



UNIVERSIDADE  
ESTADUAL DE LONDRINA

---

ANA MARIA GARCIA TRZECIAK

**SIMULAÇÃO DE EVENTOS NO DETECTOR DO  
EXPERIMENTO NEUTRINOS ANGRA**

ANA MARIA GARCIA TRZECIAK

**SIMULAÇÃO DE EVENTOS NO DETECTOR DO  
EXPERIMENTO NEUTRINOS ANGRA**

Dissertação de mestrado apresentada ao Departamento de Física da Universidade Estadual de Londrina, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Pietro Chimenti

Londrina  
2020

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor, através do Programa de Geração Automática do Sistema de Bibliotecas da UEL

AN533 Trzeciak, Ana maria garcia.  
Simulação de eventos no detector do experimento neutrinos angra / Ana maria garcia Trzeciak. - Londrina, 2020.  
76 f. : il.

Orientador: Pietro Chimenti.  
Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Estadual de Londrina, Centro de Ciências Exatas, Programa de Pós-Graduação em Física, 2020.  
Inclui bibliografia.

1. Neutrinos, Usinas Nucleares, Simulação, Projeto Neutrinos Angra - Tese. I. Chimenti, Pietro. II. Universidade Estadual de Londrina. Centro de Ciências Exatas. Programa de Pós-Graduação em Física. III. Título.

CDU 53

ANA MARIA GARCIA TRZECIAK

**SIMULAÇÃO DE EVENTOS NO DETECTOR DO EXPERIMENTO  
NEUTRINOS ANGRA**

Dissertação de mestrado apresentada ao Departamento de Física da Universidade Estadual de Londrina, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

**BANCA EXAMINADORA**

---

Orientador: Prof. Dr. Pietro Chimenti  
Universidade Estadual de Londrina – UEL

---

Prof. Dra. Christiane Frigerio Martins  
Universidade Estadual de Londrina – UEL

---

Prof. Dr. João Carlos Costa dos Anjos  
Observatório Nacional – ON

Londrina, 28 de fevereiro de 2020.

*Dedico este trabalho aos meus pais, Aparecida e Teodoro, e a minha irmã Izabela.*

## AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer aos meus pais, Aparecida e Teodoro, e a minha irmã, Izabela, que me deram todo o apoio durante os meus anos de vida e principalmente nos dois anos de mestrado. Sem a ajuda deles eu dificilmente conseguiria levar isso a frente. A eles vai todo o meu amor e agradecimento.

Quero agradecer também ao Pietro, meu orientador. Muito obrigada pela paciência, dedicação e orientação durante esses anos que passei na universidade. Um agradecimento especial também à Chris, pelas conversas e dicas sobre o futuro. Agradeço também pelo apoio todas as pessoas que conheci durante minha permanência na UEL. Professores do departamento, funcionários da secretaria de pós-graduação, e aos meus colegas de sala.

Um obrigada também aos pesquisadores do grupo Neutrinos Angra, as conversas, reuniões e encontros me ajudaram de uma forma única no processo de aprendizagem e conclusão deste trabalho.

Agradeço também aos meus amigos, que de forma direta ou indiretamente me ajudaram na conclusão de mais uma etapa. Desde uma pequena correção no texto ou até mesmo em conversas banais que não levaram à lugar nenhum, todos foram importantes. Um agradecimento especial também ao Renan, pelas extensivas horas de estudo, conversas e dicas a respeito do trabalho e da vida, muito obrigada.

E por último, mas não menos importante, agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, CAPES, pelo apoio financeiro.

*"Ser cientista é ser ingênuo. Focamos tanto na procura pela verdade que não consideramos que poucos querem que a encontremos. Mas ela está sempre lá, quer a vejamos ou não, escolhamos ou não. A verdade não se importa com o que queremos. Não se importa com os nossos governos, ideologias, religiões. Ela ficará à espera para sempre."*

*(Valery Alexeyevich Legasov na minissérie Chernobyl)*

TRZECIAK, Ana Maria Garcia. **Simulação de Eventos no Detector do Experimento Neutrinos Angra**. 2020. 78 f. Dissertação. Mestrado em Física Experimental de Partículas – Universidade Estadual de Londrina, Londrina, 2020.

## RESUMO

Na década de 80, na Rússia, um detector de neutrinos montado próximo a um reator nuclear conseguiu demonstrar que a medida do fluxo de antineutrinos provenientes deste reator daria informações sobre a potência térmica e sobre a composição do combustível nuclear durante a queima. Desde então inúmeros experimentos vêm sendo desenvolvidos com o objetivo de monitorar reatores nucleares de forma não invasiva e com o intuito de colaborar com os propósitos da Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA) para o desenvolvimento de novas técnicas para o controle da não-proliferação de armas nucleares. O Experimento Neutrinos Angra visa colaborar com desenvolvimento de salvaguardas nucleares e para isso montou um detector a base de água dopada com cloreto de gadolínio ao lado do reator nuclear de Angra II, em Angra dos Reis. O detector está contido em um container na superfície do lado de fora do edifício do reator, possibilitando também contribuir com a física de neutrinos à nível de superfície. Neste trabalho, realizamos simulações de eventos de partículas incidindo no alvo do detector e observamos os resultados destas interações. O objetivo destas simulações é obter informações e usá-las como parâmetros de corte para dados reais obtidos experimentalmente com o detector.

**Palavras-chave:** Detector de neutrinos. Usinas nucleares. Simulação de eventos. Experimento neutrinos angra.

TRZECIAK, Ana Maria Garcia. **Simulation of events in the detector of the Neutrinos Angra experiment**. 2020. 78 p. Dissertação. Mestrado em Física Experimental de Partículas – Universidade Estadual de Londrina, Londrina, 2020.

## ABSTRACT

In the 1980s, in Russia, a neutrino detector mounted next to a nuclear reactor it was able to demonstrate that the measurement of the flow of antineutrinos coming from this reactor would give us information about the thermal power and the composition of the nuclear fuel during burning. Since then, numerous experiments have been developed with the objective of monitoring nuclear reactors in a non-invasive manner and with the aim of collaborating with the purposes of the International Atomic Energy Agency (IAEA) for the development of new techniques for the control of non-proliferation of nuclear weapons. The Neutrinos Angra Experiment aims to collaborate with the development of nuclear safeguards and for that purpose, it mounted a water-based doped with gadolinium chloride detector next to the Angra II nuclear reactor, in Angra dos Reis. The detector is contained in a container on the surface outside the reactor building, also making it possible to contribute to neutrino physics at the surface level. In this work, we carry out simulations of particle events affecting the target of the detector and observe the results of these interactions. The purpose of these simulations is to obtain information and use it as cutting parameters for real data obtained experimentally with the detector.

**Keywords:** Neutrino detector. Nuclear power plants. Event simulation. Neutrinos angra experiment.

## LISTA DE FIGURAS

1.1	Modelo esquemático do experimento inicial do Projeto Poltergeits. O objetivo era detectar antineutrinos oriundos da explosão de uma bomba de 20-kiloton [8]. . . . .	24
1.2	Assinatura do antineutrino no cintilador líquido. O primeiro sinal luminoso é produzido pela aniquilação do pósitron e o segundo sinal é produzido pela captura do nêutron [8]. . . . .	25
1.3	O novo desing do detector de neutrino Savannah River. Os tanques-alvo (A e B) estão entre três grandes detectores de cintilação, rotulados como I, II e III [8]. . . . .	26
1.4	Traços do osciloscópio do experimento de Savannah River. As duas imagens (a e b) mostram a coincidência atrasada de sinais provenientes da interação do neutrino com a matéria [8]. . . . .	27
1.5	Férmions e bósons do Modelo Padrão [13]. . . . .	30
1.6	Partículas do Modelo Padrão e suas respectivas interações [13]. . . . .	30
2.1	Fontes de neutrinos naturais e artificiais [28]. . . . .	31
2.2	Geração de neutrinos solares na cadeia próton-próton. . . . .	32
2.3	Ciclo CNO (carbono-nitrogênio-oxigênio), responsável pela geração de energia nas estrelas mais massivas [14]. . . . .	33
2.4	Distribuição do fluxo dos neutrinos solares em função da energia, como previsto pelo Modelo Solar Padrão. A vasta maioria dos neutrinos solares detectados se originam nas reações do $Be^7$ e $B^8$ , devido as altas energias. Linhas de fluxos então em $cm^{-2}s^{-1}$ e fluxo espectral estão em $cm^{-2}s^{-1}Mev^{-1}$ [1]. . . . .	34
2.5	Visão esquemática do Sudbury Neutrino Observatory [22]. . . . .	35
2.6	Visão esquemática da estrutura do Borexino. De fora para dentro: o tanque de água externo; a Esfera de Aço Inoxidável, onde cerca de 2.200 tubos fotomultiplicadores (PMTs) são montados; o vaso de nylon mais externo, que serve como barreira contra o radônio; o vaso de nylon mais interno, que contém 300 ton de cintilador líquido [5]. . . . .	36
2.7	Esquema de classificação das Supernovas [14]. . . . .	37
2.8	IceCube Neutrino Observatory [17]. . . . .	41

2.9	Esta exibição de eventos, do neutrino de alta energia detectado pelo IceCube em 22 de setembro de 2017, mostra um múon, criado pela interação de um neutrino com o gelo muito próximo do IceCube, que deixa um rastro de luz enquanto cruza o detector. Nesta exibição, a luz coletada por cada sensor é mostrada com uma esfera colorida. O gradiente de cor, de vermelho a verde/azul, mostra a sequência de tempo [17]. . . . .	42
2.10	Imagem esquemática do Short-Baseline Near Detector (SBND) no Fermilab. O SBND é um dos três detectores de neutrinos de argônio líquido posicionados no <i>Booster Neutrino Beam</i> (BNB) como parte do programa <i>Short-Baseline Neutrino Program</i> [26]. . . . .	43
2.11	Imagem esquemática <i>Deep Underground Neutrino Experiment</i> (DUNE). O DUNE consiste de dois detectores de neutrinos, um próximo à fonte do feixe e o outro em Sanford Underground Research Laboratory, em Lead, Dakota do Sul, à 1300km da fonte do feixe [10]. . . . .	43
3.1	Distribuição de possíveis fragmentos de fissão para $^{235}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ , $^{239}\text{Pu}$ e $^{241}\text{Pu}$ . [2] . . . . .	47
3.2	Imagem esquemática de um reator de água pressurizada. A água quente sob pressão no centro do reator serve como moderadora e é bombeada através de um trocador de calor e o calor é transferido para a água contida no circuito secundário. A água quente neste último circuito é convertida em vapor, que é levado até uma turbina para a geração de energia elétrica. . . . .	48
3.3	Espectro de antineutrinos calculados para os quatro principais isótopos envolvidos na geração de energia por fissão nuclear. O espectro de energia $\nu_e$ é consideravelmente mais difícil para a cadeia de fissão do $^{238}\text{U}$ induzida por nêutrons rápidos do que as outras três cadeias induzidas por nêutrons térmicos [23]. . . . .	49
3.4	Dependência do número de antineutrinos detectados em função da potência térmica do reator nuclear do experimento de Rovno. . . . .	52
3.5	Monitoramento da potência do reator do patamar zero até a potência total durante vários dias [6]. . . . .	53
3.6	Medidas da taxa de antineutrinos antes, durante, e depois do abastecimento do reator. A diminuição na taxa de detecção de antineutrinos devido ao burnup e o degrau de aumento na taxa depois do reabastecimento com combustível novo podem ser vistos [6]. . . . .	53
4.1	Representação esquemática do detector do Experimento Neutrinos Angra. [21]. . . . .	56

4.2	Representação esquemática do decaimento beta-inverso no interior do detector. O tempo de captura no nêutron para uma concentração de 0.2% de gadolínio é de 12,7 $\mu$ s [9]. . . . .	58
4.3	Visão geral do sistema eletrônico de aquisição de dados instalado na usina nuclear. . . . .	60
5.1	Elétrons gerados no centro do detector. Número de hits (eixo horizontal) pelo número de PMT's (eixo vertical) atingidas. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV. . . . .	64
5.2	Elétrons gerados no centro do detector. Número de hits (eixo horizontal) pelo número de PMT's (eixo vertical) atingidas. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV. . . . .	64
5.3	Pósitrons gerados no centro do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV. . . . .	64
5.4	Pósitrons gerados no centro do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV. . . . .	65
5.5	Elétrons gerados em posições aleatórias no target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV. . . . .	66
5.6	Elétrons gerados em posições aleatórias no target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV. . . . .	66
5.7	Pósitrons gerados em posições aleatórias no target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV. . . . .	67
5.8	Pósitrons gerados em posições aleatórias no target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV. . . . .	67
5.9	Pósitrons gerados em posições aleatórias em 25% target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV. . . . .	68
5.10	Pósitrons gerados em posições aleatórias em 25% target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV. . . . .	69

5.11	Pósitrons gerados em posições aleatórias em 50% target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV. . . . .	69
5.12	Pósitrons gerados em posições aleatórias em 50% target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV. . . . .	70
A.1	Uma partícula carregada viajando em um meio transparente com uma velocidade maior que a velocidade da luz em tal meio. A partícula carregada produz uma frente de onda cônica de radiação Cherenkov. Os fótons são emitidos com um ângulo $\theta$ em relação a trajetória da partícula [20]. . . . .	73
A.2	Produção de fótons de Cherenkov em um meio transparente. Um partícula carregada viaja horizontalmente com velocidade $\beta c$ e a frente de onda viaja com uma velocidade $c/n$ [20]. . . . .	75

## LISTA DE TABELAS

3.1	Número total de antineutrinos do elétron por fissão e a energia liberada por fissão para isótopos relevantes em reatores nucleares [16]. . . . .	51
5.1	Valores médios correspondentes à Stopping Electrons. . . . .	65
5.2	Valores médios correspondentes à Stopping Positrons. . . . .	66
5.3	Valores médios correspondentes à Random Electrons. . . . .	67
5.4	Valores médios correspondentes à Random Positrons. . . . .	68
5.5	Valores médios correspondentes à pósitrons com alterações no volume de 25% e 50%. . . . .	70

## SUMÁRIO

	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	18
<b>1</b>	<b>FÍSICA DE NEUTRINOS</b> .....	20
1.1	A POSTULAÇÃO E DESCOBERTA DO NEUTRINO.....	20
1.1.1	O Problema Do Decaimento Beta.....	21
1.1.2	Detecção Do Neutrino.....	22
1.2	MODELO PADRÃO DA FÍSICA DE PARTÍCULAS .....	28
<b>2</b>	<b>FONTES DE NEUTRINOS</b> .....	31
2.1	NEUTRINOS COSMOLÓGICOS.....	32
2.2	NEUTRINOS SOLARES.....	32
2.3	NEUTRINOS DE SUPERNOVAS .....	37
2.3.1	Observação Da SN1987A .....	38
2.4	NEUTRINOS ATMOSFÉRICOS.....	39
2.5	GEONEUTRINOS.....	40
2.6	NEUTRINOS DE ALTAS ENERGIAS .....	40
2.7	NEUTRINOS DE ACELERADORES .....	42
<b>3</b>	<b>NEUTRINOS DE USINAS NUCLEARES</b> .....	44
3.1	REAÇÕES NUCLEARES.....	44
3.1.1	Reações Com Nêutrons.....	46
3.2	EMISSÃO DE ANTINEUTRINOS.....	49
3.2.1	Fluxo De Antineutrinos.....	50
3.2.2	Número De Eventos De Antineutrinos .....	50
3.2.3	Experimentos Com Reatores Nucleares.....	51
<b>4</b>	<b>PROJETO NEUTRINOS ANGRA</b> .....	55
4.1	O DETECTOR.....	56
4.2	NÚMERO DE EVENTOS ESPERADOS NO EXPERIMENTO _-ANGRA .....	58
4.3	A ELETRÔNICA DE AQUISIÇÃO DE DADOS .....	59
<b>5</b>	<b>SIMULAÇÃO DE EVENTOS NO DETECTOR</b> .....	62

5.1	SIMULAÇÃO DE EVENTOS .....	62
5.1.1	Elétrons E Pósitrons No Centro Do Detector .....	63
5.1.2	Elétrons E Pósitrons Em Posições Aleatórias .....	65
5.2	DEFINIÇÃO DE UM VOLUME FIDUCIAL .....	68
5.2.1	Simulação Em 25% Do Volume Do Target.....	68
5.2.2	Simulação Em 50% Do Volume Do Target.....	69
	<b>CONCLUSÕES</b> .....	<b>71</b>
	<b>Apêndice A – A Efeito Cherenkov</b> .....	<b>72</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b> .....	<b>76</b>

# Introdução

O Projeto Neutrinos Angra, proposto em 2002, tinha como objetivo inicial medir o ângulo de mistura  $\theta_{13}$  da oscilação de neutrinos. A proposta consistia em montar um detector a base de um cintilador líquido de óleo mineral sob o Morro do Frade no município de Angra dos Reis, RJ. A localização subterrânea faria uma blindagem natural contra sinais cósmicos de fundo. Entretanto, a Eletrobras Eletronuclear, empresa estatal brasileira fornecedora de energia elétrica a partir de energia nuclear impôs algumas restrições ao experimento, principalmente sobre a instalação de um detector subterrâneo. As normas de segurança da estatal também não permitiam a utilização de cintilador líquido inflamável. Diante de tais restrições, optou-se por um detector Cherenkov a base de água dopada com gadolínio instalado próximo ao prédio do reator Angra II na superfície.

Com mudanças significativas no plano original, o objetivo do experimento também passou por modificações. A finalidade passou a ser o monitoramento da potência térmica do reator e a composição do combustível nuclear. O princípio do monitoramento se baseia na relação entre a potência térmica gerada pelo reator e a taxa de eventos de neutrinos registrados pelo detector, e também, na possibilidade de detectarmos modificações no espectro dos antineutrinos durante a queima do combustível, que altera gradualmente as frações dos isótopos da composição. Essa aplicação da física de neutrinos se amolda aos propósitos do programa da Agência Internacional de Energia Nuclear (AIEA) de desenvolvimento de novas técnicas para controle e aplicação de salvaguardas da não-proliferação de armas nucleares.

As salvaguardas são projetadas principalmente para detectar o desvio de material nuclear, principalmente plutônio, de instalações existentes, processamento não declarado ou produção de materiais nucleares em instalações declaradas e não declaradas que processam ou produzem material nuclear. A AIEA implementa uma variedade de medidas técnicas para verificar se a nação está em conformidade com seus acordos de salvaguardas, o que inclui contabilidade de materiais nucleares, medições não destrutivas e destrutivas e contenção e vigilância.

O Brasil é signatário do Tratado de Não Proliferação de Armas Nucleares, e o sucesso do projeto contribuirá para atestar a posição brasileira de uso pacífico da energia nuclear, além é claro de contribuir para técnicas de detecção de neutrinos à nível de superfície. O método não invasivo proposto pelo projeto surge como uma boa alternativa

de salvaguarda nuclear, aumentando a segurança no monitoramento e controle do resíduo nuclear, uma vez que a técnica não depende exclusivamente do operador da usina.

Atualmente o detector encontra-se montado no Complexo Nuclear de Angra dos Reis, ao lado do reator de Angra II. O detector já passou pelas fases de teste e tomadas de medidas, e necessita agora da análise dos dados obtidos e a separação sinal-ruído para uma boa caracterização do fluxo de neutrinos.

Os capítulos subsequentes estão organizados da seguinte forma: o capítulo 1 conta com uma revisão histórica de física de neutrinos, partindo da postulação da partícula até a sua detecção por meios experimentais. No capítulo 2, estão descritas as fontes de neutrinos e os experimentos mais importantes de cada uma. No capítulo 3 é dado maior destaque à neutrinos de usinas nucleares, mostrando como é a produção da partícula nessa fonte até o funcionamento de uma usina nuclear. O capítulo 4 tem como objetivo descrever o Experimento Neutrinos Angra, mostrando toda a estrutura do detector, método de detecção do neutrino e como é feita a aquisição de dados. O capítulo 5, as simulações de eventos no detector do experimento usando o GEANT4 são apresentadas, e o resultados dessas simulações são discutidos. Tais resultados são usados como base de comparação para os dados reais obtidos à fim de obter parâmetros de corte para os dados reais e para a definição de um volume fiducial. E por fim, no último capítulo desta dissertação temos as conclusões a cerca do trabalho realizado.

# Capítulo 1

## Física de Neutrinos

Neste capítulo será dada uma breve introdução histórica partindo da pressuposição da existência do neutrino até sua constatação por meios experimentais.

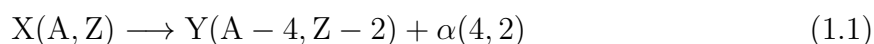
### 1.1 A Postulação e Descoberta do Neutrino

Henri Becquerel (1852-1908) em 1897, estudando sais de urânio, descobriu uma nova propriedade da matéria que mais tarde seria chamada de radioatividade. A radioatividade é o processo de decaimento espontâneo e transformações de núcleos atômicos instáveis acompanhados da emissão de partículas ou radiação eletromagnética. Essa propriedade pode ser natural ou induzida pelo bombardeio de determinadas partículas em núcleos instáveis.

Após tal feito, inúmeras propriedades radioativas foram sendo reveladas pelas pesquisas de vários cientistas, incluindo Marie Curie e Ernest Rutherford. Dentre tais descobertas, estão evidenciados abaixo os três principais tipos de emissão radioativa: alfa, beta e gamma.

#### **Decaimento Alfa**

O decaimento  $\alpha$  ocorre quando um núcleo atômico instável emite uma partícula  $\alpha$  transformando-se em outro núcleo atômico com número atômico  $Z$  duas unidades menores e número de massa  $A$  quatro unidades menores. A partícula alfa é estruturalmente equivalente ao núcleo do átomo de hélio, com dois prótons e dois nêutrons.



Todos os núcleos pesados ( $Z > 83$ ) são potencialmente instáveis para o decaimento  $\alpha$ .

