos no detector e arredores;
- Partículas em estudo;
- Processos físicos considerados;
- Quantidades físicas observadas e armazenadas pelo detector para cada evento.

É possível descrever geometricamente o detector utilizando combinações de formas definidas pelo próprio GEANT4, tais como cubos, paralelogramos, cilindros, toróides, esferas, entre outros volumes. Através da definição de estruturas atômicas simples, contendo número atômico e densidade molar, pode-se contruir materiais de estrutura complexa, desde o ar ao líquido cintilador dopado com gadolínio. A estes materiais ainda são acrescidas definições de suas propriedades óticas.

Para definir as partículas em estudo é preciso considerar não somente os processos que se deseja medir como também os processos que possam contaminar a medida. Os processos a serem medidos são os antineutrinos oriundos dos reatores nucleares que irão interagir com o material do detector, tendo como produto elétrons, pósitrons e nêutrons. Os processos que geram contaminação são os provenientes de raios cósmicos e radioatividade natural, basicamente sendo múons e nêutrons.

Tendo as partículas em estudo, são definidas quais interações serão relevantes para estas partículas, bem como possíveis partículas secundárias produzidas. A definição precisa de quais interações cada partícula estará submetida reflete na velocidade de processamento da simulação. Isto ocorre pelo fato do GEANT4 trabalhar com probabilidades de interação via método de Monte Carlo para determinar quais interações ocorrem com a partícula simulada ao longo da matéria. Colocar interações extras, mesmo que com probabilidade praticamente nula, significa um aumento no

tempo de simulação, já que estas interações serão computadas e processadas para cada trecho que a partícula percorrer. Deste modo as partículas em estudo e os processos considerados definem as interações físicas utilizadas na simulação. Um exemplo ilustrativo é a exclusão de interações hadrônicas em processos envolvendo apenas elétrons do espalhamento elástico $\bar{\nu}_e e^-$, sendo utilizada apenas a biblioteca de interações eletromagnéticas.

Para que as quantidades físicas da simulação sejam registradas, é necessário a definição de um detector sensível (*sensitive detector*). Sem este detector sensível não é possível saber a energia depositada em um calorímetro, por exemplo. Uma fotomultiplicadora (PMT) é um outro exemplo de um detector sensível, neste caso detectando apenas fótons e dentro de uma faixa determinada de energia. Ainda é possível registrar quantidades físicas de controle para a simulação, como tipo de partícula gerada, energia inicial, entre outras. Tal recurso possibilita comparar com as quantidades reais que serão registradas e definir a eficiência do detector, além de outros parâmetros relevantes para o desenvolvimento de um experimento.

Embora seja bem versátil e abrangente, certas reproduções geométricas podem ser muito complexas, como a reprodução de PMTs em um detector de neutrinos. Por este motivo foi utilizado como base o pacote de simulação GLG4sim [58], derivado da simulação utilizada em KamLAND [60] e também utilizado como base para a simulação de Double CHOOZ. Neste pacote as PMTs estão definidas de forma precisa e completa, incluindo as utilizadas em Double CHOOZ.

A.2 GLG4sim

O GLG4sim (abreviação de **G**eneric **L**AND¹ **G**eant**4** **s**imulation) possui como objetivo facilitar a simulação de um detector de antineutrino de cintilador líquido “genérico”. É utilizado como base para simulações dos experimentos Daya Bay,

¹LAND é uma sigla para designar detector de antineutrino com cintilador líquido (*Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector*)

Braidwood, Double Chooz e KamLAND, do qual se originou[59].

O GLG4sim fornece definições estruturais de detectores de geometria esférica ou cilíndrica de três volumes no interior de uma caverna de rocha. Vários materiais típicos deste tipo de experimentos estão definidos com valores típicos de propriedades ópticas. A maioria destas definições são baseadas no experimento KamLAND. um exemplo destes materiais é o óleo mineral usado de base para o cintiladores e que preenche o *buffer*. Entretanto o maior mérito do pacote GLG4sim está na sua detalhada e precisa descrição de uma fotomultiplicadora (PMT), utilizando dimensões e definições geométricas fornecidas pelo fabricante de cada tipo de PMT, como a PMT de 8" da Hamamatsu utilizada na simulação desta tese e com as dimensões exibidas na imagem A.1. Esta descrição geométrica é complementada pela descrição física de criação dos fótons de cintilação, denominados fótons ópticos, assim como suas propagações e colhetas pelas PMTs. Durante a colheita dos fótons ópticos as informações de tempo de chegada dos fótons até a PMT que os colhetou e a quantidade de fótons colhetados em todas as PMTs do detector durante um evento são guardadas. Esta quantidade de fótons absorvidos pelas PMTs representa a energia depositada no detector durante o evento simulado. A energia depositada é determinada através de uma calibração prévia.