## Decaimento Gamma

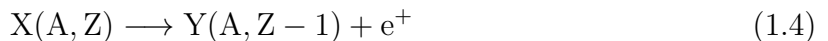
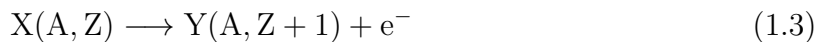
Durante o decaimento  $\gamma$ , um núcleo num estado excitado decai para um estado de energia mais baixa, pela emissão de um fóton. Diferentemente de outros decaimentos, neste processo, o número de massa  $A$  ou o número atômico  $Z$  não sofrem alterações. Como o espaçamento dos níveis de energia são da ordem de 1MeV, os comprimentos de onda dos fótons emitidos são da ordem de 1 pm ( $1 \text{ pm} = 10^{-12} \text{ m}$ ).



### 1.1.1 O Problema do Decaimento Beta

O decaimento  $\beta$  é o processo pelo qual um núcleo instável transforma-se em outro núcleo mediante a emissão de uma partícula  $\beta$ . Durante esse processo, o número de massa  $A$  permanece o mesmo e o número atômico  $Z$  aumenta de uma unidade (decaimento  $\beta^-$ , equação 1.3) ou diminui em uma unidade (decaimento  $\beta^+$ , equação 1.4).

As relações abaixo representam o que se esperava que fosse o decaimento  $\beta$  no início das observações experimentais.



Um núcleo transforma-se em outro diminuindo ou aumentando a carga positiva com a emissão de um único elétron. Tal processo é um decaimento em dois corpos, e usando o referencial do centro de massa pode-se determinar as energias cinéticas de saída. Se o núcleo  $X$  estiver em repouso, pela conservação do momento espera-se que o núcleo  $Y$  e o elétron saia com momento igual mas com sentidos opostos, e a conservação de energia determina a energia do elétron como sendo [15]:

$$E_e = \frac{(m_X^2 - m_Y^2 + m_e^2)}{2m_X} c^2 \quad (1.5)$$

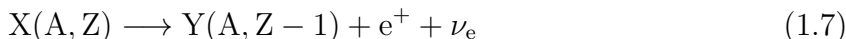
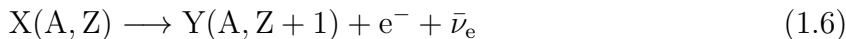
A partir do momento que são especificadas as massas das partículas a energia do elétron deveria ser fixa, mas experimentalmente não era isso que se observava. A energia do elétron variava consideravelmente até um valor fixo máximo dado pela equação (1.5), tendo assim um espectro de energia contínuo. Na maioria dos casos, a energia do decaimento parecia ser perdida no processo, o que levou muitos físicos da época a questionar a validade da conservação energia-momento para reações nucleares.

Para tentar contornar o problema e defender a honra da conservação energia-momento, Wolfgang Pauli em 1930, numa carta para um encontro em Tübingen, propôs

a existência de uma nova partícula como produto de decaimento junto com o elétron. A partícula, inicialmente chamada por Pauli de nêutron, deveria ser tão leve como o elétron, não possuir carga elétrica e obedecer ao princípio de exclusão. Com isso, o "nêutron" compartilharia a energia disponível com o elétron, e o espectro observado do decaimento  $\beta$  estaria de acordo com a teoria.

Pouco tempo depois, Enrico Fermi publicou sua teoria para explicar o decaimento  $\beta$ . Em tal formulação estava presente um novo tipo de interação, chamada de interação fraca, por que manifestava-se mais fracamente que a interação eletromagnética. Também incorporou a partícula proposta por Pauli, que Fermi chamou de neutrino. A teoria responde por todas as propriedades observadas no decaimento beta e prediz corretamente a forma do espectro de energia dos elétrons emitidos. Tal ideia era o que faltava para acreditar que de fato um neutrino é criado simultaneamente com um elétron toda vez que um núcleo sofre decaimento beta. O que restava agora era detectar uma partícula neutra, extremamente leve e que poderia viajar distâncias astronômicas sem interagir com a matéria.

A formulação mais atual para o decaimento beta é dada pelas equações (1.6) e (1.7). Nela um núcleo se desintegra formando um outro núcleo e liberando um elétron e antineutrino do elétron.



O exemplo mais comum de decaimento beta é o decaimento do nêutron, nele o nêutron se desintegra formando um próton mais um elétron e antineutrino do elétron.



Foi o processo inverso do decaimento  $\beta$  do neutrôn o método usado para detectar a existência do neutrino, tal processo é descrito na equação (1.9). O decaimento beta inverso é a principal maneira de se detectar neutrinos e é usado em praticamente todos os experimentos atuais.

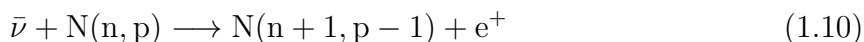


### 1.1.2 Detecção do Neutrino

A primeira tentativa de detectar o neutrino aconteceu na década de 50 com o projeto liderado por Frederick Reines e Clyde L. Cowan, intitulado *Projeto Poltergeist*. Tal projeto foi realizado em duas partes, a primeira conhecida como Experimento de

Hanford e a segunda como Experimento de Savannah River.

Na maioria das vezes, o neutrino passa pela matéria sem sofrer qualquer espalhamento, no entanto, a teoria do decaimento beta proposta por Fermi previa que o (anti)neutrino poderia induzir um decaimento beta inverso. Em particular, o antineutrino iria interagir com um núcleo através da força fraca e iria induzir a transformação do próton em um nêutron. O núcleo resultante apareceria com uma unidade de carga positiva a menos, tal carga é "roubada" pelo antineutrino, que a transforma em um pósitron através da reação:



onde  $n$  é o número de nêutrons e  $p$  o número de prótons. A interação escolhida por Reines e Cowan para detectar o (anti)neutrino livre é mostrada na equação (1.9).

Era sabido que a fissão nuclear de uma bomba poderia ser uma intensa fonte de neutrinos, com isso a ideia inicial do projeto era montar um detector à 50m de distância e à 150 pés de profundidade da explosão de uma bomba de 20-kiloton. O detector iria usar uma recente tecnologia descoberta na época, cintiladores líquidos. Cintiladores líquidos são líquidos orgânicos transparentes que emitem *flashes* de luz visível quando partículas carregadas ou raios gammas passam através deles. Tal tecnologia seria usada como alvo para os antineutrinos, afim então de detectar o pósitron da reação.

Cowan descreveu o projeto da seguinte maneira [8]:

"Nós cavariamos um poço próximo ao ponto zero de aproximadamente 10 pés de diâmetro e aproximadamente 150 pés de profundidade. Colocaríamos um tanque de 10 pés de diâmetro e 75 pés de comprimento na extremidade inferior do poço. Então, suspenderíamos nosso detector a partir do topo do tanque, juntamente com seu sistema de aquisição de dados e encheríamos novamente o poço de cima do tanque. Durante a contagem regressiva para explosão, ligaríamos uma bomba que evacuariamos o tanque o mais rápido possível. Então, quando a contagem regressiva terminasse, quebraríamos a suspensão com um pequeno explosivo, assim o detector cairia em queda livre no vácuo. Por aproximadamente 2s, o detector em queda veria os antineutrinos e gravaria os pulsos deles enquanto a onda de choque (da explosão) passasse inofensivamente, sacudindo o tanque fortemente mas não perturbando a queda livre do detector. Quando tudo estivesse relativamente calmo, o detector chegaria ao fundo do tanque caindo sobre uma pilha de espuma de borracha e penas.

Em poucos dias voltaríamos, ao poço (quando a radiação da superfície tivesse diminuído suficientemente) e cavariamos até o tanque, recuperaríamos o detector e descobriríamos a verdade sobre os neutrinos!"

Mesmo sendo um projeto ousado, o diretor do laboratório, Norris Bradbury, apro-

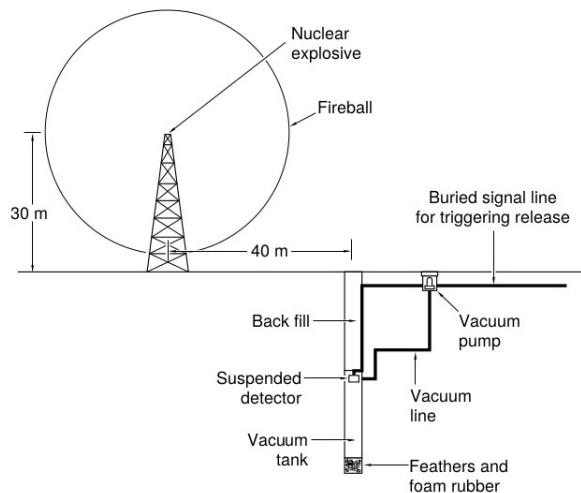


Figura 1.1: Modelo esquemático do experimento inicial do Projeto Poltergeits. O objetivo era detectar antineutrinos oriundos da explosão de uma bomba de 20-kiloton [8].

vou o projeto. Logo após sua aprovação começaram os trabalhos para a construção do detector *El Monstro*. O detector era um tanque bipiramidal com um volume de aproximadamente  $1\text{m}^3$  preenchido com telueno muito puro ativado com terfenilo para cintilar. E para detectar o sinal luminoso, quatro tubos fotomultiplicadores (PMT's) foram montadas em cada vértice do tanque. A representação do experimento está mostrada na figura 1.1.

Quando Reines e Cowan estavam prestes a começar o trabalho de campo, uma ideia sugerida por J. M. B. Kellogg, mudou o rumo do experimento. Kellogg sugeriu usar neutrinos oriundos de um reator nuclear, ao invés da explosão. O background nos dois casos seria praticamente o mesmo, no entanto, o experimento com o reator nuclear poderia ser feito num intervalo de tempo maior o que possibilitaria uma melhor separação do sinal-ruído.

Com a mudança na fonte de neutrinos, também veio uma mudança na forma de detectar o neutrino. No início, iriam medir apenas o sinal luminoso vindo do pósitron, agora neste novo arranjo, iriam medir também o sinal luminoso proveniente da captura do nêutron. Segundo a reação, o antineutrino interage com o próton da matéria, liberando um pósitron, que é o responsável pelo primeiro sinal luminoso da interação. O pósitron liberado se aniquila com um elétron do meio e libera dois raios gammas que se propagam em direções opostas. Cada raio gamma teria energia equivalente a massa de repouso do elétron,  $0.511\text{MeV}$ . Os dois raios gammas aceleram elétrons através do efeito Compton e iniciam uma cascata de elétrons que faz o líquido cintilar.

O segundo sinal luminoso é proveniente da captura do nêutron por algum núcleo. O nêutron quando produzido sofre diversos espalhamentos no meio até perder parte de sua energia e termaliza-se. Quando atinge tal energia mínima é capturado por algum núcleo contido no líquido do detector, o núcleo excita-se e para voltar ao seu estado fundamental

emite um raio gamma de aproximadamente 8MeV de energia. Sendo assim, a assinatura do antineutrino é uma coincidência atrasada entre pulsos produzidos pela aniquilação do pósitron e aqueles produzidos mais tarde pela captura do nêutron. A representação desses dois sinais é mostrada na figura 1.2.

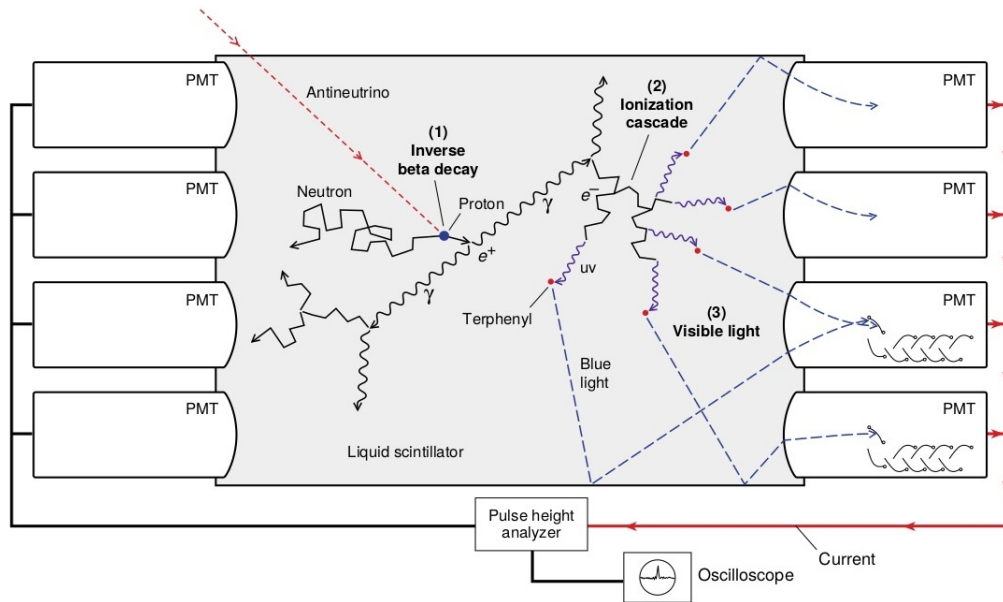


Figura 1.2: Assinatura do antineutrino no cintilador líquido. O primeiro sinal luminoso é produzido pela aniquilação do pósitron e o segundo sinal é produzido pela captura do nêutron [8].

## Experimento Hanford

Agora com um novo objetivo, a equipe do Poltergeist partiu para o recém construído reator de produção de plutônio na *Hanford Engineering Works* em Hanford, Washington. Era o maior reator de fissão do país, e portanto, produziria o maior fluxo de antineutrinos.

O detector, agora chamado de *Herr Auge*, foi instalado dentro do prédio próximo à parede do reator e foi revestido com boro e parafina caseira misturado com quase todas as peças de chumbo disponíveis em Hanford. Toda essa blindagem era para proteger o detector dos nêutrons e raios gammas oriundos do reator e evitar fundos indesejados nas medidas.

O equipamento eletrônico responsável por detectar o sinal de coincidência atrasada do decaimento beta inverso estava dentro do edifício do reator. Era composto de dois portões eletrônicos independentes: um iria aceitar pulsos característicos do sinal do pósitron e o outro aceitaria pulsos característicos do sinal de captura de nêutrons. Os dois circuitos estavam conectados por um analisador de tempo atrasado. Se um pulso aparecesse na saída do circuito de nêutrons dentro de  $9\mu\text{s}$  após um sinal na saída do

pósitron, a contagem era registrada no canal de coincidências atrasadas. A taxa esperada de coincidências atrasadas de eventos induzidos por neutrinos era de 0.1 a 0.3 contagem por minuto.

As medidas foram tomadas durante vários meses, no entanto, os resultados não foram definitivos. O fundo de coincidência atrasada era muitas vezes maior que a taxa de sinal esperada. Experimentos realizados anteriormente mostraram que de fato esses pulsos atrasados de fundo seriam provenientes de raios cósmicos. Reines e Cowan relataram um pequeno aumento no número prováveis sinais do antineutrino quando o reator estava ligado versus quando estava desligado e além disso o aumento foi consistente com o número esperado do fluxo estimado de neutrinos do reator. Era uma evidência tentadora, mas insuficiente para mostrar a existência do (anti)neutrino [8].

### Experimento de Savannah River

Após Hanford, a equipe do Poltergeist recebeu novos membros que ajudaram a reprojeter o experimento: detector, eletrônica e cintiladores. O detector foi totalmente reconfigurado para conseguir diferenciar o sinal proveniente de raios cósmicos daqueles induzidos por neutrinos do reator. Todo o aparato ficou pronto em 1955 e foi montado próximo ao reator de Savannah River, na Carolina do Sul. Instalado a 11m do centro do reator e a uma profundidade de 12m abaixo do solo, o novo experimento conseguiu reduzir as altas taxas de *background* o que contribuiu para a detecção do neutrino. Um desenho esquemático desse novo detector é mostrado na figura 1.3.

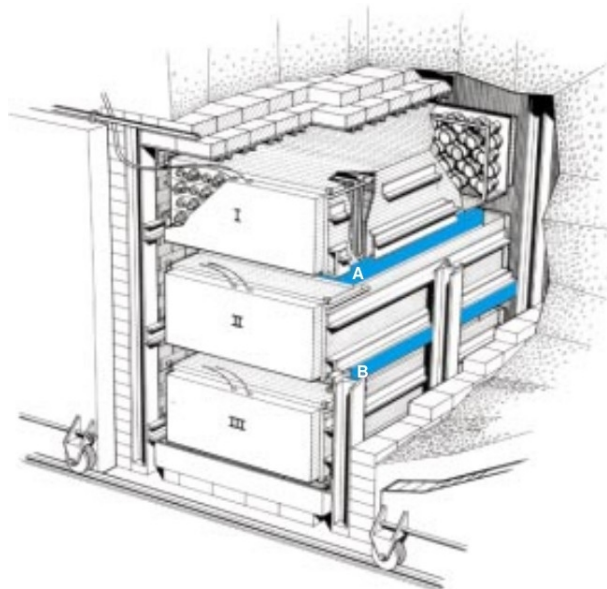


Figura 1.3: O novo desing do detector de neutrino Savannah River. Os tanques-alvo (A e B) estão entre três grandes detectores de cintilação, rotulados como I, II e III [8].

Dois grandes tanques de plásticos, chamados de tanques-alvo, foram preenchidos com água. Os prótons da água fornecem os alvos para a reação do decaimento beta

inverso e o cloreto de cádmio dissolvido na água aumenta a seção de choque de captura do nêutron. Os tanques-alvo foram colocados entre três grandes detectores de cintilação com capacidade de 4.200 litros, cada um com 110 fotomultiplicadores (PMT's) para coletar a luz e cintilação e produzir o sinal eletrônico, os tanques de cintilação estão rotulados na figura 1.3 como I, II e III.

Nesta nova configuração, um evento produzido por um neutrino no tanque A criaria dois pares de pulsos luminosos, em uma coincidência atrasada, que seriam capturados pelas PMTs dispostas nos arranjos I e II. Nenhum sinal proveniente desta reação seria detectado no arranjo III, pois a ordem de energia dos raios gamma seria muito baixa. Assim, um evento real de neutrino poderia ser distinguidos dos sinais de falsa coincidência induzidos por nêutrons perdidos, raios gamma e outras partículas perdidas dos chuveiros de raios cósmicos. Esses sinais indesejáveis provavelmente acionariam os detectores I, II e III em uma combinação aleatória.

Os membros da equipe ficaram em Savannah River por mais de cinco meses. Tomaram 900 horas de medidas com o reator ligado e 250 horas com o reator desligado. O experimento foi composto por uma série de medições nas quais as coincidências atrasadas foram estudadas em detalhes para demonstrar que o primeiro sinal luminoso era realmente da aniquilação do pósitron e o segundo sinal luminoso era proveniente da captura do nêutron por algum núcleo de cádmio [8].

Em julho de 1956, Reines, Cowan e a equipe do laboratório publicaram em um breve artigo as medidas realizaas em Savannah River e confirmaram a existência do (anti)neutrino. A figura 1.4 mostra os traços obtidos pelo osciloscópio do experimento.

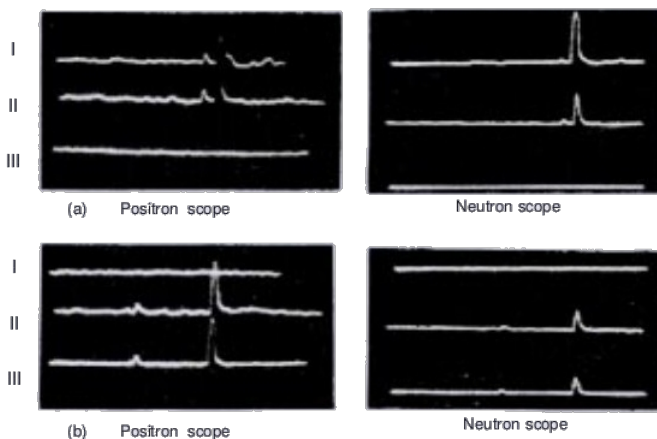


Figura 1.4: Traços do osciloscópio do experimento de Savannah River. As duas imagens (a e b) mostram a coincidência atrasada de sinais provenientes da interação do neutrino com a matéria [8].

## 1.2 Modelo Padrão da Física de Partículas

Sabemos que a matéria é constituída por átomos, e que esses átomos têm como estrutura um núcleo central pequeno e denso envolto por uma nuvem de elétrons. O núcleo é feito de partículas ainda menores: os prótons e os nêutrons, considerados como um dubleto de massas aproximadamente iguais. O próton possui carga positiva, enquanto que o nêutron não possui carga. Pesquisas posteriores à sua descoberta mostraram que prótons e nêutrons não eram a divisão final da matéria, e que sim, ainda poderiam existir partículas menores do que eles.

As partículas que dão origem aos prótons e nêutrons são denominadas *quarks* que, juntamente com os *léptons*, são atualmente a estrutura última da matéria. Quarks, léptons e bósons formam o que é hoje a "tabela periódica" da física, chamado de Modelo Padrão da Física de Partículas.

### Bósons

Quando o spin acontece em números inteiros (0,1) a partícula é chamada de *bóson*. Por não obedecerem ao princípio de exclusão de Pauli, o mesmo estado quântico pode ser ocupado por um número ilimitado de partículas. São os bósons os responsáveis por mediar as quatro interações fundamentais da natureza: força eletromagnética, força forte, força fraca e força gravitacional. São eles as partículas transmissoras da "mensagem" por troca de pulsos de energia. Embora ainda não detectado, o gráviton é o candidato à partícula mediadora da força gravitacional.

Os fótons são os responsáveis pela interação eletromagnética, possuem spin-1 e não têm massa. Justamente por serem desprovidos desta última característica, conseguem se mover à velocidade da luz. Todas as partículas eletricamente carregadas são sensíveis a interação eletromagnética.

Os mediadores da força nuclear fraca são os bósons  $W^\pm$  e  $Z$ , que, ao contrário do fóton, possuem massa de  $80.39 \text{ GeV}/c^2$  e  $91.18 \text{ GeV}/c^2$ , respectivamente. Os bósons  $W$  têm uma carga elétrica positiva e negativa e são antipartículas um do outro. O bóson  $Z$  é neutro e é a sua própria antipartícula, os três mediadores possuem spin-1. Por possuir massa, o alcance dessa interação não chega a grandes distâncias, e todos os quarks e léptons sentem essa força. É a interação fraca a responsável pelo decaimento  $\beta$ .

Os bósons mediadores da força forte são os glúons. Glúons não possuem cargas elétricas mas sim carga de cor, spin-1 e não possuem massa. É a interação forte a responsável por manter os quarks unidos nos prótons e nêutrons [15].

Um marco na história da física aconteceu em 2012, com a detecção no Grande Colisor de Hádrons (LHC), na Suíça, do bóson de Higgs, responsável pela origem da massa das partículas elementares no Modelo Padrão. Sua previsão aconteceu em 1964 pelo físico britânico Peter Higgs e sua comprovação representava a chave para o sucesso

do modelo. O bóson de Higgs possui spin 0 e uma massa de  $125.3 \text{ GeV}/c^2$ .

## Quarks

Os quarks são partículas que possuem massa de repouso elevada e se unem para formar hádrons com energias de ligação igualmente elevadas. Duas propriedades importantes são o sabor e a cor. São conhecidos seis sabores de quarks: o quark  $u$  (*up*), quark  $d$  (*down*), quark  $s$  (*strange*), quark  $c$  (*charm*), quark  $b$  (*bottom*) e o quark  $t$  (*top*). Cada sabor possui um número quântico chamado de carga de cor, são eles: o vermelho, o verde e o azul e as respectivas anticores. Como cada partícula possui sua antipartícula, então a soma quark mais antipartícula, cada uma com três sabores, totaliza 36 quarks.

Partículas formadas por três quarks (qqq) um de cada cor, são denominadas *bárions*, e partículas formadas por um quark e um antiquark (q $\bar{q}$ ), uma cor e sua anticor são denominadas *mésons*. O próton por exemplo, é constituído por dois quarks up e um quark down:  $p = (u,d,u)$ . O nêutron é composto por dois quarks down e um up:  $n = (d,u,d)$ .

Quarks possuem spin  $1/2$ , portanto, são férmions e obedecem ao princípio de exclusão de Pauli. Os bárions (qqq) podem ter spin total  $1/2$  ou  $3/2$ , sendo assim classificados também como férmions. Já os mésons (q $\bar{q}$ ) são classificados como bósons (partículas que obedecem à estatística de Bose-Einstein) e possuem spin total 0 ou 1 [15].

## Léptons

Em 1897 J.J. Thomson observou o que seria um dos primeiros léptons, o elétron. Sem dúvidas é a mais leve das partículas carregadas e é uma partícula elementar, pois não possui estrutura interna. Léptons não sofrem influência da força nuclear forte, participam somente das interações eletromagnéticas e fracas. Contudo, não existe apenas o elétron na família dos léptons, são conhecidos também o *múon* ( $\mu^-$ ), o *tau* ( $\tau^-$ ), neutrino do elétron ( $\nu_e$ ), neutrino do tau ( $\nu_\tau$ ) e neutrino do múon ( $\nu_\mu$ ). Cada uma dessas partículas possui sua antipartícula, totalizando 12 léptons. Múons e taus são eletricamente carregados com carga negativa, semelhante ao elétron. Os neutrinos não possuem carga elétrica, sua massa é muito pequena, e interagem fracamente com a matéria [15].

Léptons obedecem ao Princípio de Exclusão de Pauli, são férmions com spin  $1/2$ , sem cor.

As figuras 1.5 e 1.6 mostram um esquema simplificado do modelo de partículas existentes e suas respectivas interações. Não foi levada em consideração a característica de cor dos quarks e não foi feita alusão ao fato de que cada partícula possui uma antipartícula.

massa →	≈ 2.3 MeV/c <sup>2</sup>	≈ 1.275 GeV/c <sup>2</sup>	≈ 173.07 GeV/c <sup>2</sup>	0	≈ 126 GeV/c <sup>2</sup>
carga →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> glúon	<b>H</b> bóson de Higgs
<b>QUARKS</b>	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>γ</b> fóton	
	≈ 4.8 MeV/c <sup>2</sup>	≈ 95 MeV/c <sup>2</sup>	≈ 4.18 GeV/c <sup>2</sup>	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	<b>e</b> elétron	<b>μ</b> múon	<b>τ</b> tau	<b>Z</b> bóson Z	
	0.511 MeV/c <sup>2</sup>	105.7 MeV/c <sup>2</sup>	1.777 GeV/c <sup>2</sup>	91.2 GeV/c <sup>2</sup>	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
<b>LÉPTONS</b>	<b>ν<sub>e</sub></b> neutrino do elétron	<b>ν<sub>μ</sub></b> neutrino do múon	<b>ν<sub>τ</sub></b> neutrino do tau	<b>W</b> bóson W	<b>BÓSONS DE CALIBRE</b>
	< 2.2 eV/c <sup>2</sup>	< 0.17 MeV/c <sup>2</sup>	< 15.5 MeV/c <sup>2</sup>	80.4 GeV/c <sup>2</sup>	
	0	0	0	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	

Figura 1.5: Férmions e bósons do Modelo Padrão [13].

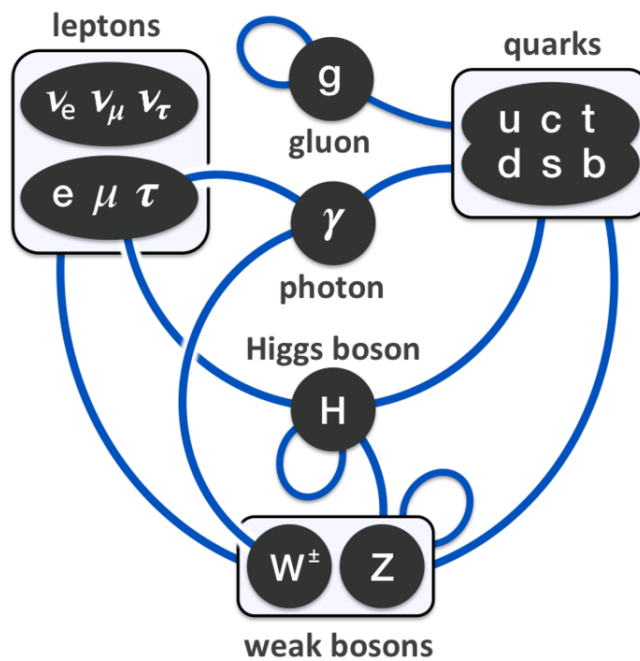


Figura 1.6: Partículas do Modelo Padrão e suas respectivas interações [13].

# Capítulo 2

## Fontes de Neutrinos

Existem diversas fontes de neutrinos, divididas em fontes artificiais e naturais. As duas principais fontes de neutrinos artificiais são reatores de fissão, produzindo antineutrinos do tipo elétron a partir de decaimento beta de fragmentos de fissão e aceleradores de prótons, produzindo neutrinos de múons ou antineutrinos de decaimentos de partículas secundárias resultantes das colisões do feixe com o alvo. Os neutrinos astrofísicos provenientes de fontes naturais podem fornecer informações tanto sobre a física dos neutrinos quanto sobre importantes fenômenos astrofísicos, como supernovas e galáxias ativas. Neste capítulo daremos um breve resumo sobre as fontes naturais e artificiais de neutrinos, no entanto, neutrinos de reatores nucleares descreveremos com mais detalhes em um capítulo a parte. A figura 2.1 mostra as diversas fontes de neutrinos de acordo com sua energia e fluxo.

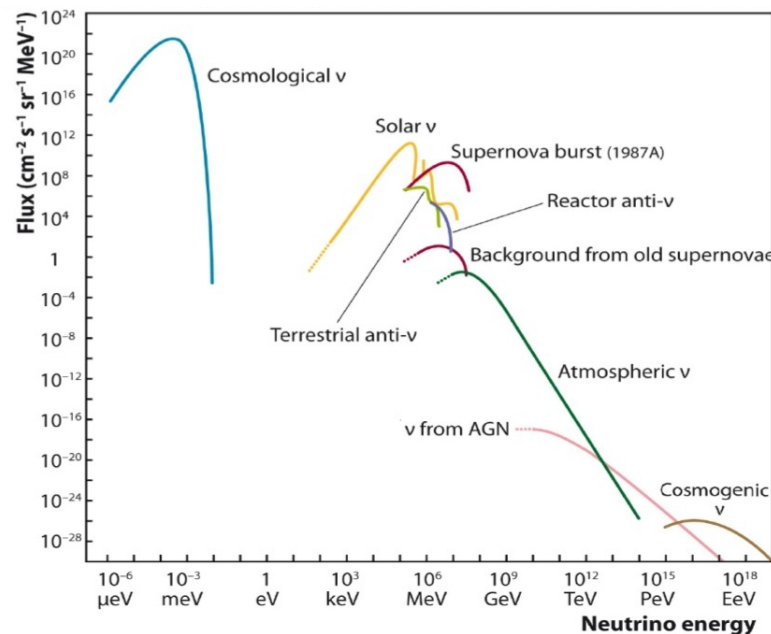


Figura 2.1: Fontes de neutrinos naturais e artificiais [28].

## 2.1 Neutrinos Cosmológicos

Neutrinos provenientes do Big Bang são chamados de neutrinos cosmológicos ou neutrinos de relíquia. Esses "neutrinos cósmicos de fundo" são diferentes da "radiação cósmica de fundo", pois eles surgiram no instante seguinte ao Big Bang, e a radiação quando o Universo tinha cerca de 380 mil anos de idade.

Neutrinos de relíquia possuem energia menor de 1 eV, tornando extremamente difícil a sua detecção, e não obstante, evidências convincentes da sua existência a partir de medições cosmológicas, até hoje nunca houve uma detecção direta [11]. Para possivelmente conseguir detectar esses neutrinos de relíquia, os detectores deveriam ser maiores do que os existentes e a energia requerida seria muito maior do que a atualmente disponível.

## 2.2 Neutrinos Solares

As reações de fusão termonuclear no interior do núcleo do Sol produzem neutrinos eletrônicos com energia da ordem de 1 MeV e o fluxo dessas partículas que chegam à Terra é de aproximadamente  $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  [14]. Como as interações de neutrinos com a matéria são extremamente fracas, praticamente todos os neutrinos produzidos no núcleo do Sol passam sem serem perturbados pelo interior solar e chegam a Terra quase que indetectáveis, o que requer detectores enormes para observar tais partículas.

O processo que alimenta as reações termonucleares no Sol e dá origem a neutrinos solares é chamado de cadeia próton-próton<sup>1</sup> (cadeia *pp*) e ciclo CNO, que são representados, respectivamente, nas figuras 2.2 e 2.3.

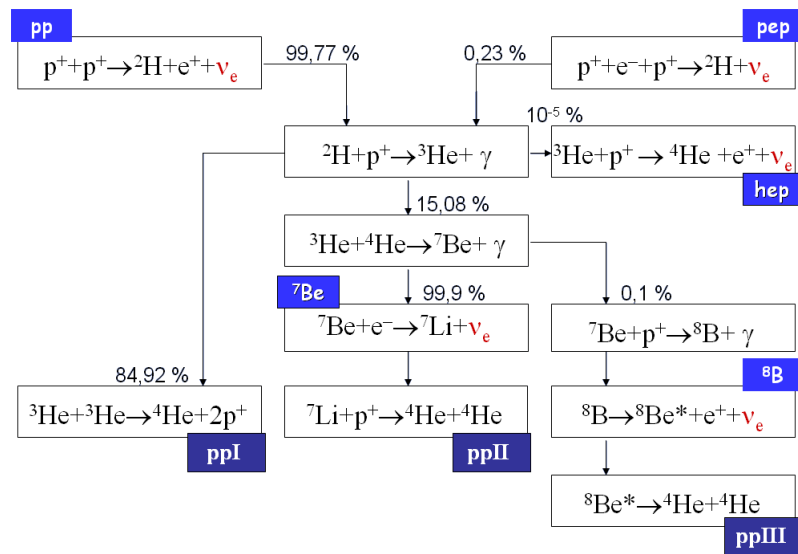


Figura 2.2: Geração de neutrinos solares na cadeia próton-próton.

<sup>1</sup>Hans Bethe em 1930, desenvolveu a moderna teoria sobre a nucleossíntese estelar.

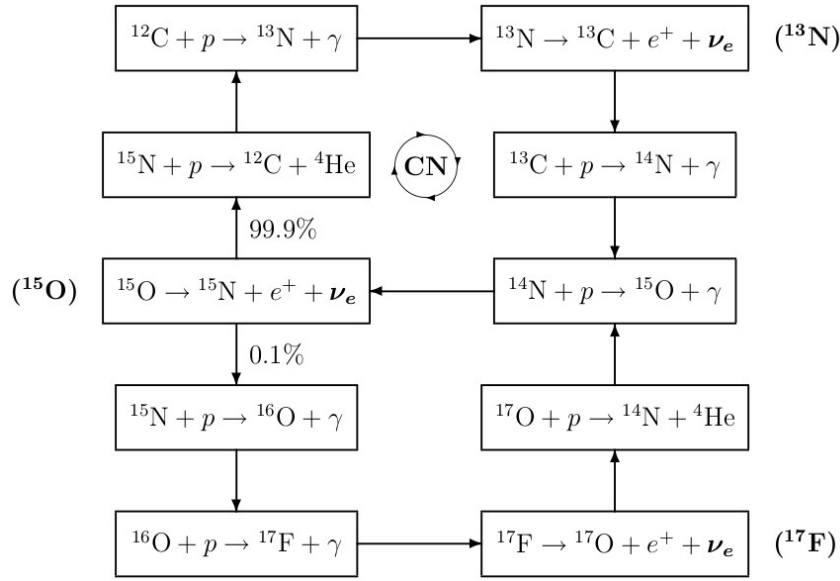
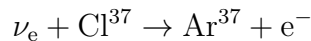


Figura 2.3: Ciclo CNO (carbono-nitrogênio-oxigênio), responsável pela geração de energia nas estrelas mais massivas [14].

A vasta maioria dos neutrinos solares vem do ciclo  $pp$ , no entanto, possuem energia menor que 0.42 MeV, o que torna difícil a detecção. Os ciclos  $pp-I$  e  $pp-III$  dominada pelos neutrinos do  $Be^7$  e do  $B^8$  respectivamente, são os que fornecem a maioria dos neutrinos detectáveis, na ordem de energia de 0.861 MeV. As reações do  $pep$  (próton-elétron-próton) e  $hep$  (hélio-próton) são previstas mas ainda não foram observadas devido a sua raridade.

A figura 2.4 mostra o espectro de energia dos neutrinos solares. As linhas em vermelho são espectros de neutrinos do ciclo CNO, que contribui com cerca de 1% para a energia do Sol.

A primeira detecção de neutrinos solares aconteceu em 1970 no experimento Homestake, liderado pelos astrofísicos Raymond Davis e John N. Bahcall. Sua finalidade era coletar e contar os neutrinos emitidos pela fusão nuclear ocorrendo no Sol. Foi construído no período de 1965-1967, com um método sugerido por Pontecorvo e mais tarde proposto independentemente por Alvarez. A técnica era baseada na reação inversa do decaimento beta



o neutrino é capturado pelo  $Cl^{37}$  e produz um elétron e  $Ar^{37}$ , um isótopo radioativo do Argônio. O limiar da reação é 0.814 MeV, ou seja, apenas neutrinos próximos a essa energia seriam capturado pelo  $Cl^{37}$ , sendo assim detectava neutrinos principalmente de  $Be^7$  e  $B^8$  [7].

A experiência detectou apenas  $1/3$  do fluxo previsto de neutrinos, e a princípio foi pensado em algum erro experimental ou de cálculo de Davis, essa hipótese foi descartada

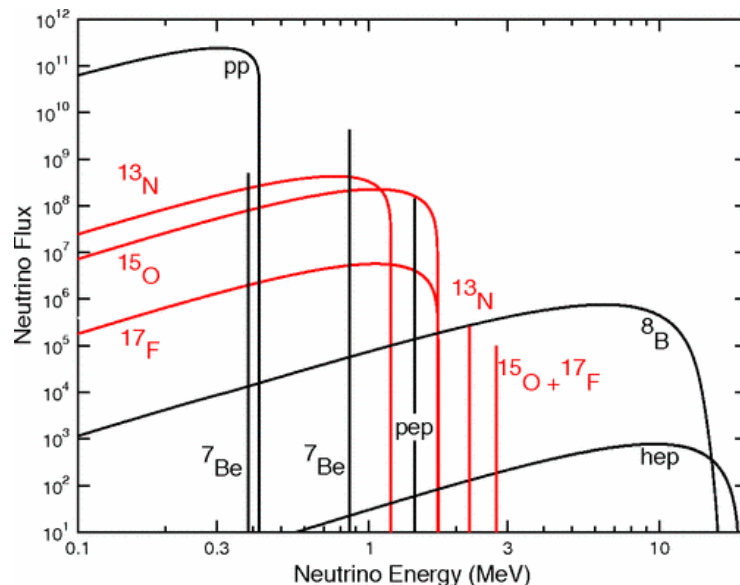
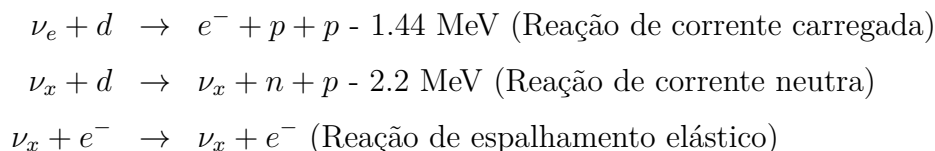


Figura 2.4: Distribuição do fluxo dos neutrinos solares em função da energia, como previsto pelo Modelo Solar Padrão. A vasta maioria dos neutrinos solares detectados se originam nas reações do  $Be^7$  e  $B^8$ , devido as altas energias. Linhas de fluxos então em  $cm^{-2}s^{-1}$  e fluxo espectral estão em  $cm^{-2}s^{-1}MeV^{-1}$  [1].

com a comprovação da perfeita operação do detector. Outras duas hipóteses foram então levantadas: os modelos teóricos solares poderiam estar errados sobre a estrutura do Sol ou poderia haver um problema no modelo teórico dos neutrinos. Devido às divergências teóricas e experimentais, esse impasse ficou conhecido como o *problema dos neutrinos solares*. A pergunta que rondava a cabeça de muitos físicos era: por que o fluxo de neutrinos eletrônicos provenientes do Sol não era o mesmo detectado aqui na Terra? A solução para essa pergunta foi encontrada na Oscilação de Neutrinos, onde os neutrinos do elétron provenientes do Sol se convertem nos outros dois sabores durante o trajeto [7].

As primeiras conclusões sobre a natureza do fenômeno conhecido como problema dos neutrinos solares foi resolvido no experimento Sudbury Neutrino Observatory (SNO) proposto em 1984. O detector é formado por uma grande esfera com 100 toneladas de água pesada ( $D_2O$ ) e fotomultiplicadores montados em uma geodésica em volta do tanque. Está localizado na mina de Creighton, perto da cidade de Sudbury, no Canadá.

O SNO foi projetado para ter sensibilidade não apenas aos neutrinos eletrônicos mas sim aos três sabores de neutrino e era possível observar separadamente três tipos de interações dos neutrinos com o detector:



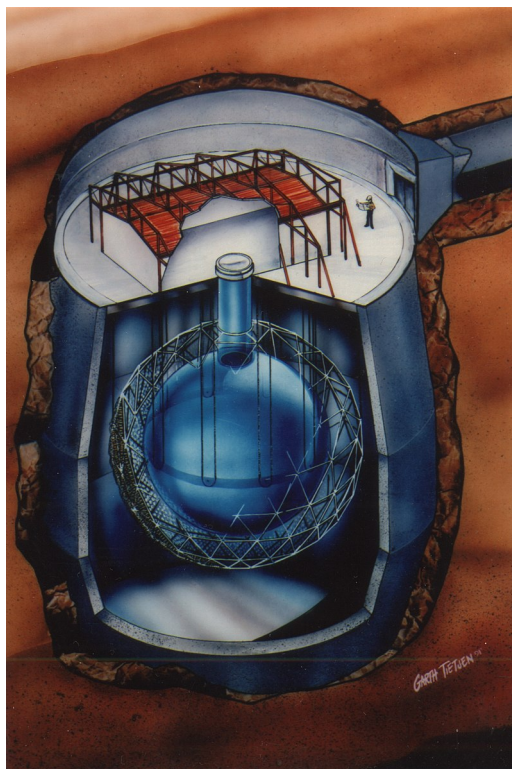


Figura 2.5: Visão esquemática do Sudbury Neutrino Observatory [22].

onde  $\nu_x$  = elétron, tau ou múon.

A primeira reação é sensível apenas ao neutrino do elétron e produz um elétron energético que ao passar pela água pesada produz um cone de luz via processo Cherenkov<sup>2</sup>, que é detectado pelos fotosensores. A segunda reação é igualmente sensível à todos os sabores de neutrinos e produz um nêutron livre, que foi detectado nas três fases do experimento. Para uma melhor diferenciação dessas duas reações, foi adicionado NaCl ao tanque de água pesada (fase 2), o nêutron livre era capturado pelo Cl e produzia uma cascata de raios gama com energia próxima de 8.6 MeV. Esse aumento na eficiência de captura do nêutron, forneceu uma distribuição isotrópica de luz que permitiu a distinção do evento de corrente neutra (NC) para o evento de corrente carregada (CC). Por comparação de taxas das duas reações foi possível determinar se os neutrinos eletrônicos oscilaram antes de chegar ao detector.

A terceira reação é muito mais fraca que as outras duas e é mais sensível ao neutrino do elétron do que aos outros sabores e também produz um elétron energético, esse elétron possui uma direção preferencial que é contrária a direção do elétron da primeira reação, sendo assim possível diferenciar uma reação da outra [22].

Os primeiros dados do SNO foram publicados em 2001, trazendo evidências claras de que mais de dois terços dos neutrinos provenientes do interior do Sol mudaram de sabor

---

<sup>2</sup>O efeito Cherenkov surge quando partículas carregadas, como os elétrons, propagam-se em um determinado meio com velocidade maior que a da própria luz.

antes de chegar ao detector. O fluxo total de neutrinos do decaimento do  $B^8$  também foi determinado,  $5.25 \pm 0.16$  milhões de neutrinos por centímetro quadrado por segundo, e concordava com previsões teóricas feitas por Davis [22].