A estrutura geométrica é montada utilizando um toróide com uma esfera e um cilindro, como mostrado na figura A.2. Com a esfera é criada uma calota no topo do toróide, área destinada ao fotocátodo da PMT construída. A base é completada por um segundo toróide para suavizar a aresta até a base criada com um cilindro, onde se localiza o dínodo da PMT. É definida a semitransparência do cátodo, juntamente com as propriedades reflectivas das paredes da PMT, garantindo que a maioria dos fótons incidentes na PMT seja absorvida e guiada internamente até o dínodo da base.

Cada PMT contém um detector sensível do GEANT4 definida em seu dínodo possibilitando o registro dos fótons de cintilação produzidos no interior do detector. Através de um recurso de clonagem, as PMTs são distribuídas no interior *buffer*

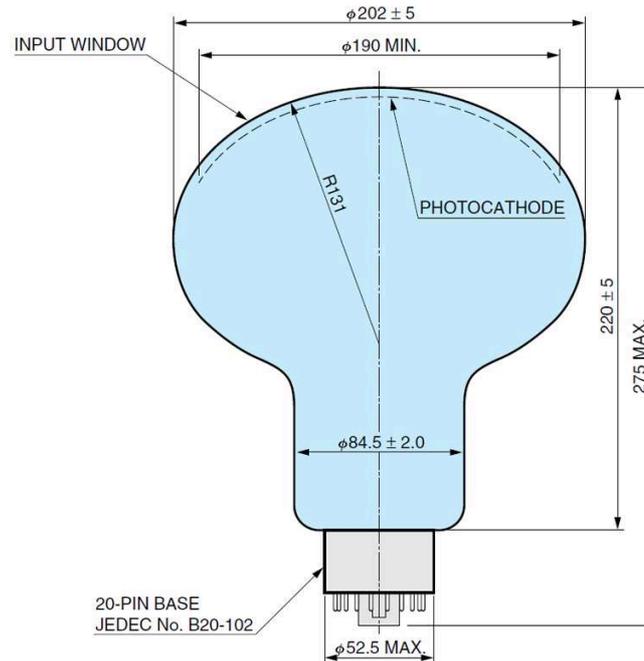


Figura A.1: Desenho esquemático de catálogo da fotomultiplicadora de 8'' da Hamamatsu, R5912. Valores em milímetros.

seguindo o objetivo de obter 12 % de cobertura, como já citado anteriormente. Para cada PMT ainda mantêm-se o registro de dados individuais, como a quantidade de fótons colhetada por evento em cada PMT.

Além destas principais características, o pacote GLG4sim conta com a possibilidade de escolha de saída de dados. Esta saída de dados pode ser do tipo texto ou já no formato *ntuple*² para ser lida na plataforma de análise ROOT [61]. Ainda conta com aglutinações de comandos básicos do GEANT4 em comandos novos, possibilidade de trabalhar com um arquivo de entrada tipo texto ou mesmo um executável, além da possibilidade de mudar dimensões geométricas e propriedades de materiais por arquivos de parâmetros externos, sem a necessidade de recompilar a simulação.

²Arquivo de dados de fácil acesso e manipulação, através de variáveis que representam grandezas físicas ou de controle, no caso de uma simulação.