Outro detector mais recente que busca compreender melhor neutrinos solares é o Borexino, que opera desde 2007 no *Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, na Itália. O seu principal objetivo é detectar neutrinos de baixa energia produzidos no interior do Sol. O detector é constituído por um cintilador líquido, onde o núcleo do detector é constituído por uma esfera de nylon com 8.5m de diâmetro e  $100\mu\text{m}$  de espessura, que contém 300 toneladas de cintilador líquido. O cintilador é envolvido por uma esfera de aço inoxidável de 13.7m de diâmetro, onde estão localizados 2.212 fotomultiplicadores. Todo o detector está contido em um tanque cilíndrico cheio de água de alta pureza equipado com 208 fotomultiplicadores cujo objetivo é servir como um veto ativo de Cherenkov contra múons cósmicos residuais [5]. Uma imagem detalhada do detector é encontrada na figura 2.6.

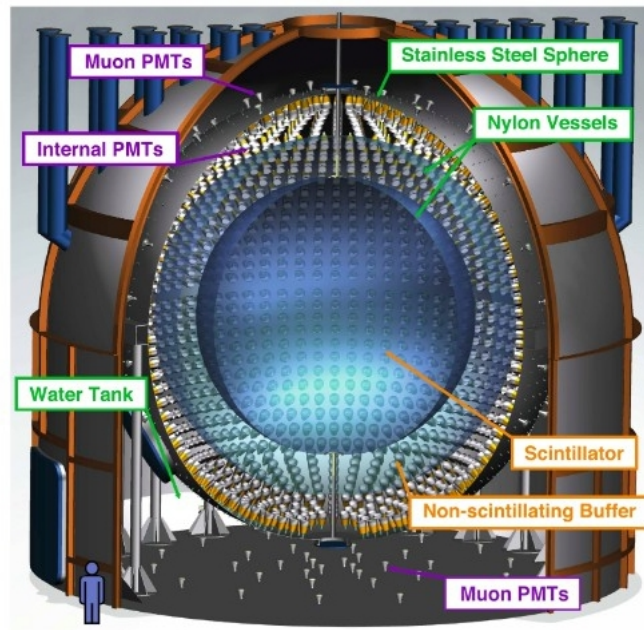


Figura 2.6: Visão esquemática da estrutura do Borexino. De fora para dentro: o tanque de água externo; a Esfera de Aço Inoxidável, onde cerca de 2.200 tubos fotomultiplicadores (PMTs) são montados; o vaso de nylon mais externo, que serve como barreira contra o radônio; o vaso de nylon mais interno, que contém 300 ton de cintilador líquido [5].

Os primeiros resultados vieram em 2007 com a detecção de neutrinos com energia de 0.862 MeV oriundos do decaimento do  $Be^7$ , os resultados foram consistentes com as previsões teóricas do Modelo Padrão Solar [3]. Em 2014, foram publicados os resultados da primeira detecção direta de neutrinos produzidos pela cadeia próton-próton do Sol, também condizentes com a teoria Solar [4].

## 2.3 Neutrinos de Supernovas

Supernovas (SNs) são poderosas explosões que terminam com a vida de uma estrela. O material expelido pela estrela contém elementos essenciais para a evolução de galáxias, estrelas, planetas e a vida em geral. Algumas SNs produzem um remanescente compacto, como uma estrela de nêutrons ou um buraco negro. A classificação de supernovas é feita com base na curva de luminosidade e também pelo espectro de luz, que depende da composição do envelope da estrela progenitora da SN. A figura 2.7 mostra um esquema de divisão dos tipos de supernovas.

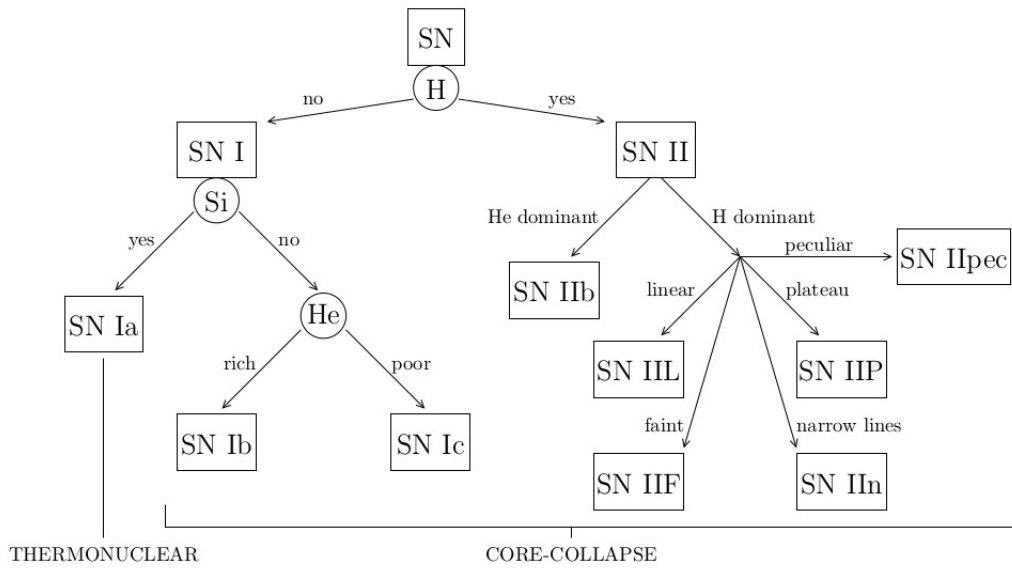
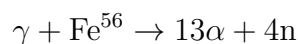


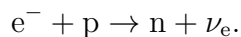
Figura 2.7: Esquema de classificação das Supernovas [14].

A classificação possui duas grandes categorias, SNs tipo I e SNs tipo II. SNs tipo I são caracterizadas pela ausência de linhas de hidrogênio no espectro, enquanto que SNs tipo II as possuem. No que diz respeito à física de neutrinos, os tipos mais interessantes são os tipos Ib, Ic e tipo II, uma vez que emitem um elevado fluxo de neutrinos de todos os sabores.

O processo de produção e emissão do fluxo de neutrinos para estrelas que queimam seu combustível do tipo *core-collapse* é feito em duas etapas. A primeira etapa ocorre quando a estrela queimou a maior parte de seu combustível e em seu centro resta apenas um núcleo de ferro. Neste momento, ocorre a fotodesintegração, no qual o núcleo de ferro é bombardeado por fótons dando origem a prótons e nêutrons. Os recém produzidos prótons são capturados pelos elétrons degenerados do núcleo, formando um nêutron e um neutrino, num processo chamado decaimento beta inverso,



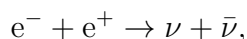
e



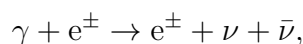
Os neutrinos eletrônicos produzidos carregam quase toda energia cinética dos elétrons capturados e podem escapar livremente da estrela, devido a baixa densidade. Nesta fase o espectro dos neutrinos é não térmico, a sua energia média cresce de 12 MeV até 16 MeV, e a luminosidade atinge cerca de  $10^{53}$  erg/s.

Quando a densidade do núcleo passa a aumentar, os neutrinos não conseguem escapar da estrela e o colapso passa a ser adiabático com número leptônico constante. Durante esse estágio que dura poucos segundos e que é termicamente menos intenso, são produzidos neutrinos e antineutrinos de todos os sabores carregando uma grande quantidade da energia de ligação da estrela de neutrônons [14].

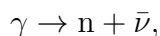
Nessa segunda fase, os processos que produzem neutrinos são aniquilação elétron-pósitron,



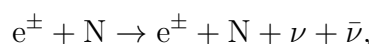
fotoaniquilação



por decaimento de plasmon



por "bremsstrahlung" elétron-núcleon



e por "bremsstrahlung" núcleon-núcleon



### 2.3.1 Observação da SN1987A

A supernova SN 1987A, ocorreu na Nebulosa da Tarântula na galáxia satélite da Via Láctea chamada Grande Nuvem de Magalhães, foi a explosão estelar recente mais próxima da Terra, a uma distância de aproximadamente 50 Kpc (165.000 anos-luz). Descoberta em 24 de Fevereiro de 1987, por Ian Shelton da Universidade de Toronto, no Canadá, através do observatório Las Campanas, no Chile. Foi suficientemente próximo para que detectores em uso na época conseguissem detectar.

As duas principais observações ocorreram no Kamiokande II no Japão e no Irvine-Michigan-Brookhaven (IMB) nos Estados Unidos, ambos detectores tipo Cherenkov e paralelamente pelo detector Baksan Scintillator Telescope (BST), que é preenchido por

um cintilador orgânico formado basicamente por moléculas de alcano e hidrocarbonetos. As características básicas, como faixa de energia, luminosidade, escala de tempo estavam relativamente consistentes com o esperado [11].

## 2.4 Neutrinos Atmosféricos

A atmosfera terrestre é intensamente bombardeada por raios cósmicos provenientes do espaço, estes que são compostos principalmente de prótons, com cerca de 10% a 15% de núcleos mais pesados, consistentes com a composição química geral da matéria interestelar. Quando atingem a atmosfera, esses prótons de alta energia interagem com as moléculas de ar para produzir chuvas de píons, que subsequentemente decaem para múons e neutrinos de múons:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Essas partículas secundárias provenientes do decaimento do pión possuem um espectro de energia que tem um pico na faixa do GeV e aumenta até a energia mais alta com uma lei de potência aproximada [14]. Alguns múons chegam ao solo e são detectados como raios cósmicos, enquanto outros se decompõe gerando mais neutrinos do múon e neutrinos do elétron:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Os neutrinos gerados desse decaimento possuem energias de 100 MeV a 100 GeV que podem ser detectados em laboratórios subterrâneos, os quais fornecem informações acerca do número de eventos em relação a energia e direção de incidência no detector.

As primeiras observações dos neutrinos atmosféricos foram contraditórias, com alguns experimentos observando aproximadamente a razão esperada, enquanto outros viram significativamente menos neutrinos do que o esperado. O Kolar Gold Field Mine na Índia e o East Rand Proprietary Gold Mine, na África do Sul foram os primeiros grupos a reportarem a aparição de neutrinos atmosféricos, ambos em 1965 [14].

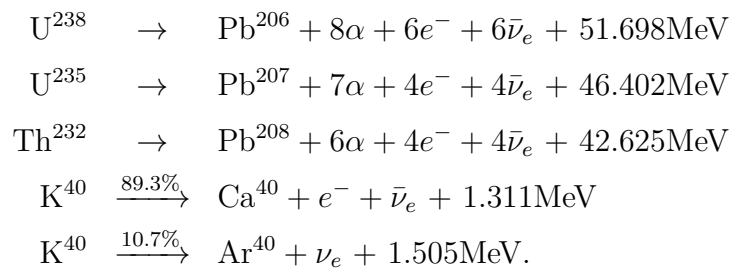
Entre as décadas de 70 e 80 foram propostos experimentos para medir o decaimento do próton ( $p \longrightarrow \pi^0 + e^+ + \bar{\nu}_e$ ). Dentre todos, os mais relevantes foram o Kamiokande e o IMB, ambos detectores de efeito Cherenkov. Inicialmente nesses detectores, os neutrinos atmosféricos atuavam como ruído, ou seja, eram detectados mas seu sinal não era o desejado pois poderiam ser confundidos com o decaimento do próton. Os resultados dos dois detectores apontaram uma razão (razão de neutrinos medidos por neutrinos

esperados) menor do que o previsto. Este déficit no número de neutrinos medidos ficou conhecido como *anomalia do neutrino atmosférico*.

No intuito de resolver esse problema o Kamiokande recebeu um *upgrade*, passando a ter 50.000 toneladas de água e rodeado por fotomultiplicadores que captam a luz Cherenkov. O Super-Kamiokande começou a tomada de dados em 1996 e mediu até 2001, fornecendo resultados suficientes para resolver o problema. O neutrino do múon estava oscilavando para um neutrino do tau.

## 2.5 Geoneutrinos

Geoneutrinos são neutrinos produzidos pelo decaimento radioativo de elementos no interior da Terra. A maioria são antineutrinos do elétron e são originados no decaimento beta do  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  e do  $K^{40}$  [25]. Esses neutrinos possuem energia menores que 3.4 MeV e a série de reações naturais que os produzem são dadas abaixo:



O método usado para detectar os antineutrinos é o decaimento beta inverso:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . As únicas reações sensíveis a detecção são as reações com urânio e tório, pois os antineutrinos provenientes delas possuem energia próximas a 3.6 MeV. As reações do  $K^{40}$ , produzem antineutrinos não detectáveis, pois a energia é de 1.8 MeV. Sendo assim, o limiar de cerca de 1.8 MeV implica que apenas antineutrinos produzidos pelo decaimento beta com energia relativamente grande são detectáveis [14].

A primeira detecção de geoneutrinos aconteceu em 2005 no KamLAND, detector localizado na mina Kamioka no Japão, e observou que a taxa de antineutrinos estava de acordo com o esperado para os modelos terrestres. O experimento Borexino publicou seus resultados em 2010, e também concordou com os modelos terrestres [25].

## 2.6 Neutrinos de Altas Energias

Impulsionado pelos avanços nos experimentos com raios cósmicos e a busca incessante para conseguir explicar objetos e ambientes extremos no cosmos é que a física de altas energias surgiu. A observação desses neutrinos de altas energias pode fornecer

respostas sobre a origem e mecanismos de aceleração dos raios cósmicos de altas energias. Como raios cósmicos são partículas carregadas, este atributo torna impossível traçar seus caminhos de volta aos seus pontos de origem, pois os campos magnéticos que preenchem o espaço os afetam, alterando suas trajetórias. Mas os poderosos aceleradores cósmicos naturais que produzem raios cósmicos também produzem neutrinos cósmicos. Os neutrinos por interagirem fracamente com a matéria viajam até a Terra quase sem serem incomodados, dando assim um indicador direto de sua fonte. As principais fontes astrofísicas energéticas dessas partículas são estrelas binárias e a formação de buracos negros no *Active Galactic Nuclei* (AGN)<sup>3</sup>.

A primeira observação de neutrinos de altas energias aconteceu em 2017 e foi feita pelo *IceCube Neutrino Observatory* na estação Amundsen-Scott no Polo Sul e confirmada por telescópios ao redor da Terra. O IceCube é um detector Cherenkov de grande volume feito com 5160 fotomultiplicadores em uma profundidade de 1450m e 2450m no gelo antártico natural, e foi projetado para detectar neutrinos num espectro de energia TeV-PeV.

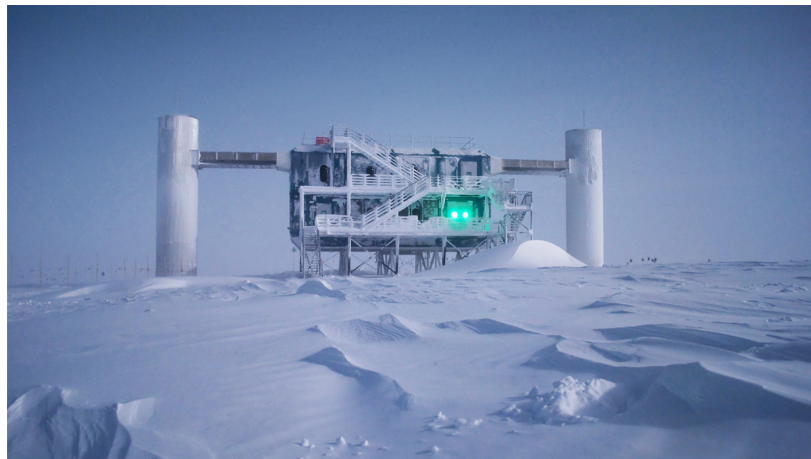


Figura 2.8: IceCube Neutrino Observatory [17].

Quando um neutrino com muita energia colide com um núcleo atômico no detector, o observatório envia coordenadas para telescópios em todo o mundo menos de um minuto após a detecção para observações posteriores. Um único neutrino detectado em 22 de setembro de 2017, com energia de aproximadamente 300 TeV, traçou o caminho até um blazar conhecido onde o núcleo de uma galáxia gigante dispara partículas em jatos maciços de partículas elementares, alimentadas por um buraco negro supermassivo no seu núcleo. Os astrônomos haviam designado este blazar como TXS 0506 + 056. As observações provam que o TXS 056 + 056 está entre as fontes mais luminosas do universo conhecido

---

<sup>3</sup>Um Active Galactic Nuclei é uma região compacta no centro de uma galáxia que tem uma luminosidade muito superior à normal em pelo menos uma parte do espectro electromagnético com características que indicam que a luminosidade não é produzida pelas estrelas. Uma galáxia que hospeda um AGN é chamada de "galáxia ativa".

e, portanto, adiciona apoio a uma observação multi-mensageira de um motor cósmico poderoso o suficiente para acelerar os raios cósmicos de alta energia e produzir os neutrinos associados [17].

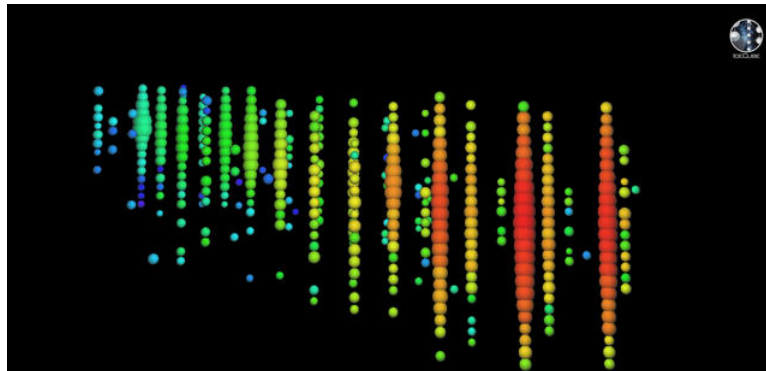


Figura 2.9: Esta exibição de eventos, do neutrino de alta energia detectado pelo IceCube em 22 de setembro de 2017, mostra um múon, criado pela interação de um neutrino com o gelo muito próximo do IceCube, que deixa um rastro de luz enquanto cruza o detector. Nesta exibição, a luz coletada por cada sensor é mostrada com uma esfera colorida. O gradiente de cor, de vermelho a verde/azul, mostra a sequência de tempo [17].

## 2.7 Neutrinos de Aceleradores

Uma das maneiras de se estudar neutrinos de forma eficaz é criando feixes intensos de neutrinos usando aceleradores de partículas. O processo de criação dessas partículas começa quando acelera-se prótons em um acelerador de partículas padrão (normalmente um síncrotron). Um feixe de prótons é extraído do acelerador e direcionado para um alvo. Os prótons interagem com o material alvo, produzindo um grande número de píons secundários (entre outras partículas). Os píons por serem partículas carregadas, permite o uso de ímãs para orientá-los e focaliza-los. Assim que ajustado, o feixe de píons se dirige para um alvo onde conseguem decair em múons e em neutrinos ou antineutrinos do múon. A seleção de neutrino ou antineutrino no feixe final é determinado pelo sinal da carga do pión, se o pión for carregado positivamente teremos um feixe de neutrinos, e caso for de carga negativa o feixe é feito principalmente de antineutrinos. No final de tudo, há um grande volume de material que absorve todas as partículas exceto os neutrinos, resultando assim um feixe quase puro da partícula desejada.

Nesse tipo de experimento, a distância do detector final também é um fator importante. Quando os detectores estão posicionados perto da fonte do feixe (geralmente 1km) e o neutrino percorre uma distância muito curta é chamado de *short baseline neutrino experiment*. Esse tipo de experimento é ideal para caracterizar o feixe, verificando o número de neutrinos e qual sua energia, tudo isso feito antes de ocorrer a oscilação. Exemplos de experimentos que trabalham nessa linha incluem o ND280 no Japão, o MicroBooNE,

MINERvA, ICARUS e o Short-Baseline Near Detector (SBND) no Fermilab [12].

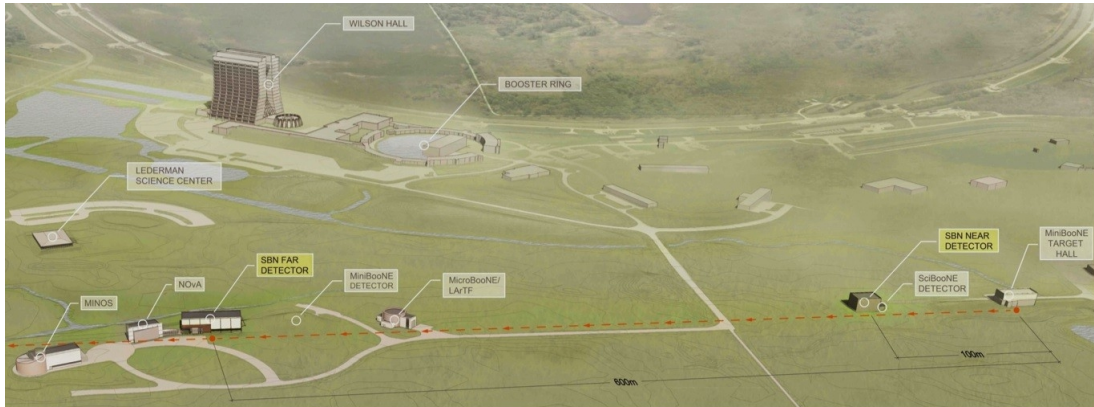


Figura 2.10: Imagem esquemática do Short-Baseline Near Detector (SBND) no Fermilab. O SBND é um dos três detectores de neutrinos de argônio líquido posicionados no *Booster Neutrino Beam* (BNB) como parte do programa *Short-Baseline Neutrino Program* [26].

No caso contrário, onde o detector está posicionado em distâncias enormes, é chamado de *long-baseline neutrino experiment* e é ideal para estudar oscilações de neutrinos. Experimentos nessa linha incluem o T2K e Super-Kamiokande no Japão e NOvA e DUNE no Fermilab.

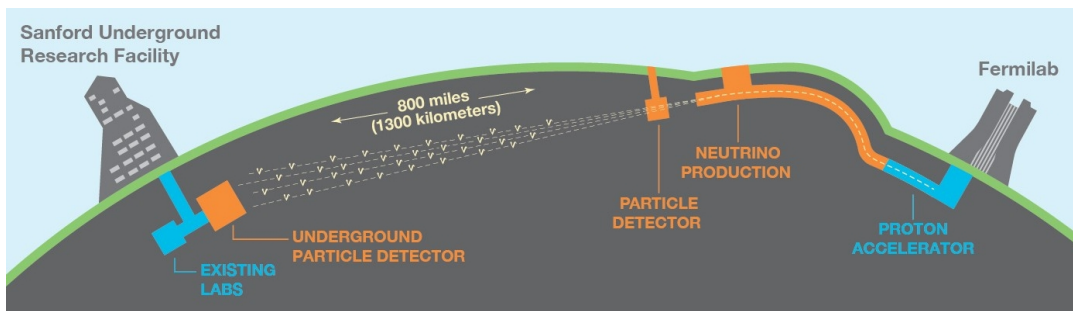


Figura 2.11: Imagem esquemática *Deep Underground Neutrino Experiment* (DUNE). O DUNE consiste de dois detectores de neutrinos, um próximo à fonte do feixe e o outro em Sanford Underground Research Laboratory, em Lead, Dakota do Sul, à 1300km da fonte do feixe [10].

# Capítulo 3

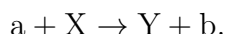
## Neutrinos de Usinas Nucleares

Neste capítulo abordaremos os tipos de reações nucleares nas quais partículas e núcleos colidem e se transformam em outros núcleos e partículas. Consideraremos também um dos dois meios pelos quais a energia pode ser derivada de reações nucleares: fissão. E por fim mostraremos o funcionamento de uma usina nuclear e como são formados os neutrinos nessa fonte.

### 3.1 Reações Nucleares

Um dos meios de se obter informações sobre os núcleos é bombardeá-los com outras partículas e observar os resultados. Quando uma partícula incide em um núcleo, diversos processos podem ocorrer. A partícula incidente pode ser absorvida pelo núcleo, e outras partículas podem ser emitidas, ou a partícula incidente pode ser espalhada elasticamente ou inelasticamente.

Abaixo temos uma representação, um núcleo  $X$  é bombardeado por uma partícula  $a$ , resultando em um núcleo  $Y$  e um partícula  $b$ :



Uma reação nuclear como essa, e de fato para qualquer outra reação acontecer as leis de conservação devem ser respeitadas. O número total de núcleons deve ser o mesmo antes e depois da reação, a carga, energia, momento linear e momento angular também devem ser conservados.

A quantidade de energia liberada ou absorvida durante uma reação é chamada de energia de reação  $Q$ . O valor  $Q$  é determinado pela diferença de massas iniciais menos as massas finais multiplicado por  $c^2$ . Quando  $Q$  é positivo, a energia é liberada durante a reação e a chamamos de reação exotérmica. Durante a reação exotérmica, a massa total das partículas iniciais é maior que a massa total das partículas finais. Se a massa total das partículas iniciais for menor que a massa total das partículas finais, é necessário dar

energia para que a reação ocorra, sendo assim chamada de reação endotérmica. O valor  $Q$  para esta reação é negativo [24].

Quando estamos trabalhando com partículas, outras quantidades devem ser levadas em conta. No caso de decaimentos, o item de maior interesse é o seu tempo de vida. Seja  $N$  o número de núcleos radioativos num certo instante  $t$ . A variação de  $N$  entre o tempo  $t$  e o tempo  $t + dt$  é dada por

$$dN = -\Gamma N dt, \quad (3.1)$$

onde  $\Gamma$  é uma constante de proporcionalidade chamada constante de decaimento. Então

$$N(t) = N(0)e^{-\Gamma t}, \quad (3.2)$$

onde  $N(0)$  é o número de partículas inicialmente. A partir de (3.2) é possível notar que o número de partículas diminui exponencialmente com o tempo numa taxa diretamente proporcional ao elemento.

Define-se a média ou vida média  $\tau$  como o inverso da constante de decaimento. Em Física Nuclear também usa-se o conceito de meia vida  $t_{1/2}$  que é definida como o tempo que leva para que o número de núcleos e a taxa de decaimento diminuam à metade.

$$\tau = \frac{1}{\Gamma}. \quad (3.3)$$

Uma partícula nem sempre gera os mesmos produtos no decaimento, na verdade, a maioria das partículas podem decair utilizando diferentes rotas. E para cada modo de decaimento devemos ter um  $\Gamma$  diferente. Sendo assim, a constante de decaimento é um somatório de todos os modos de decaimento da partícula:

$$\Gamma_{tot} = \sum_{i=1}^n \Gamma_i. \quad (3.4)$$

Uma outra quantidade deve ser levada em conta, a seção de choque da reação. Esta quantidade mede a probabilidade de uma reação nuclear ocorrer. É uma medida de superfície e usualmente é medida em metros quadrados ou barns:  $1b = 10^{-28}m^2$ . A seção de choque varia com a energia ou a velocidade. A medida que a energia ou velocidade da partícula incidente aumentam, a seção de choque diminui. Ou seja, as reações com núcleos obedecem a regra geral de ter alguma proporcionalidade a  $1/v$ , onde  $v$  é a velocidade da partícula. No entanto, esse comportamento é alterado no que chamamos de *ressonância*, em faixas muito específicas ou muito estreitas, certos núcleos tem alta capacidade de interação com a partícula incidente, formando assim um semi estado ligado antes de se dividir.

As seções de choque podem ser específicas e diferirem por valor para cada reação. Por exemplo a seção de choque para uma captura do nêutron difere da seção de choque de

fissão. Sendo assim, o somatório de todos esses valores é o que nos dá a seção de choque total da reação naquela energia específica de nêutrons [20]:

$$\sigma_{tot} = \sum_{i=1}^n \sigma_i. \quad (3.5)$$

O número de partículas espalhadas em um elemento de ângulo sólido é proporcional a seção de choque diferencial. A relação entre seção de choque diferencial, o ângulo sólido e a seção de choque total é dada por<sup>1</sup>

$$\sigma = \int d\sigma = \int_{4\pi} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega. \quad (3.6)$$

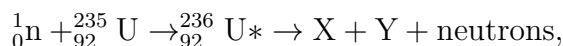
### 3.1.1 Reações com Nêutrons

As reações nucleares que envolvem nêutrons são importantes para o entendimento dos reatores nucleares. O nêutron por não possuir carga elétrica não sofre a ação coulombiana, sendo assim viajará através da matéria com muito mais facilidade do que outras partículas nucleares de energia semelhante. Durante a viagem, o nêutron rápido (energia de aproximadamente 1 MeV) poderá colidir com outras partículas e núcleos, sofrendo espalhamento ou sendo capturado pelo núcleo. A reação mais comum é o espalhamento, e mesmo que este seja elástico, o nêutron perde alguma energia devido ao recuo do núcleo. Em cada evento de espalhamento que um nêutron sofre, sua energia cinética irá diminuir até ser da ordem de  $kT$ , onde  $k$  é a constante de Boltzmann e  $T$  é a temperatura absoluta. Um nêutron que tem uma energia  $kT$  é chamado nêutron térmico. Por outro lado, a captura de nêutron por um núcleo de um átomo pode resultar na emissão de outras partículas nucleares do núcleo ou a fragmentação do núcleo em dois (fissão nuclear) [24].

#### Fissão Nuclear

Núcleos muito pesados ( $Z > 92$ ) estão sujeitos a fissão espontânea. Ele se divide em dois núcleos, mesmo no caso onde o núcleo não é perturbado. No entanto, alguns núcleos pesados podem ser induzidos à fissão com a captura de nêutrons térmicos. Nesse processo, a força de repulsão coulombiana provoca a separação dos fragmentos de fissão, com a liberação de energia.

Vamos tomar como exemplo a fissão do elemento  $^{235}\text{U}$ , a captura de um nêutron térmico por esse núcleo pode ser representado por



onde  ${}^{236}\text{U}^*$  representa um estado excitado intermediário, onde o excesso de energia causa

---

<sup>1</sup>A demonstração desse resultado pode ser encontrada em: Quantum Mechanics - Concepts and Applications, Nouredine Zettili, 2Ed, pg 617.

violentas oscilações e em seguida a fissão. Os núcleos produtos  $X$  e  $Y$  são chamados de fragmentos de fissão. Há varios elementos  $X$  e  $Y$ , a figura 3.1 mostra uma distribuição desses possíveis fragmentos, que combinados satisfazem a reação acima, conservando massa, energia, carga e número de núcleons. Esses fragmentos de fissão podem continuar decaindo por decaimento beta, gerando assim antineutrinos. Dependendo da reação, 2 ou 3 nêutrons podem ser emitidos. O número médio de nêutrons emitidos na fissão do  $^{235}\text{U}$  é aproximadamente 2,5. A energia de desintegração liberada nesse processo de fissão é de aproximadamente  $Q = 200$  MeV. A maior parte aparece em energia cinética dos elementos de fissão, e os nêutrons levam cerca de 1 MeV-2 MeV de energia cada um em média [20].

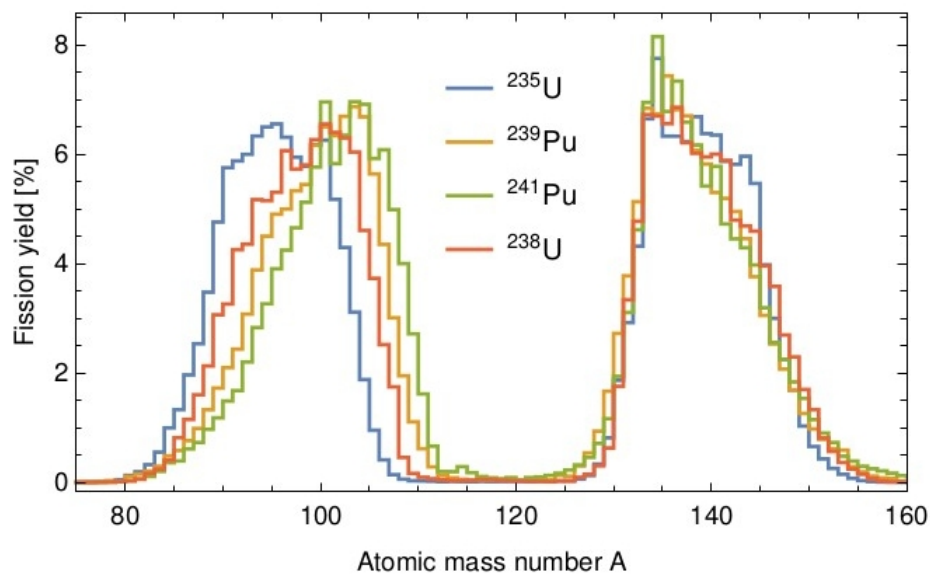


Figura 3.1: Distribuição de possíveis fragmentos de fissão para  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  e  $^{241}\text{Pu}$ . [2]

## Reatores Nucleares de Fissão

Um reator nuclear é um sistema projetado para manter uma reação em cadeia de fissão auto-sustentada. Para manter uma reação em cadeia, um dos nêutrons liberados no processo de fissão deve ser capturado por outro núcleo de  $^{235}\text{U}$  e causar outra fissão. O número médio de nêutrons que provocam outra fissão é chamado de *fator de multiplicação*  $k$  de um reator. Em um reator de urânio, o valor máximo desse fator é 2.5. No entanto, alguns desses nêutrons podem escapar do reator antes de encontrar outro núcleo fissionável, ou ainda, podem ser capturados por outros núcleos não-fissionáveis presente no reator. Sendo assim o fator  $k$  nunca é máximo. Para o caso onde  $k = 1$ , a reação é auto-sustentada, se  $k < 1$  a reação irá se extinguir e se  $k > 1$ , a velocidade da reação irá aumentar e ficará incontrollável. Onde o último caso é o princípio básico para a criação

de bombas atômicas.

A maioria dos reatores nucleares usam como combustível o urânio natural. O constituinte principal do urânio natural é o  $^{238}\text{U}$ , não fissionável, com 99.3%, e os outros 0.7% é do isótopo  $^{235}\text{U}$ . Quando um núcleo de  $^{235}\text{U}$  captura um nêutron, ele sofre fissão em 85% dos casos, por outro lado, a captura de um nêutron pelo  $^{238}\text{U}$ , formando um  $^{239}\text{U}$ , não possui energia suficiente para ocorrer a fissão. Neste caso, o núcleo excitado  $^{239}\text{U}$  se desexcita por emissão de raios  $\gamma$  e depois decai por decaimento  $\beta$  para o  $^{239}\text{Np}$ , que por sua vez, também por decaimento  $\beta$ , decai no  $^{239}\text{Pu}$  que é um isótopo físsel.

A alta velocidade do nêutron nessas reações favorece a interação com o  $^{238}\text{U}$ , e no intuito de desacelerar esses nêutrons, até mesmo para evitar que eles escapem do reator, é que são usados os moderadores. Um moderador é um material constituído de água ou carbono e que tem um núcleo leve, é colocado em volta do material fissionável para diminuir a energia desses nêutrons e assim facilitar a interação com o  $^{235}\text{U}$ .

A figura 3.2 mostra algumas características de uma reator de água pressurizada usado frequentemente para gerar eletricidade. Em um circuito fechado primário é possível ver que a fissão aquece a água até altas temperaturas, esta mesma água é usada como moderadora e mantida sob pressão para evitar que ferva. A água quente é bombeada para um trocador de calor, onde ela aquece a água do circuito secundário e converte esta água em vapor, que é usada então para acionar as turbinas que produzem energia elétrica. A água do circuito primário é separada da água do circuito secundário para evitar a contaminação pelos núcleos radioativos no centro do reator.

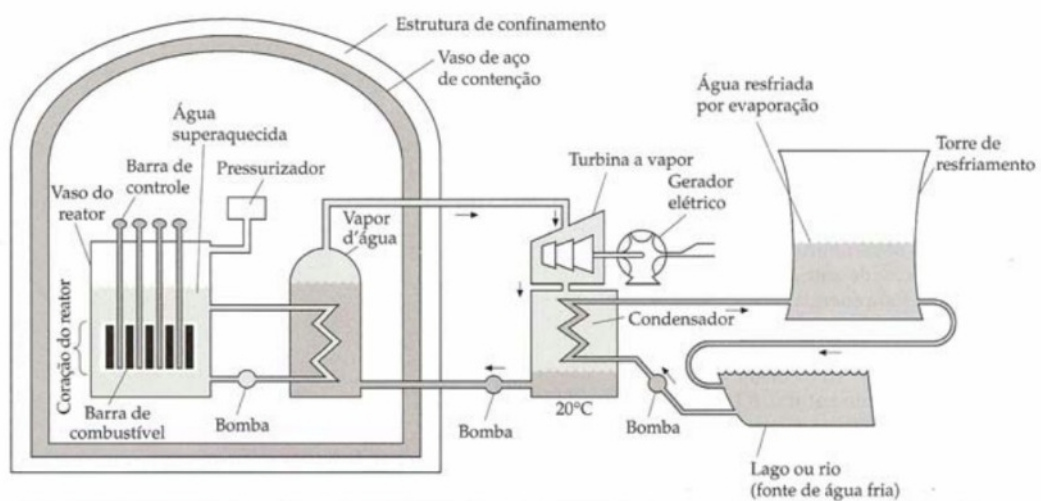


Figura 3.2: Imagem esquemática de um reator de água pressurizada. A água quente sob pressão no centro do reator serve como moderadora e é bombeada através de um trocador de calor e o calor é transferido para a água contida no circuito secundário. A água quente neste último circuito é convertida em vapor, que é levado até uma turbina para a geração de energia elétrica.

Para manter o sistema com um fator de  $k$  próximo à 1, é necessário o uso de algum

método de controle. São usados mecanismos de controle naturais, de retroalimentação negativa, e métodos mecânicos. Se  $k$  subir para maior que 1, o calor produzido na reação derreteria o reator. Para evitar que isso aconteça, são usadas hastes feitas de algum material, como o cádmio, que possui uma alta seção de choque para captura de nêutrons. Para diminuir a velocidade da reação, as barras de controle são inseridas, capturando assim mais nêutrons e mantendo  $k$  menor que 1. Quando as barras são retiradas, poucos nêutrons são capturados, a velocidade da reação aumenta e  $k$  fica maior que 1 [24].

## 3.2 Emissão de Antineutrinos

A medida que os elementos  $^{235}\text{U}$  e  $^{238}\text{U}$  são consumidos, os fragmentos de fissão são gerados. Tais fragmentos são instáveis, e para alcançar a estabilidade decaem, principalmente por decaimento  $\beta$ , em outras partículas. Os neutrinos de reatores são produzidos principalmente no decaimento  $\beta$  dos fragmentos de fissão dos isótopos  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  e  $^{241}\text{Pu}$ . O fato destes antineutrinos serem de elementos diferentes, se reflete em seu espectro de energia. Os antineutrinos provenientes da cadeia de fissão do  $^{235}\text{U}$  tenderão a ter uma energia mais alta do que aqueles provenientes da cadeia do  $^{239}\text{Pu}$ . Assim a medida que o núcleo evolui consumindo  $^{235}\text{U}$  e produzindo  $^{239}\text{Pu}$  o espectro de energia global dos antineutrinos se deslocará para energia mais baixas (efeito *burnup*). Essa informação é mostrado na figura 3.3.

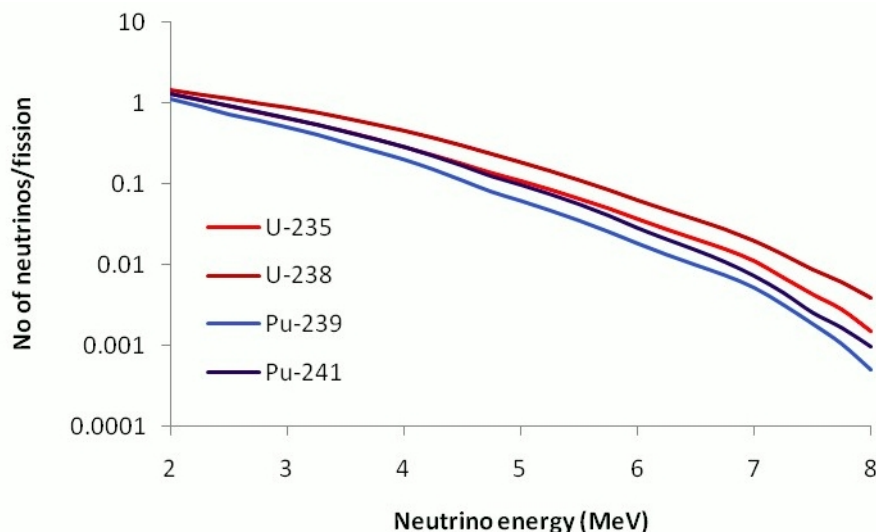


Figura 3.3: Espectro de antineutrinos calculados para os quatro principais isótopos envolvidos na geração de energia por fissão nuclear. O espectro de energia  $\nu_e$  é consideravelmente mais difícil para a cadeia de fissão do  $^{238}\text{U}$  induzida por nêutrons rápidos do que as outras três cadeias induzidas por nêutrons térmicos [23].

Em média, 6  $\bar{\nu}_e$  são produzidos por fissão, a maioria possui energia próxima à 1 MeV. No entanto, o processo padrão de detecção de neutrinos em um reator é o decaimento

$\beta$  inverso, e nesses casos, apenas neutrinos com energia na faixa de 1.8 MeV são relevantes.

### 3.2.1 Fluxo de Antineutrinos

Uma maneira de se prever o fluxo de antineutrinos no reator foi proposta por P. Huber e T. Schwetz [16], uma parametrização baseada nas medidas do espectro de cada produto de fissão é dada por

$$\phi_l(E_\nu) = \exp\left(\sum_{k=1}^{k=l} a_{kl} E_\nu^{k-1}\right), \quad (3.7)$$

onde  $\phi_l(E_\nu)$  é o fluxo de antineutrinos emitido pelo isótopo  $l$  em unidades de antineutrinos por fissão por energia,  $a_{kl}$  são os coeficientes determinados que melhor ajustam a função e  $E_\nu^{k-1}$  é o grau do polinômio.

### 3.2.2 Número de Eventos de Antineutrinos

Para determinar o número de eventos de antineutrinos é necessário conhecer a contribuição de cada isótopo para a potência térmica do reator e a energia liberada por fissão de cada isótopo ( $E_l$ ). Desta forma, na ausência de oscilação, conhecendo a composição do combustível nuclear, o número de eventos pode ser calculado para um tempo de medição  $T$  qualquer, num dado *bin* (intervalo) de energia pela equação (3.8)

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi L^2} \sum_l N_l^{fis} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_l(E_\nu) R_i(E_\nu), \quad (3.8)$$

onde  $n_p$  é o número de prótons no detector,  $L$  é a distância entre o coração do reator e o detector,  $R(E_\nu)$  é a função resposta do detector para o  $i$ -ésimo intervalo (incluindo resolução em energia e a eficiência),  $\sigma(E_\nu)$  é a seção de choque para a reação do decaimento beta inverso e  $N_l^{fis}$  é o número de fissão por segundo de cada isótopo  $l$  [16].

Podemos relacionar explicitamente (3.8) com a potência térmica do reator. Seja  $P_{ter}$  a potência térmica de saída do reator, podemos escreve-la como:

$$P_{ter} = \sum_l N_l^{fis} E_l, \quad (3.9)$$

onde  $E_l$  é a energia liberada por fissão de cada isótopo  $l$ . Definindo-se a contribuição relativa do elemento  $l$  para a potência total  $f_l$ , temos:

$$f_l \equiv \frac{N_l^{fis} E_l}{P_{ter}}. \quad (3.10)$$

Assim, (3.8) pode ser reescrita como:

Elemento ( $l$ )	$N_l^\nu$	$E_l(\text{MeV})$
$^{235}\text{U}$	$1.92(1 \pm 0.019)$	$201.7 \pm 0.6$
$^{238}\text{U}$	$2.38(1 \pm 0.020)$	$205.0 \pm 0.9$
$^{239}\text{Pu}$	$1.45(1 \pm 0.021)$	$210.0 \pm 0.9$
$^{241}\text{Pu}$	$1.83(1 \pm 0.019)$	$212.4 \pm 1.0$

Tabela 3.1: Número total de antineutrinos do elétron por fissão e a energia liberada por fissão para isótopos relevantes em reatores nucleares [16].

$$N_i = \frac{n_p T}{4\pi L^2} P_{ter} \sum_l \frac{f_l}{E_l} \int dE_\nu \sigma(E_\nu) \phi_l(E_\nu) R_i(E_\nu). \quad (3.11)$$

Durante o período de funcionamento do reator, a potência térmica é mantida constante independente das taxas de fissão de cada isótopo. Por isso grandezas como a energia média liberada por fissão e a seção de choque média da reação se alteram com o tempo (mesmo que pouco).