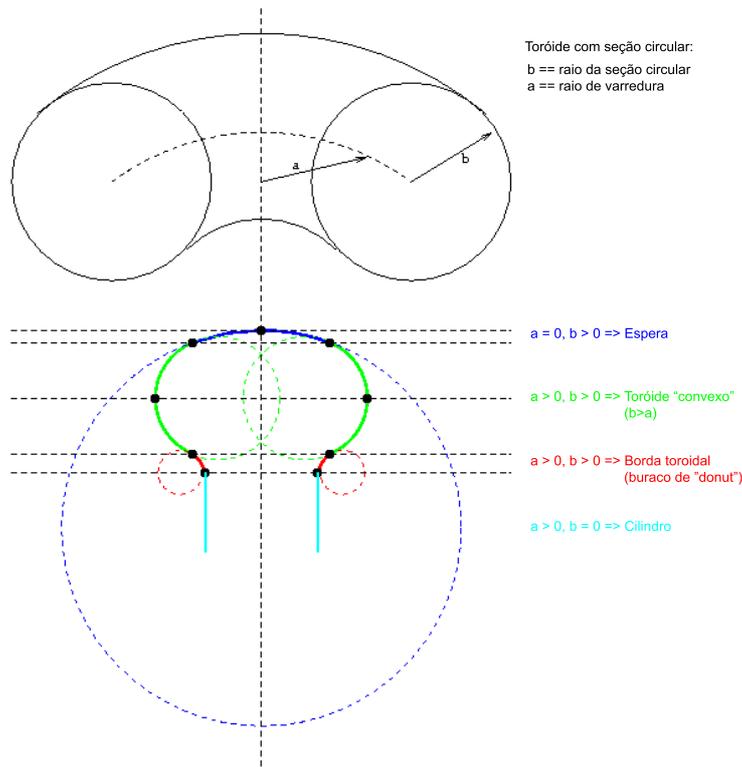


Figura A.2: Visão esquemática da montagem das PMTs utilizando formas geométricas do GEANT4.

A.3 ROOT

O ROOT é uma plataforma de processamento e análise de dados produzida por pesquisadores do CERN [66] montado em uma estrutura de programação orientada a objetos, afim de facilitar o tratamento e análise de grande quantidade de dados de forma eficiente.

Utilizando definições de objetos para armazenar os dados, é possível trabalhar de forma paralela com métodos distintos e acessar objetos específicos sem precisar utilizar todo o conjunto de dados. Este paralelismo resulta em ganho de velocidade no processo de análise de dados.

Contando com um interpretador interno de C++, linguagem na qual é baseado, o ROOT interpreta macros, scripts ou programas escritos nesta linguagem compu-

tacional de forma rápida, sem a necessidade de compilação prévia, sendo executado diretamente. O compartilhamento de suas estruturas permite ainda que métodos e classes específicas do ROOT sejam acessadas por programas externos compilados em C++.

Além da praticidade de manipulação de dados e interpretação interna de programas em C++, o pacote GLG4sim, ao salvar a saída de dados no formato de *ntuple*, permite uma perfeita interpretação entre a simulação no GEANT4 e os dados prontos para serem tratados e analisados. O ROOT também pode ser utilizado para rodar simulações internas através de códigos em C++, possibilitando a execução de programas nesta linguagem diretamente.

Referências Bibliográficas

- [1] J. M. Conrad, J. M. Link and M. H. Shaevitz, *Precision Measurement of $\sin^2\theta_W$ at a Reactor*, Set 2007, hep-ex/0403048v4
- [2] S. L. Glashow, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 539 (1980)
- [3] S. Weinberg, *ibid*, **52**, 515 (1980)
- [4] A. Salam, *ibid*, **52**, (1980)
- [5] SLAC E158 Collaboration: P.L. Anthony, et al, *Precision measurement of the weak mixing angle in Moller scattering.*, Phys.Rev.Lett. 95 (2005) 081601, hep-ex/0504049
- [6] Xiaofei Zhang, George Fai, *Nuclear Effects on Heavy Boson Production at RHIC and LHC*, Phys.Rev.C65:064901, 2002, hep-ph/0202029v1
- [7] Sasha Glazov, for the H1 Collaboration, *Measurement of DIS cross section at HERA*, Braz. J. Phys. vol.37 no.2c São Paulo June 2007
- [8] B. Schwering, *Review of the weak mixing angle results with heavy quarks at LEP and SLC*, Corfu Summer Institute on Elementary Particle Physics, 1998
- [9] G. P. Zeller et al, *Precise Determination of Electroweak Parameters in Neutrino-Nucleon Scattering*, Phys. Rev. Lett. 88, 091802 (2002)
- [10] W. Bentz, I. C. Cloet, J. T. Londergan, A. W. Thomas, *Reassessment of the NuTeV determination of the Weinberg angle*, 2010, arXiv:0908.3198v3