Na tabela 3.1 é mostrado o número total de antineutrinos eletrônicos por fissão para cada elemento e suas respectivas energias liberadas.

### 3.2.3 Experimentos com Reatores Nucleares

#### Rovno

O experimento de Rovno foi realizado na Rússia em 1987 usando uma fonte de antineutrinos, o reator nuclear de Rovno. O detector foi instalado son o reator VVÉR-400 e era composto de um cintilador líquido rico em hidrogênio e dopado com gadolínio, estava localizado a 18m do núcleo do reator e depois deslocado para 25 m. Os antineutrinos interagem no volume central de 510 L, e o volume anular de 540 L era usado para aumentar a eficiência de detecção dos gamas de aniquilação, captura do nêutron pelo gadolínio e como blindagem de background.

Este experimento foi um dos primeiros a mostrar a relação entre o fluxo de neutrinos e a potência térmica do reator. As medidas foram feitas em várias etapas. A primeira foi feita com o reator em funcionamento antes da parada de reabastecimento, a segunda foi feita durante a parada, tais medidas são usadas como base para *background*. A terceira etapa foi realizada depois reabastecimento, e assim sucessivamente. A figura 3.4 mostra a relação entre o número de antineutrinos detectados e a potência do reator (em porcentagem). Pelo gráfico, percebe-se uma dependência linear entre essas duas quantidade, e apesar das baixas amostras estatísticas, tal experimento demonstrou ser possível usar a detecção de antineutrinos para inferir o estado *on/of* do reator.

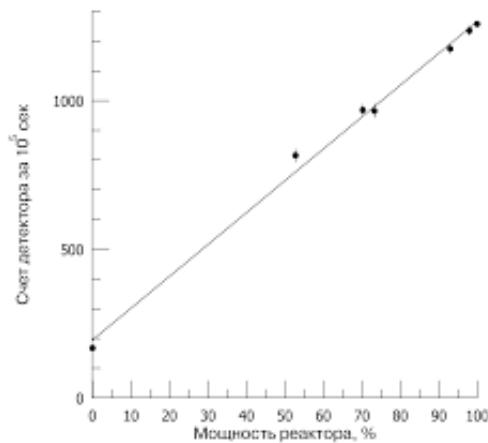


Figura 3.4: Dependência do número de antineutrinos detectados em função da potência térmica do reator nuclear do experimento de Rovno.

### San Onofre

No intuito de demonstrar a aplicabilidade da física de antineutrinos como uso em salvaguardas nucleares, uma colaboração entre *Sandia National Laboratories* (SNL) e o *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL) tem desenvolvido detectores de antineutrinos de reatores desde 2000. Os detectores devem ser relativamente pequenos, fácil de construir, operar e manter, e que utilizem materiais adequados para o ambiente de uma usina nuclear, tudo isso mantendo uma boa sensibilidade para os parâmetros de operação do reator.

O detector SONGS1 foi operado no *San Onofre Nuclear Generating Station* (SONGS) entre 2003 e 2006. Estava instalado em uma galeria de um dos dois reatores da SONGS, a cerca de 25 m do núcleo do reator e a cerca de 30 m.w.e<sup>2</sup> de sobrecarga. O detector possuía um volume ativo de 0.64 toneladas de cintilador líquido dopado com gadolínio contido em tanques de aço inoxidável e estava cercado por uma blindagem de água/polietileno contra nêutrons e gamas [6].

O detector foi operado de forma completamente automática. Os procedimentos de calibração e análise automáticos foram implementados e os dados da taxa de detecção de antineutrinos foram transmitidos ao SNL/LLNL quase em tempo real. Um exemplo da capacidade de rastrear alterações na energia térmica do reator é dado na figura 3.5.

O aumento do tempo médio para 30 dias permitiu ver a evolução do combustível (*burnup*), representado na figura 3.6. A diminuição da taxa de antineutrinos devido ao *burnup* e o aumento da taxa esperada após o reabastecimento (troca do combustível usado por combustível novo contendo apenas urânio) foram claramente observados.

<sup>2</sup>Em física, o *meter water equivalent* (ou m.w.e) é uma medida padrão de atenuação de raios cósmicos em laboratórios subterrâneos. Um laboratório a uma profundidade de 1.000 m.w.e é protegido dos raios cósmicos equivalentemente a um laboratório 1.000 m abaixo da superfície de um corpo de água.

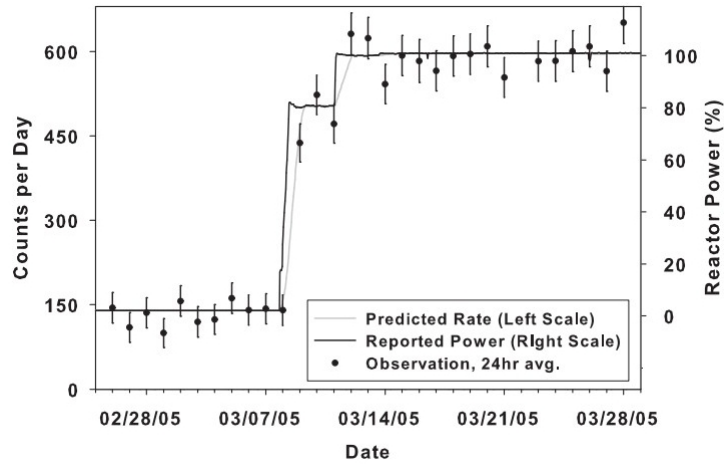


Figura 3.5: Monitoramento da potência do reator do patamar zero até a potência total durante vários dias [6].

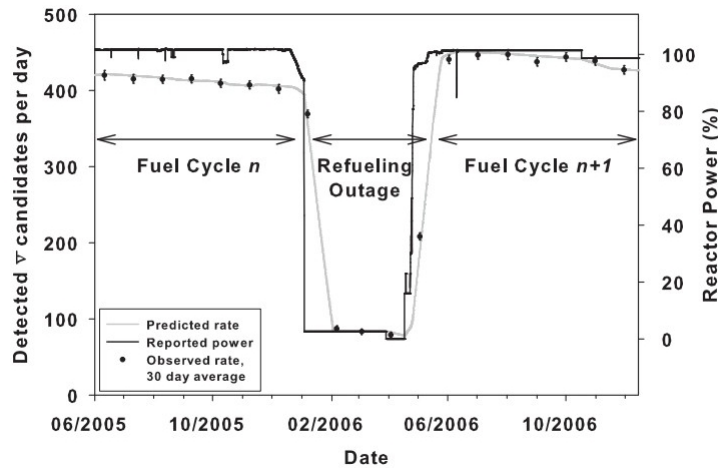


Figura 3.6: Medidas da taxa de antineutrinos antes, durante, e depois do abastecimento do reator. A diminuição na taxa de detecção de antineutrinos devido ao burnup e o degrau de aumento na taxa depois do reabastecimento com combustível novo podem ser vistos [6].

## Nucifer

O detector Nucifer foi implantado no reator de pesquisa Osiris, que opera no centro de pesquisa Saclay, na França. Está instalado em uma profundidade de aproximadamente 12 m de água e a 7.2 m de distância do núcleo do reator de 70 MW de potência. O volume do detector é de 850 L de cintilador líquido dopado com Gd, cercado por um cilindro contendo 16 PMT's. Por estar em uma profundidade relativamente rasa, está sob intensa radiação cósmica de fundo (*background*), assim, a característica principal do projeto é aliar um forte *background* com uma alta eficiência de detecção.

Com base em 145 (106) dias de dados com o reator ligado (desligado), levando a estimativa de detecção de  $40760 \bar{\nu}_e$ . O número médio de antineutrinos detectados é de 281

$\pm 7$  (stat)  $\pm 18$ (sys)  $\bar{\nu}_e$ /dia, concordando com a previsão de  $277 \pm 23 \bar{\nu}_e$ /dia. Trata-se de um erro de 7% e o limite de sensibilidade é atingido para cerca de 1.5 kg de  $^{239}\text{Pu}$ , uma massa que representa 10% da massa físsil total, que pode ser identificada com 95% de confiança no mesmo período de coleta dos dados [19].

Outros experimentos também usam reatores nucleares como fonte de antineutrinos, como é o caso do Daya Bay (China) e o Double Chooz (França). No entanto, estes experimentos buscam encontrar uma maior sensibilidade sobre o valor de  $\sin^2\theta_{13}$  (onde  $\theta_{13}$  é o chamado ângulo de mistura).

## Capítulo 4

# Projeto Neutrinos Angra

Como foi destacado na seção anterior, o uso de detectores de neutrinos em reatores nucleares nos fornece dados sobre a potência térmica instantânea e a composição do combustível nuclear. Tais técnicas vêm se desenvolvendo, e esse cenário abre perspectivas concretas para o uso de neutrinos como sondas confiáveis de processos físicos dos quais participam. O fato da existência da Central Nuclear de Angra dos Reis e do reator Angra II, de 4 GW de potência, insere o Brasil de forma atuante e competitiva nesta área da física. Tal potência do reator permite obter o equivalente a  $10^{20}$  fissões por segundo, número suficiente para obter dados sobre eventos de antineutrinos.

Inicialmente, o projeto tinha como base montar o detector alguns metros abaixo do solo afim de reduzir ruídos cosmológicos, no entanto, para garantir que o detector fosse o menos invasivo possível, essa hipótese foi descartada pela Eletronuclear. Seguindo recomendações da Eletronuclear e da Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA) optou-se por um detector Cherenkov de água dopada com 0.2% (em massa) de Gadolínio, com uma blindagem ativa para veto de ruídos cosmogênicos e instalado na superfície, em um contêiner comercial colocado junto à cúpula de contenção do reator.

O objetivo do projeto é usar o detector de antineutrinos para monitorar parâmetros relacionados à atividade do reator como a composição isotópica do combustível e a potência térmica instantânea liberada pelo reator. Tais parâmetros são cruciais para verificação de itens das salvaguardas ditadas pela AIEA para não-proliferação de armas nucleares, além de contribuir com informações que podem otimizar o processo de geração de energia elétrica [18]-[27].

Atualmente a Colaboração Neutrinos Angra é composta por pesquisadores e estudantes de 6 instituições brasileiras: Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - Rio de Janeiro-RJ, Universidade Estadual de Feira de Santana - Feira de Santana-BA, Universidade Estadual de Londrina, Londrina-PR, Universidade Federal da Bahia, Salvador-BA, Universidade Federal de Juiz de Fora, Juiz de Fora-MG e Universidade Estadual de Campinas, Campinas-SP.

## 4.1 O Detector

O detector é dividido em quatro subsistemas concêntricos: i) TOP Veto, ou veto ativo superior, responsável pela blindagem contra múons cósmicos; ii) Non Active Volume, ou volume não ativo, responsável pela redução de partículas de baixas energias. Localizado ao redor do detector e preenchido com água; iii) Active Inner VETO, ou veto interno ativo, localizado ao redor do detector; e iv) Target, ou alvo, volume mais interno e central onde ocorre a detecção de antineutrinos. Um desenho esquemático é mostrado na figura 4.1.

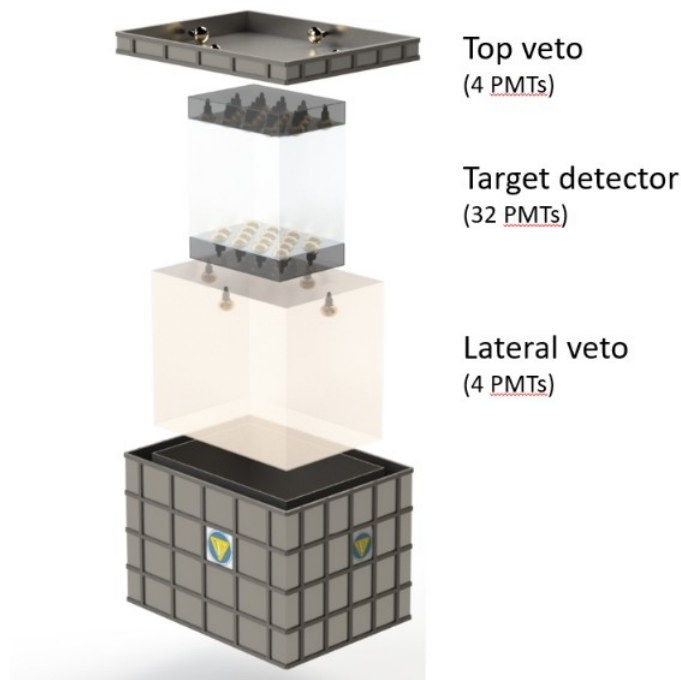


Figura 4.1: Representação esquemática do detector do Experimento Neutrinos Angra. [21].

### Sistema de Veto

O topo na figura 4.1 é o chamado Top VETO (veto superior). É designado para detectar e gerar um pulso de interação quando um múon cósmico cruzar o detector, reforçando a separação sinal-ruído. O Top VETO é preenchido com água pura, equipado com quatro PMT's no meio de cada lado do tanque, possui dimensões 0.28 m x 2.66 m x 2.02 m (altura x comprimento x largura) e toda sua face interna é coberta com um material refletor *DuPont Tivek* com refletância superior a 97%. A área ao redor do alvo é o chamado VETO Lateral ou Active Inner Veto. É uma camada com 12 cm de espessura, preenchida com água pura e equipada com 4 PMT's colocadas na parte superior com o fotocátodo apontado para a parte inferior. Tem o objetivo de reduzir o fluxo de partículas de baixa energia.

O VETO Superior e o VETO Lateral contém oito fotomultiplicadores, e junto com um circuito dedicado formam o sistema de VETO, responsável pela detecção de múons cósmicos que podem cruzar o volume do alvo. Sempre que dois ou mais PMTs disparam ao mesmo tempo, uma janela de veto é gerada bloqueando qualquer acionador gerado por eventos no detector.

A parte mais externa do detector que circunda o VETO lateral, é chamado Non Active Volume, possui 14,50 cm de espessura no dois lados opostos e 22,5 cm nos outros dois lados. É preenchido com água pura e tem o objetivo de reduzir o fluxo de partículas de baixas energias.

## Alvo

Volume cúbico preenchido com 1340,28 L de água dopada com 0.2% de cloreto de gadolínio ( $GdCl_3$ ). O volume de água está contido em um tanque de plástico de 0,90 m x 1,46 m x 1,02 m (altura-comprimento-largura) e possui um total de 32 PMT's do tipo Hamamatsu R5912, sendo 16 instaladas na base inferior e 16 na base superior. As seis faces internas do alvo estão recobertas por uma membrana refletora difusa com refletância superior a 99% para fótons de 400 nm.

A detecção do antineutrino produzido pelo reator é feita pelo decaimento beta inverso, relação (4.1). Nesta interação, o antineutrino eletrônico interage com um próton quasi-livre da molécula de água do alvo produzindo um pósitron e um nêutron, que são detectados através de suas assinaturas energéticas:



A primeira assinatura é oriunda da radiação Cherenkov, produzida pelo pósitron ao atravessar a água antes de se aniquilar. A partir do momento que o pósitron se aniquila com o elétron do meio, é gerado dois raios gamas com energia de aproximadamente 0.522 MeV. Estes raios gamas não possuem energia suficiente para produzir Cherenkov, no entanto, eles interagem com elétrons do meio por efeito Compton, tornando assim o elétron suscetível a produzir Cherenkov. A segunda assinatura é proveniente da captura do nêutron pelo gadolínio dissolvido na água, que ao se desexcitar emite raios gamas que por efeito Compton interagem com elétrons do meio, tornando-os acelerados e emitindo radiação Cherenkov. O tempo médio de captura do nêutron é de 12,7  $\mu s$ , proporcional à quantidade de gadolínio presente no alvo, sendo assim, existe um *delay* entre o primeiro sinal luminoso e o segundo, no entanto, ambos os sinais devem ocorrer entre  $5\mu s \leq \tau \leq 150\mu s$ , onde  $\tau$  é o tempo médio de captura do nêutron. Os sinais deixados pelo pósitron e pela desexcitação do gadolínio, são denominados respectivamente de sinal imediato e atrasado [21].

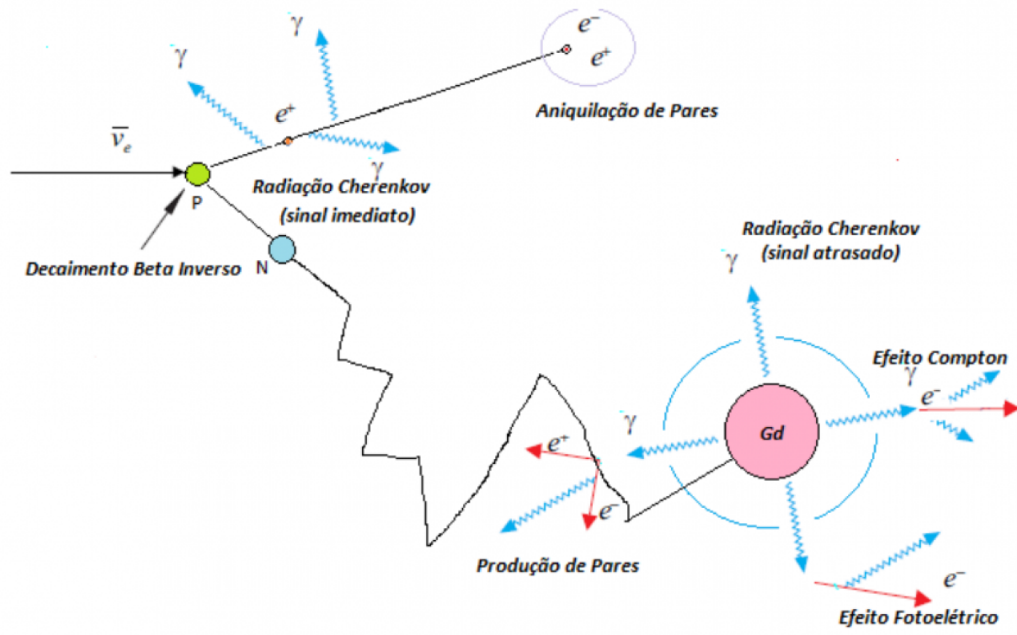


Figura 4.2: Representação esquemática do decaimento beta-inverso no interior do detector. O tempo de captura no nêutron para uma concentração de 0.2% de gadolínio é de  $12,7 \mu\text{s}$  [9].

O decaimento beta inverso possui um limiar de energia, e acontece quando a energia do neutrino é 1,806 MeV ou maior. Podemos obter a energia dos antineutrinos durante o processo de decaimento pela relação (4.2), onde  $E_{e^+}$  é a energia do pósitron e  $\Delta M_{np}$  é a diferença de massa do nêutron e do próton:

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + \Delta M_{np}. \quad (4.2)$$

## 4.2 Número de Eventos esperados no Experimento $\nu$ -Angra

As taxas esperadas para eventos de antineutrinos podem ser obtidas integrando a expressão (3.11) apresentada na seção (3.2.2). No entanto, tal expressão é complexa, visto que envolve características do detector e da fonte emissora de neutrinos. Entretanto, uma estimativa simples pode ser obtida se usarmos alguns valores médios. Seja  $R_A$  o número esperados de antineutrinos por segundo, temos a seguinte relação:

$$R_A = \frac{n_p N_l \langle \sigma \rangle}{4\pi L^2}, \quad (4.3)$$

onde  $N_l^1$  é o número de fissões por segundo do isótopo  $l$ ,  $n_p$  é o número de prótons (alvo),  $\langle \sigma \rangle$  é o valor médio da seção de choque do decaimento beta inverso, seu valor é  $5,825 \times 10^{-47}$

<sup>1</sup>É a mesma quantidade  $N_l^{fis}$  da equação (3.9).

$m^2$  e  $L^2$  é a distância até o detector.

Para encontrar  $N_l$  usamos a equação (3.9), a potência térmica do reator de Angra é 4 GW e o valor médio da energia por fissão é 203,78 MeV, assim

$$N_l = \frac{P_{ter}}{\langle E_l \rangle} = \frac{4 \cdot 10^9 W}{203,78 \cdot 10^6 eV}, \quad (4.4)$$

resolvendo a equação com as devidas unidades de medida correta encontramos o número de fissões por segundo:

$$N_l = 1,22 \cdot 10^{20} s^{-1} \quad (4.5)$$

Para encontrar o número de alvos de prótons para a interação de antineutrinos usamos que 1 mol de água tem 18 g, sabendo que o detector possui um volume de 1 ton de água temos  $5,55 \times 10^4$  mol ou  $3,34 \times 10^{28}$  moléculas de água, no entanto, a água possui dois hidrogênios sendo assim temos  $6,68 \times 10^{28}$  alvos.

A distância do detector ao reator é de 25 m, substituindo os valores na relação para  $R_D$  obtemos aproximadamente 5.000 interações de antineutrinos por dia. É um número considerável de eventos, o que permite a separação do sinal-ruído.

### 4.3 A Eletrônica de Aquisição de Dados

Além do detector, um sistema completo de aquisição de dados foi projetado e integrado para o experimento. Formado por uma fonte de alimentação de alta tensão (sistema comercial, baseado em mainframe da CAEN, composto por um mainframe SY4527 que aloja duas unidades do módulo de tensão positiva de 24 canais A1535SP com conectores de saída do tipo SHV.), um sistema eletrônico *front-end* (responsável pela amplificação dos sinais de saída das PMT's), módulos digitalizadores de sinais, os chamados NDAQ (*Neutrino Data Acquisition System*) e um sistema de *trigger*, responsável pela seleção de eventos on-line, tal conjunto é encarregado de detectar o sinal do antineutrino.

O armazenamento de dados é uma unidade de armazenamento conectado à rede, modelo TS-431P montada utilizando-se de quatro discos de 4 TB, que armazenam dados lidos no detector e posteriormente transfere para dois servidores de dados maiores e permanentes. O servidor principal está instalado no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), no Rio de Janeiro, e o segundo servidor está localizado na Universidade Estadual de Campinas (Unicamp), em Campinas [21]. Uma visão geral contendo todos esses sistemas é mostrado no diagrama da figura 4.3.

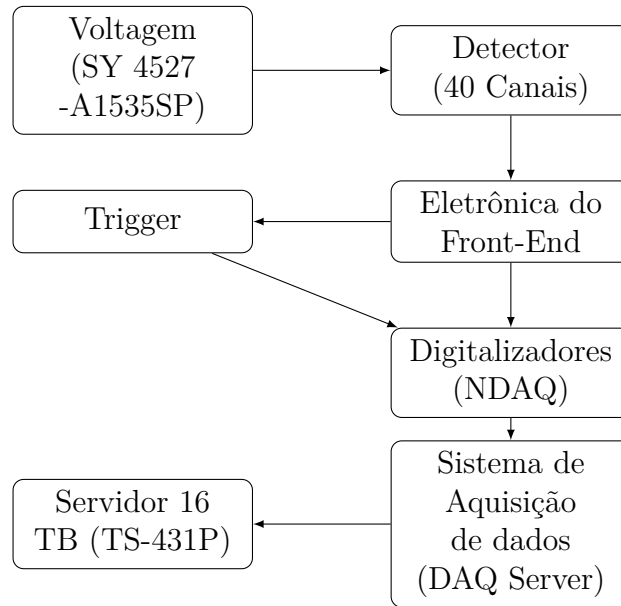


Figura 4.3: Visão geral do sistema eletrônico de aquisição de dados instalado na usina nuclear.

### Eletrônica do Front-End

O sistema eletrônico de *front-end* foi desenvolvido no intuito de condicionar os sinais de saída das PMTs para a eletrônica de digitalização (módulos NDAQ) e para informar quais canais foram acionados no sistema de acionamento. Cinco placas front-end (FEB) são usadas no experimento, cada uma com oito canais independentes. Cada canal da FEB é composto por um circuito de amplificação de quatro estágios, um circuito discriminador e um sistema de controle. O primeiro prepara o sinal para o digitalizador, a saída do segundo é entregue ao sistema de acionamento e o último permite o ajuste remoto do deslocamento do sinal analógico e do limiar do circuito discriminador de acordo com os requisitos do experimento. Portanto, cada canal oferece dois sinais de saída: um sinal analógico (ASIG) e um discriminado (DSIG).

A sensibilidade do front-end vale  $71,5 \pm 0,9$  mV (valor de pico do sinal de saída) por fotoelétron e começa a saturar após atingir uma amplitude do pico de saída de 1,4 Volts, sendo assim, cada canal pode processar até 20 fotoelétrons sem perda de linearidade.

### Digitalizadores de Sinal

Após serem amplificados e configurados pelo front-end, os sinais do detector precisam ser digitalizados e quem fica responsável por essa tarefa é um sistema baseado em VME, que é acionado toda vez que recebe um pulso de disparo. O sistema é composto por cinco placas digitalizadoras conhecidas como NDAQ, todas desenvolvidas no CBPF, um módulo comercial de placa única, modelo MVME3100 (Artesyn Embedded Technologies), onde fica hospedado um programa em C, que durante a coleta de dados controla e lê as

placas digitalizadoras, e um módulo Fan-In Fan-Out, modelo V976 (CAEN), responsável por distribuir o pulso do gatilho digital proveniente do sistema Trigger para os cinco módulos NDAQ.

## **Trigger**

Na ocorrência de um evento, os sinais de saídas front-end são digitalizados pelos módulos NDAQ e enviados para um circuito baseado em duas memórias FIFO conectadas em série. Se o evento for selecionado pelo sistema de trigger, tais dados são transferidos para uma unidade de armazenamento de dados para análise futura.

O Trigger do experimento é baseado em dois componentes principais: uma placa de desenvolvimento Altera DE-2 e um Raspberry Pi 1 Model B. A placa de desenvolvimento é a placa principal desse sistema e possui uma FPGA Altera Cyclone II com capacidade de processar sinais rápidos em uma lógica programável. O Raspberry Pi possui capacidade de leitura e gravação de registradores da FPGA via SPI, no qual controla e monitora o sistema de trigger.

# Capítulo 5

## Simulação de Eventos no Detector

Neste capítulo é descrito como foi feita a simulação computacional de partículas interagindo no detector do Projeto Neutrinos Angra. Tal simulação foi desenvolvida em ambiente Linux, utilizando as bibliotecas do GEANT4 e ROOT que são baseadas em C++. A simulação é de fundamental importância para o experimento, visto que os dados obtidos computacionalmente servem como base de comparação para os dados reais obtidos no experimento.

### GEANT4

O GEANT4 (GEometry ANd Tracking) é um pacote de ferramentas para a simulação de partículas pela matéria. É composto de classes escritas em C++, uma linguagem orientada a objetos. Com o GEANT4 é possível simular a resposta de um detector a passagem de partículas e otimizar sua configuração. É desenvolvido por uma colaboração internacional de diversos institutos, envolvendo mais de 400 desenvolvedores.

### ROOT

ROOT é uma estrutura para processamento de dados baseada em C++. Desenvolvida no Centro de Pesquisas de Altas Energias (CERN), é uma ferramenta computacional utilizada em várias áreas da física experimental. É muito utilizado para análises estatísticas sofisticadas, cálculo diferencial, integral e numérico; possuindo várias opções de utilização: geração de distribuições aleatórias, histogramas, gráficos de funções de dados em 2 e 3 dimensões, ajuste de curvas e distribuições de pontos discretos e outras.

## 5.1 Simulação de Eventos

A simulação é um processo que consiste em projetar um modelo computacional de um sistema real e realizar experiências com este modelo com o propósito de entender e avaliar estratégias para sua operação. Simulações e testes abordando a geometria do

detector do Experimento Neutrinos Angra já foram realizados em trabalhos passados ([9], [27]) e atestou a fidelidade do modelo virtual para com o modelo real, sendo assim, as simulações realizadas neste trabalho já levam isto em conta. Para o Experimento Neutrinos Angra foram simulados eventos de partículas (elétrons e pósitrons) interagindo com o material do detector. Os resultados obtidos nestas simulações serão usados como parâmetro de corte para a análise dos dados reais.

Antes de mostrar os resultados das simulações é preciso entender a nomenclatura usada no processo virtual e em como podemos relaciona-la com os resultados reais obtidos pelo sistema de aquisição de dados do detector.

- **Evento:** interações no interior do detector. Pode ser uma interação de um anti-neutrino via decaimento beta, de elétrons ou pósitrons interagindo com a matéria e etc.
- **Fotoelétron:** quando um fóton de Cherenkov com energia suficiente para arrancar do material da PMT um elétron por efeito Compton, nomeamos esse elétron de fotoelétron.
- **Hit:** hit ou um sinal representa como o sistema de aquisição de dados (NDAQ) observa o antineutrino. Quando o pósitron oriundo do decaimento beta inverso emite radiação Cherenkov no detector, existe a possibilidade (dada pela eficiência quântica da PMT) do fóton de Cherenkov atingir a PMT e produzir um fotoelétron. Este provável fotoelétron é amplificado pelo circuito analógico das PMT's e digitalizado em um pulso pelo circuito da eletrônica de front-end, ou seja, um hit é um fotoelétron que passou pelo filtro de eficiência quântica da PMT e foi reconstruído pelo circuito digitalizador do detector.

### 5.1.1 Elétrons e Pósitrons no Centro do Detector

A primeira parte da simulação foi realizada simulando 10.000 eventos de elétrons e pósitrons com momentos aleatórios saindo da posição  $(x,y,z)=(0,0,0)$ , o centro do detector (nomeados aqui de *Stopping Electrons* e *Stopping Positrons*). As energias cinéticas das partículas variavam de 0.0001 GeV até 0.010 GeV.

As partículas geradas interagem no target e podem ou não produzir um hit. Os histogramas abaixo ilustram esta relação. O eixo horizontal (nhits) indica a quantidade de hits e o eixo vertical (PMT) a multiplicidade das PMT, ou seja quantas PMT's foram atingidas por um fóton de Cherenkov e conseqüentemente produziram um hit.

É importante lembrar que o eixo vertical não indica qual PMT foi atingida, mas sim quantas foram atingidas. Por exemplo, no gráfico com energia cinética de 0.010 GeV (5.2) a maioria do pontos então concentrados na linha de valor próximo ao 32, isso não significa que a PMT 32 foi onde mais ocorreu a produção de fotoelétrons mas sim que

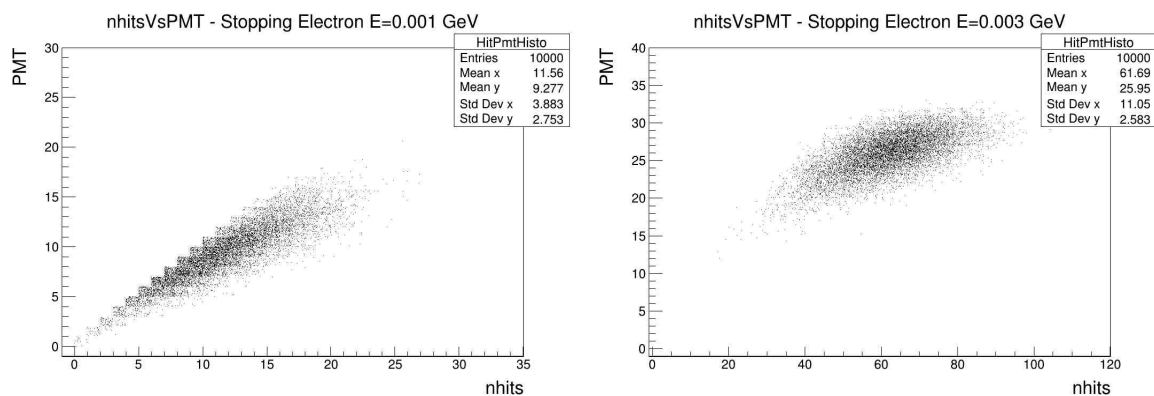


Figura 5.1: Elétrons gerados no centro do detector. Número de hits (eixo horizontal) pelo número de PMT's (eixo vertical) atingidas. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV.

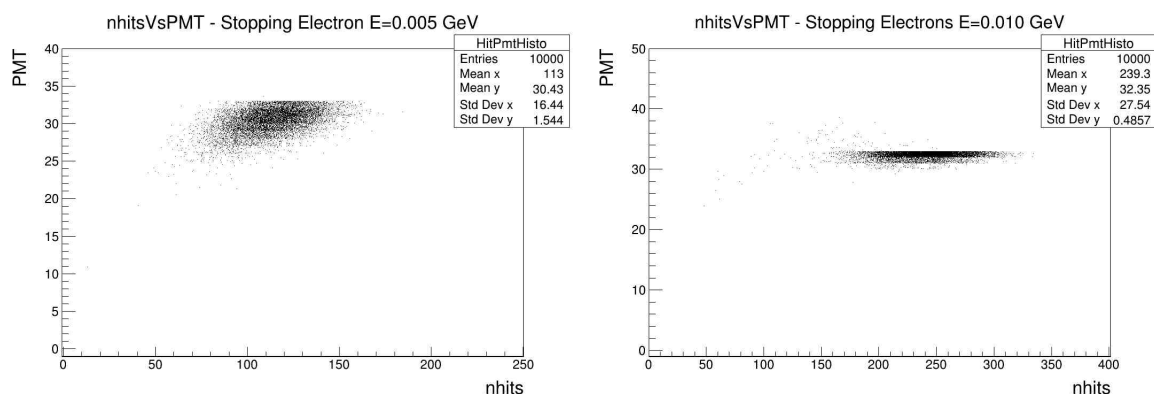


Figura 5.2: Elétrons gerados no centro do detector. Número de hits (eixo horizontal) pelo número de PMT's (eixo vertical) atingidas. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV.

todas as PMT's do target foram atingidas e geraram hits. É possível notar que para as maiores energias, algumas PMT's localizadas fora do target também foram acionadas. Nos gráficos isso aparece como pontos do eixo vertical com valor acima de 32. As figuras 5.3 e 5.4 ilustram o mesmo caso mas agora levando em conta os pósitrons.

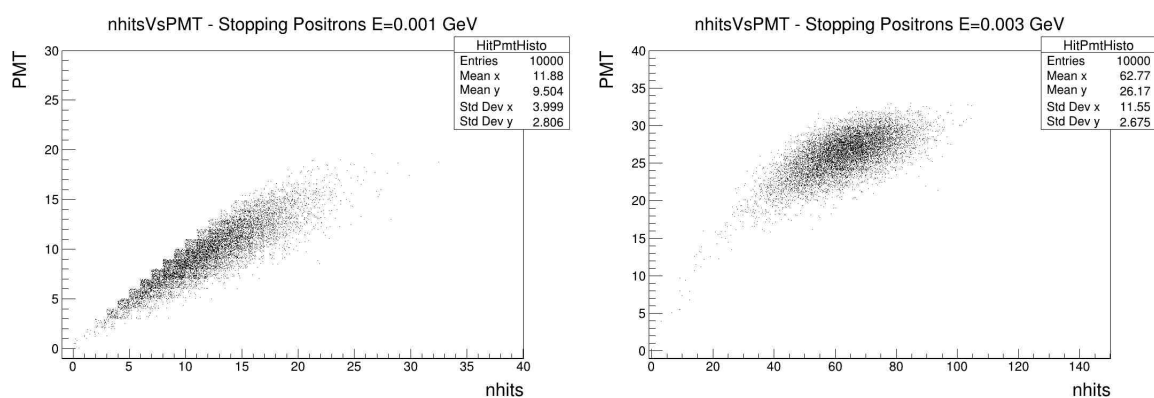


Figura 5.3: Pósitrons gerados no centro do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV.

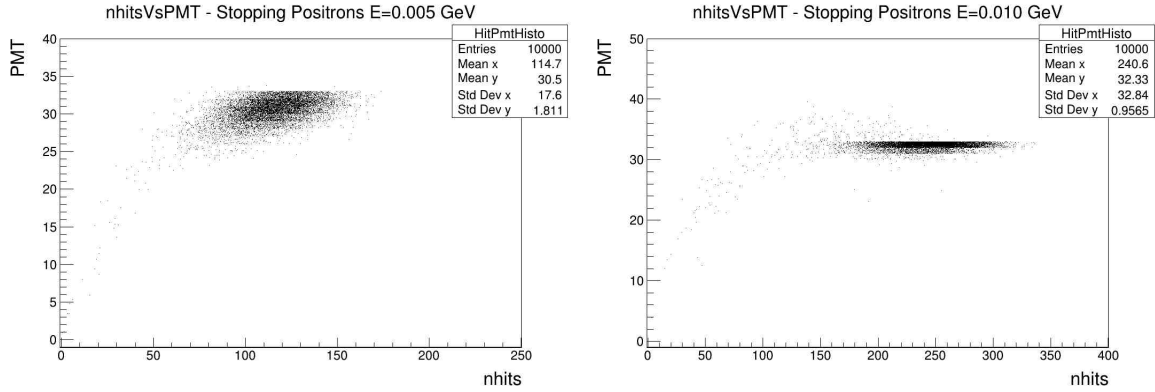


Figura 5.4: Pósitrons gerados no centro do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV.

As tabelas 5.1 e 5.2 resumem os valores médios correspondentes à nhits e número de PMT's. É possível notar que os valores médios dos *Stopping Positrons* estão ligeiramente acima dos *Stopping Electrons*. Isso porque o pósitron ao passar pela matéria com energia cinética suficiente<sup>1</sup>, emite radiação Cherenkov e ao aniquilar-se com um elétron produz dois fótons que podem, por efeito Compton, interagir com um elétron do meio e conseqüentemente esse elétron pode emitir radiação Chrenkov, ou seja, o pósitron possui dois caminhos para a produção de radiação Cherenkov.

Tabela 5.1: Valores médios correspondentes à Stopping Electrons.

Energia (GeV)	Valores Médios	
	nhits	PMT
0.001	11,56	9,277
0.003	61,69	25,95
0.005	113,00	30,43
0.010	239,30	32,35

### 5.1.2 Elétrons e Pósitrons em Posições Aleatórias

A segunda parte da simulação foi feita gerando 10.000 eventos de elétrons e pósitrons com momento aleatório, mas diferente do primeiro caso, agora as partículas são geradas em posições aleatórias no target do detector (*Random Electron* e *Random Positron*). As energias cinéticas das partículas variavam de 0.0001 GeV até 0.010 GeV.

As figuras 5.7 e 5.8 correspondem à número de hits por multiplicidade das PMT's para a simulação com pósitrons.

<sup>1</sup>Consultar Apêndice A.

Tabela 5.2: Valores médios correspondentes à Stopping Positrons.

Valores Médios		
Energia (GeV)	nhits	PMT
0.001	11,88	9,504
0.003	62,77	26,17
0.005	114,70	30,50
0.010	240,60	32,33

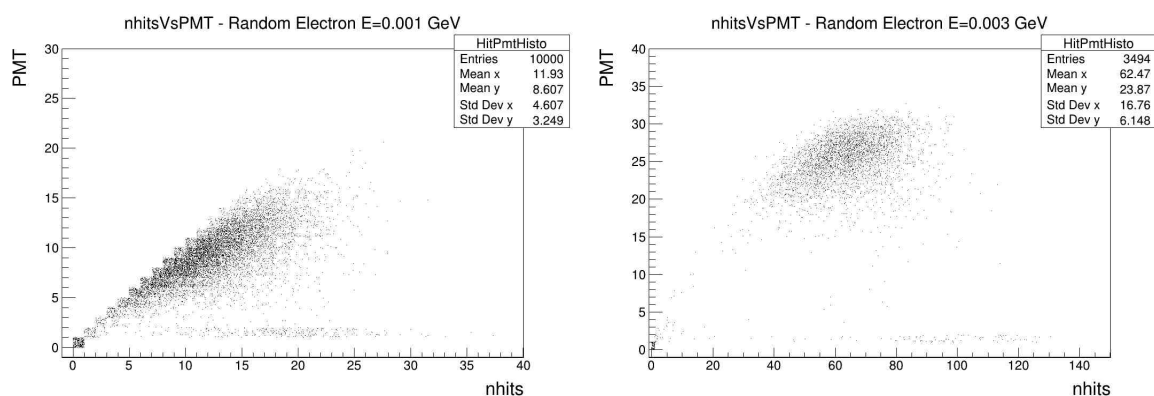


Figura 5.5: Elétrons gerados em posições aleatórias no target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV.

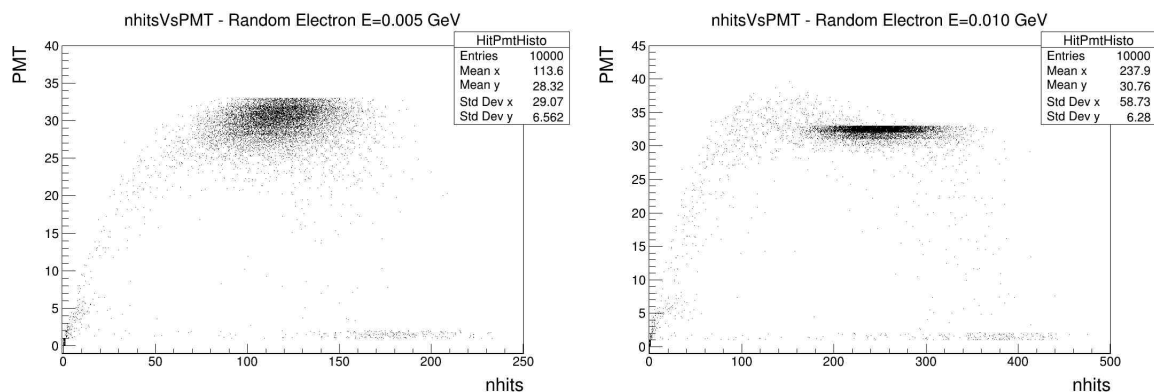


Figura 5.6: Elétrons gerados em posições aleatórias no target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV.

É importante notar algumas diferenças entre os dois casos simulados. No caso de *Random* partículas, os pontos no histograma estão um pouco mais dispersos, mesmo assim, ainda é possível notar uma concentração maior de pontos em torno da linha de valor 32 do eixo vertical, correspondente às 32 PMT's do alvo. As tabelas 5.3 e 5.4 resumem os valores médios presentes nos gráficos, e mais uma vez nota-se que os valores para *Random Positrons* são ligeiramente maiores que os *Random Electrons*. A explicação para isso foi

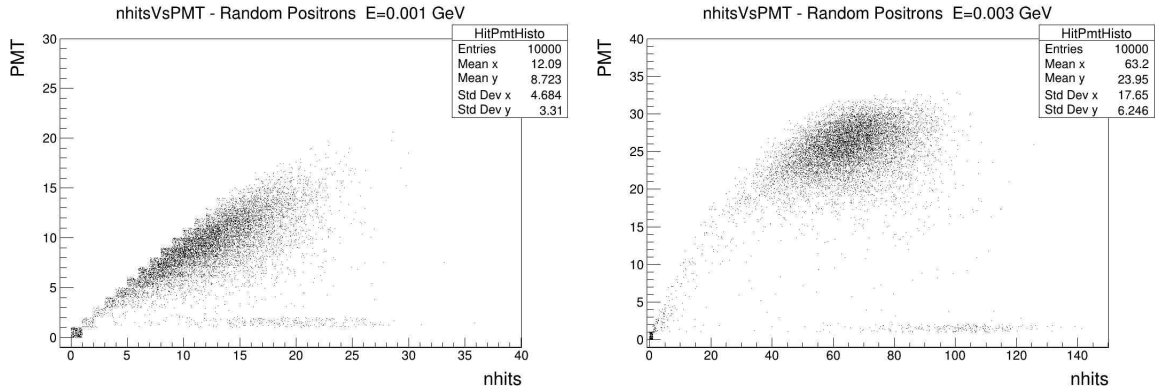


Figura 5.7: Pósitrons gerados em posições aleatórias no target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV.