- [11] the CMS Collaboration, *Measurement of the weak mixing angle with the Drell-Yan process in proton-proton collisions at the LHC*, Phys. Rev. D 84, 112002 (2011)
- [12] G. P. Zeller et al, *On the Effect of Asymmetric Strange Seas and Isospin-Violating Parton Distribution Functions on $\sin^2\theta_W$ Measured in the NuTeV Experiment*, Oct 2005, hep-ex/0203004
- [13] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger, *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 9, 36-44 (1962)
- [14] S J Wimpenny, *Results on W^{+-} and Z^0 physics from the UA1 Collaboration, 21st Rencontre de Moriond*, v.1 : Leptonic Session, Les Arcs, France, 9 - 16 Mar 1986, pp.63-72
- [15] K. Kodama et al. (DONUT Collaboration) (2001). *Observation of tau neutrino interactions*. Physics Letters B 504: 218. hep-ex/0012035
- [16] *The Reines-Cowan Experiments: Detecting the Poltergeist*. Los Alamos Science 25: (page 3). 1997. <http://library.lanl.gov/cgi-bin/getfile?25-02.pdf> Retrieved 2009-10-20
- [17] M. Apollonio et al, *Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power status*, Eur. Phys. J. C 27, 331-374, 2003
- [18] F.Boehm et al, *Final results from the Palo Verde Neutrino Oscillation Experiment*, Phys.Rev.D64:112001, 2001, hep-ex/0107009v1
- [19] KamLAND Collaboration, *First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance*, Phys.Rev.Lett.90:021802, 2003, hep-ex/0212021v1

- [20] K. Anderson et al , *WHITE PAPER REPORT on using nuclear reactors to search for a value of θ_{13}* , FERMILAB-PUB-04-180, Jan 2004. 167pp. e-Print Archive: hep-ex/0402041
- [21] M. G. T. Lasserre et al., *Double Chooz, A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13}* , Oct 2006, hep-ex/0606025v4
- [22] Jun Cao, *Daya Bay Neutrino Experiment*, Nucl.Phys.Proc.Suppl.155:229-230, 2006, hep-ex/0509041v1
- [23] H. Furuta et al, *On-site underground background measurements for the KASKA reactor-neutrino experiment*, Nucl.Instrum.Meth.A568:710-715, 2006, hep-ex/0607015v2
- [24] P. Adamson et al. (MINOS Collaboration), *Search for the disappearance of muon antineutrinos in the NuMI neutrino beam*, Sep 2011, arXiv:1108.1509v2
- [25] M. Deniz, et al., TEXONO Collaboration, *Measurement of Neutrino-Electron Scattering Cross-Section with a CsI(Tl) Scintillating Crystal Array at the Kuo-Sheng Nuclear Power Reactor*, Apr 2010, arXiv:0911.1597v2 [hep-ex]
- [26] O. Von Bayer, O. Hahn, and L. Meitner, Phys. Zeitschr. 12, 273(1911)
- [27] J. Chadwick, Verh. d. D. Phys. Ges., 16, 383(1914)
- [28] C. D. Ellis, Proc Royal Soc. A99, 261(1921)
- [29] C. D. Ellis and W. A. Wooster, Proc. Royal Soc. A117, 109(1927)
- [30] J. Chadwick, PRSL, A136, 692 (1932)
- [31] F. Perrin, C.R. Acad. Sci. Paris 197, 1625 (1933)
- [32] P. Langacker, J. Erler and E. Peinado, *Neutrino Physics*, Jun 2005, hep-ph/0506257v1

- [33] Carl D. Anderson, *The positive electron*, Phys. Rev. 43, 491-494(1933)
- [34] F. Joliot-Curie, I Joliot-Curie, *Mass of the neutron*, Comptes Rendus 197: 237 (1933)
- [35] E. Fermi, *Tentativo di una teoria dei raggi β* , Ricerca Scientifica, (1933) (Z. Phys. 88 (1934) 161)
- [36] H. Bethe and R. Peierls, Nature 133 (1934) 532
- [37] W. Pauli, V. Weisskopf, Helv. Phys. Acta 7, 709 (1934)
- [38] C. L. Cowan, Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse and A. D. McGuire, *Detection of the Free Neutrino: A Confirmation*, Science 124, 103 (1956)
- [39] S. Eidelman et al. (Particle Data Group) (2004). *Leptons in the 2005 Review of Particle Physics*. Physics Letters B 592 astro-ph/0406663
- [40] Feynman, R.P., *Theory of Fundamental Processes*, W.A. Benjamin (1962), Chapters 6-7
- [41] T. D. Lee, C. N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, Phys. Rev. 104, 254-258, 1956
- [42] K. Huang, *Quarks Leptons and Gauge Fields*, World Scientific, 1982
- [43] F. Mandl, G. Shaw, *Quantum Field Theory*, John Wiley and Sons, 1991
- [44] G. 't Hooft, *Nuclear Physics*, **B33**, 173 (1971); **B35**, 167 (1971)
- [45] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introduction Course in Modern Particle Physics*, John Wiley and Sons, 1984
- [46] J.D. Jackson, *Kinematics*, Particle Data Group, 38 (2008)
- [47] E., Byckling, K., Kajantie, *Particle Kinematics*, John Wiley and Sons, 1973

- [48] R. N. Mohapatra, P. B. Pal, *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*, World Scientific, 1990
- [49] W. Hollik, *et al*, *Electroweak Physics*, Jan 2005, hep-ph/0501246v1
- [50] Laughlin, R, *Quantized Hall conductivity in two dimensions*, Phys. Rev. B 23, 5632-5633 (1981)
- [51] J. E. Kim, P. Langacker, M. Levine and H. H. Williams, *A theoretical and experimental review of the weak neutral current: a determination of its structure and limits on derivations from the minimal $SU(2) \times U(1)$ electroweak theory*, Rev. Mod. Phys. 53, 211-252 (1981)
- [52] C. Amsler et al. (*Particle Data Group*), Phys. Lett. B667, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition.
- [53] G. P. Zeller et al, *A Precise Measurement of the Weak Mixing Angle in Neutrino-Nucleon Scattering*, FERMILAB-THESIS-2002-34, Evanston, Illinois, Jun 2002
- [54] W. Bentz, I. C. Cloet, J. T. Londergan, A. W. Thomas, *Reassessment of the NuTeV determination of the Weinberg angle*, Sep 2009, nucl-th/0908.3198v2
- [55] I. C. Cloët, W. Bentz, and A. W. Thomas, *Isvector EMC effect explains the NuTeV anomaly*, Jan 2009, nucl-th/0901.3559v1
- [56] M. Glück, P. Jimenez-Delgado, E. Reya, *Radiatively Generated Isospin Violations in the Nucleon and the NuTeV Anomaly*, Mar 2005, hep-ex/0503103v1
- [57] Geant4 webpage, <http://www.geant4.org/geant4/>
- [58] GLG4sim page, <http://neutrino.phys.ksu.edu/~GLG4sim/>
- [59] *An introduction to GLG4sim features*, G. Horton-Smith, 2006, <http://neutrino.phys.ksu.edu/~GLG4sim/GLG4sim-intro-2006-05-19.pdf>

- [60] Information on generators for the KamLAND simulation webpage, http://neutrino.phys.ksu.edu/~GLG4sim/generator_list.pdf
- [61] ROOT - A Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch/>
- [62] F.T. Avignone, Phys. Rev. D. Vol 2, N 11, 2609-2612. (1970)
- [63] P. Huber, T. Schwetz, *Precision spectroscopy with reactor antineutrinos*, Phys. Rev. D. Vol 70, 053011, Sep 2004
- [64] D. Reyna, *A Simple Parameterization of the Cosmic-Ray Muon Momentum Spectra at the Surface as a Function of Zenith Angle*, Jun 2006, hep-ph/0604145v2
- [65] <http://sales.hamamatsu.com/en/products/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-tubes/part-r5912.php>
- [66] CERN - the European Organization for Nuclear Research, <http://www.cern.ch/>