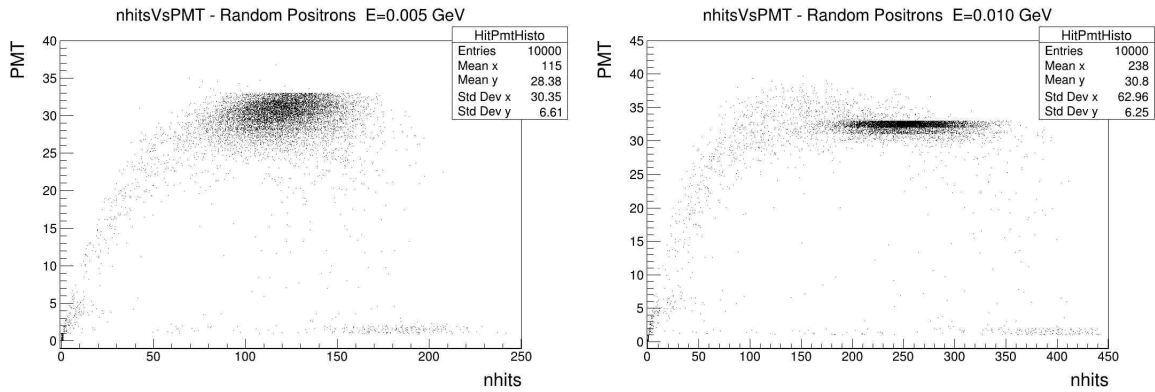


Figura 5.8: Pósitrons gerados em posições aleatórias no target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV.

dada na seção anterior.

Tabela 5.3: Valores médios correspondentes à Random Electrons.

Valores Médios		
Energia (GeV)	nhits	PMT
0.001	11,93	8,607
0.003	62,47	23,87
0.005	113,60	28,32
0.010	237,90	30,76

Nestes dois casos simulados, os resultados irão auxiliar na busca por parâmetros de corte na energia dos dados obtidos experimentalmente.

Tabela 5.4: Valores médios correspondentes à Random Positrons.

Valores Médios		
Energia (GeV)	nhits	PMT
0.001	12,09	8,723
0.003	63,20	23,95
0.005	115,00	28,38
0.010	238,10	30,79

## 5.2 Definição de um Volume Fiducial

Nos dois casos anteriores (*Stopping* e *Random*), o volume do target usado na simulação era o volume total do alvo. Para definir um volume fiducial, volume este que nos dará respostas confiáveis de onde é mais provável encontrar as interações de partículas provenientes do decaimento beta inverso, foi feita alterações nas medidas do target. No primeiro caso, a simulação foi feita usando apenas 25% do volume do alvo e no segundo caso, a redução foi de 50%. Nestas simulações só foram levados em conta os pósitrons, devido a partícula ser um dos produtos da interação do decaimento beta inverso.

### 5.2.1 Simulação em 25% do Volume do Target

Neste primeiro caso, o volume foi reduzido de 100% para 25%, ou seja, pegamos apenas uma parte do detector e realizamos a simulação com pósitrons. Neste caso, utilizamos apenas partículas geradas em posições aleatórias. Os resultados podem ser observados nas figuras 5.9 e 5.10.

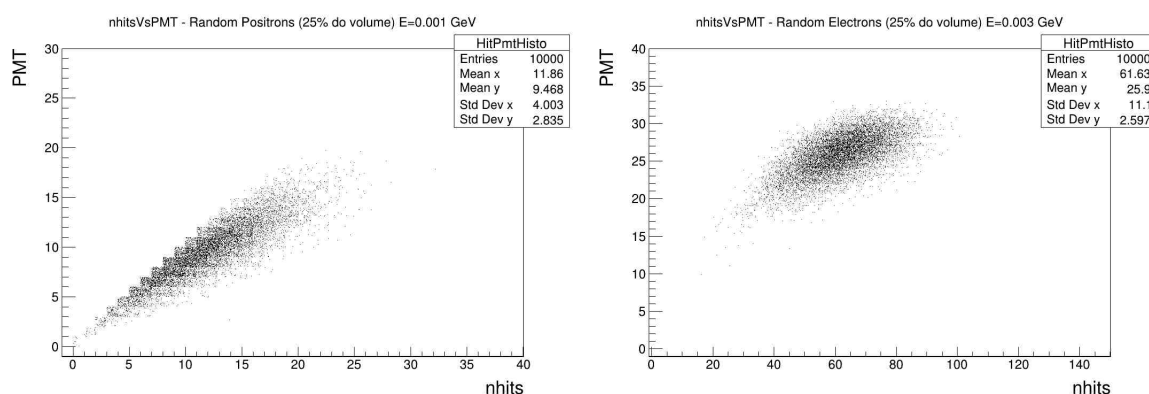


Figura 5.9: Pósitrons gerados em posições aleatórias em 25% target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV.

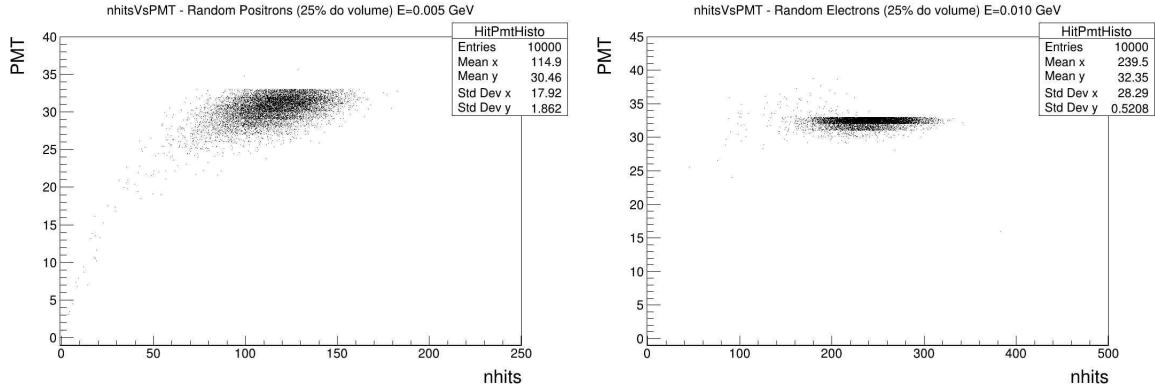


Figura 5.10: Pósitrons gerados em posições aleatórias em 25% target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV.

### 5.2.2 Simulação em 50% do Volume do Target

Neste caso, assim como na seção anterior, o volume do target sofreu alterações. Os pósitrons foram geradas aleatoriamente em apenas 50% do volume total. Os resultados podem ser observados nas figuras 5.11 e 5.12.

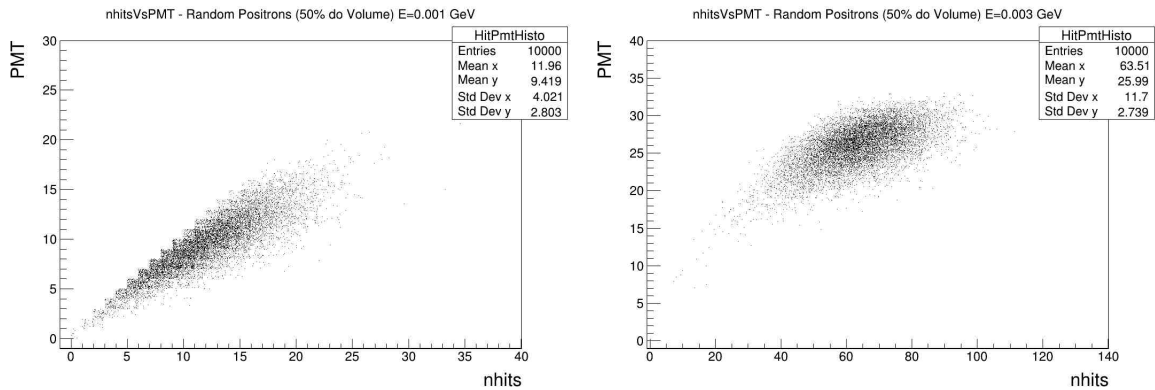


Figura 5.11: Pósitrons gerados em posições aleatórias em 50% target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.001 GeV e o segundo para energia de 0.003 GeV.

No intuito de comparar os dois casos, a tabela 5.5 mostra os valores médios de número de hits e multiplicidade das PMT's.

Os resultados da simulação em 50% do volume do detector nos apresenta resultados interessantes para determinar o volume fiducial desejado. Os valores médios de hits, neste caso, é maior que os valores médios da simulação em 25% do volume do detector e também maior que os valores médios produzidos pelas partículas geradas em 100% do detector (tabelas 5.3 e 5.4). Isto significa que analisar interações de partículas em apenas metade do alvo não nos dará perda de informações, pelo contrário, aumentará as chances de detectar interações provenientes do decaimento beta inverso.

A justificativa para que o número médio de hits em 50% do detector seja maior que

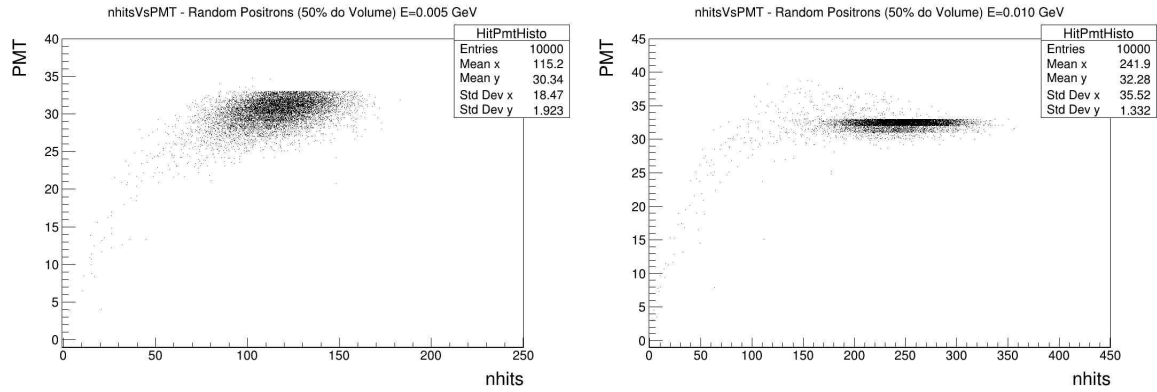


Figura 5.12: Pósitrons gerados em posições aleatórias em 50% target do detector. O primeiro histograma corresponde a energia cinética de 0.005 GeV e o segundo para energia de 0.010 GeV.

Tabela 5.5: Valores médios correspondentes à pósitrons com alterações no volume de 25% e 50%.

Energia (GeV)	25% do volume		50% do volume	
	nhits	PMT	nhits	PMT
0.001	11,86	9,46	11,96	9,41
0.003	62,94	26,14	63,51	25,99
0.005	114,90	30,46	115,20	30,34
0.010	240,60	32,32	241,90	32,28

em 100% do detector, pode ser entendida se levarmos em conta que no volume total do target a partícula pode sofrer com mais processos de espalhamento, perdendo sua energia e ficando incapaz de gerar fótons de Cherenkov.

# Conclusões

Neste trabalho foram realizadas diversas simulações no detector do Experimento Neutrinos Angra, a fim de observar como acontece as interações das partículas com o alvo do detector. No primeiro caso, foram simulados 10.000 eventos de partículas, elétrons e pósitrons, com momento aleatório, saindo do centro do detector, chamados aqui de *Stopping Electrons* e *Stopping Positrons*. No segundo caso simulado, foram gerados 10.000 eventos de elétrons e pósitrons, com momento aleatório, saindo de posições aleatórias do detector, chamados aqui de *Random Electrons* e *Random Positrons*. As energias cinéticas das partículas nos dois casos variavam de 0.0001 GeV até 0.010 GeV. Pelos histogramas apresentados é possível notar que a medida que a energia aumenta o número de PMT's atingidas também aumenta, chegando à uma linha de saturação próximo ao valor 32 do eixo vertical. O alvo contém 32 PMT's, distribuídas igualmente na parte superior e inferior, sendo assim, pela simulação é possível ver que todas as PMT's foram atingidas. Os valores médios de hits nas duas simulações são valores consideráveis, mostrando assim que o detector funciona e está apto a detectar interações de antineutrinos. Os resultados obtidos com estas simulações serem usados para calibrações dos dados obtidos experimentalmente.

No intuito de obter um volume fiducial do alvo do detector, foram feitas alterações no volume do target. No primeiro caso, a simulação foi feita gerando pósitrons em apenas 25% do volume total, e no segundo caso, utilizando apenas 50% do volume. Em ambas as simulações, as partículas possuíam momento aleatório e foram geradas em posições aleatórias no detector. As energias cinéticas variavam de 0.001 GeV até 0.010 GeV. Pelas tabelas e histogramas apresentados, podemos ver que a simulação realizada em 50% do volume total do target apresenta um número médio de hits maior do que a simulação com 25% do volume, e até mesmo valores médios maiores que o da simulação feita com volume total do detector. Sendo assim, a utilização de apenas metade do volume do detector para análise dos dados obtidos experimentalmente não nos dá perda de informação, pelo contrário, o volume menor pode conter menos contaminação de ruídos indesejados.

# Apêndice A

## Efeito Cherenkov

Quando uma partícula carregada viaja através de um meio transparente a uma velocidade maior que a velocidade da luz nesse meio, fótons de Cherenkov são produzidos nesse meio. O meio pode ser um gás, líquido ou sólido. Estes fótons possuem esse nome em homenagem ao físico russo Pavel A. Čerenkov pela descoberta deste efeito e por suas pesquisas para medir propriedades da radiação. Pavel recebeu o prêmio Nobel de Física em 1958 por seu rigoroso trabalho. As primeiras menções à este tipo de radiação ocorreram em 1888 com as previsões teóricas feitas por Oliver Heaviside, mas foram esquecidas e só depois descobertas por Cherenkov e interpretadas por Il'ja Frank e Igor Tamn (1937). Frank e Tamn que compartilharam o prêmio Nobel com Cherenkov, são responsáveis por grande parte do trabalho teórico que foi usado para entender o fenômeno.

A emissão de fótons de Cherenkov é o resultado da polarização dos átomos ao longo do caminho de deslocamento da partícula carregada com a emissão de radiação eletromagnética quando as moléculas polarizadas retornam ao seu estado original. A radiação consiste de um espectro contínuo de comprimentos de onda que se estende da região UV ( $10^{-8}$  m) até a região do azul do espectro visível (aproximadamente  $420 \text{ nm}$ ). A passagem destas partículas carregadas por um meio transparente gera o que chamamos de frente de onda eletromagnética (figura A.1), que é análoga à onda de choque acústico ou à explosão sônica criada por aeronaves supersônicas.

A condição de limiar para a produção de radiação Cherenkov em meios transparentes é dada por

$$\beta n = 1, \tag{A.1}$$

onde  $\beta$  é a velocidade de fase da partícula, que é, a velocidade da partícula dividida pela velocidade da luz no vácuo e,  $n$  é o índice de refração do meio. Apenas partículas carregadas que possuem

$$\beta > \frac{1}{n}, \tag{A.2}$$

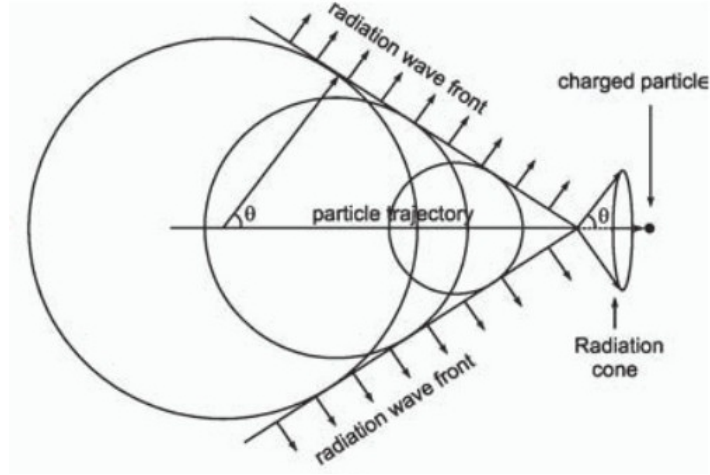


Figura A.1: Uma partícula carregada viajando em um meio transparente com uma velocidade maior que a velocidade da luz em tal meio. A partícula carregada produz uma frente de onda cônica de radiação Cherenkov. Os fótons são emitidos com um ângulo  $\theta$  em relação a trajetória da partícula [20].

podem produzir radiação Cherenkov em meios transparentes. Utilizando a relação de energia-massa ( $E = \gamma mc^2$ ), podemos mostrar que a velocidade de fase da partícula depende da sua energia cinética. Sendo assim, temos

$$E = K + mc^2, \quad (\text{A.3})$$

onde  $K$  é a energia cinética da partícula,  $m$  é a massa da partícula e  $c$  a velocidade da luz no vácuo ( $c=2,99 \times 10^8$  m/s). Substituindo  $E$  temos

$$\gamma mc^2 = K + mc^2, \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} mc^2 = K + mc^2. \quad (\text{A.5})$$

Isolando  $\beta$  em termos da energia cinética, obtemos a seguinte relação

$$\beta = \left[ 1 - \left( \frac{1}{(K/mc^2) + 1} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (\text{A.6})$$

A velocidade de fase da partícula é um fator crítico para a produção de fótons de Cherenkov em um dado meio com índice de refração  $n$ , isto é, a radiação Cherenkov ocorrerá quando a relação (A.2) for satisfeita. Consequentemente, a energia cinética da partícula também é um fator crítico, assim a partícula para produzir fótons de Cherenkov deve possuir uma energia cinética mínima no meio. O valor deste limiar pode ser obtido isolando  $K$  na relação (A.5), e usando que  $\beta = 1/n$ , sendo assim, temos

$$K_{Th} = mc^2 \left[ \frac{1}{(1 - 1/n^2)^{1/2}} - 1 \right], \quad (A.7)$$

onde  $K_{Th}$  é o limiar de energia cinética necessária para produzir radiação Cherenkov. Podemos utilizar a relação (A.7) para obter o limiar de energia cinética para o elétron e o próton na água. A massa do elétron vale  $0.511 \text{ MeV}/c^2$ , a massa do próton vale  $938.27 \text{ MeV}/c^2$  e o índice de refração da água é 1,33, substituindo os valores temos

$$K_{Th,e} = 0.511 \left[ \frac{1}{(1 - 1/(1,33)^2)^{1/2}} - 1 \right] = 0,264 \text{ MeV} \quad (A.8)$$

$$K_{Th,p} = 938,27 \left[ \frac{1}{(1 - 1/(1,33)^2)^{1/2}} - 1 \right] \simeq 484,85 \text{ MeV}. \quad (A.9)$$

Sendo assim, o elétron (próton) para produzir radiação Cherenkov na água precisa ter uma energia cinética de no mínimo  $0.264 \text{ MeV}$  ( $484,85 \text{ MeV}$ ).

A radiação Cherenkov não é emitida em todas as direções, mas sim como um cone com ângulo  $\theta$  em relação a trajetória da partícula. Considerando um partícula carregada deslocando-se com uma velocidade  $\beta c$  e a frente de onda de radiação deslocando-se com uma velocidade  $c/n$ , de acordo com a figura A.2, o ângulo  $\theta$  é definido pela equação

$$\cos \theta = \frac{S_f}{S_p} = \frac{(c/n)\Delta t}{\beta c \Delta t}, \quad (A.10)$$

onde  $S_f$  é o deslocamento da frente de radiação no meio,  $S_p$  é o deslocamento da partícula carregada no meio e  $\Delta t$  é o intervalo de tempo. Da equação (A.10) nós obtemos a expressão

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (A.11)$$

Quando  $\beta = 1/n$ , o  $\cos \theta \rightarrow 1$ , e  $\theta \rightarrow 0$ . Esta é a condição de limiar para a produção de fótons de Cherenkov, a partícula carregada possui uma energia em que a radiação ainda está para ser produzida. Quando  $\beta > 1/n$ , a partícula carregada possui energia e velocidade suficientes para a produção de fótons de Cherenkov, que são emitidos na direção da partícula em um ângulo  $\theta$  de acordo com a equação (A.11).

O ângulo máximo de emissão de um fóton de Cherenkov produzido por uma partícula carregada em qualquer meio transparente ocorre quando a partícula possui uma energia alta até o ponto em que  $\beta$  na equação (A.6) se aproxime de 1, ou seja, se  $\beta \rightarrow 1$ , o ângulo máximo é dado por

$$\cos \theta = \left( \frac{1}{n} \right) \quad (A.12)$$

$$\theta_{\max} = \arccos \left( \frac{1}{n} \right). \quad (A.13)$$

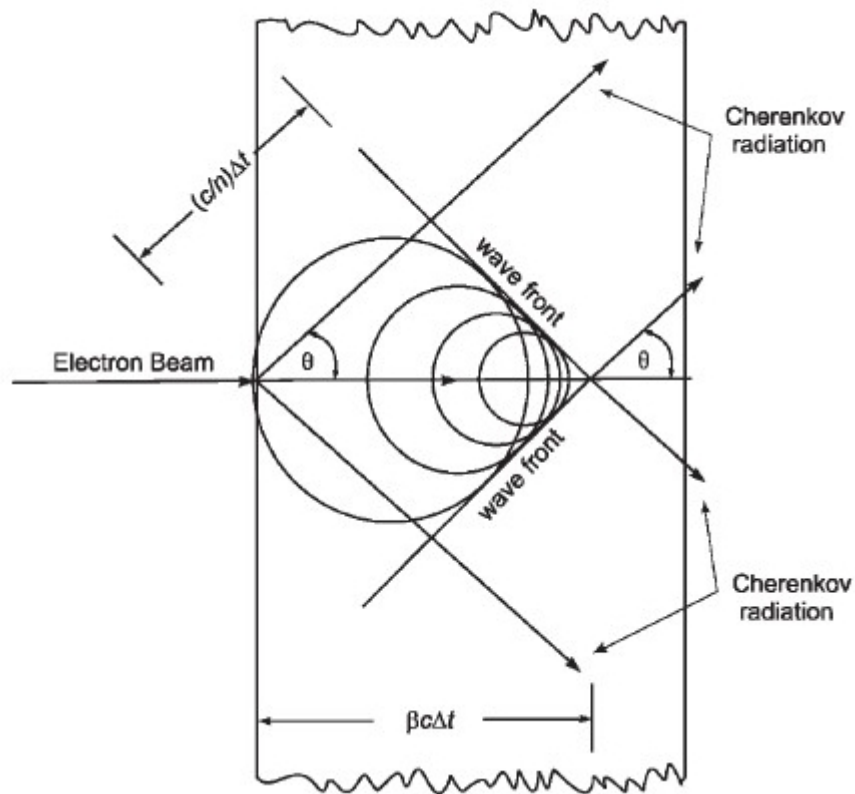


Figura A.2: Produção de fótons de Cherenkov em um meio transparente. Um partícula carregada viaja horizontalmente com velocidade  $\beta c$  e a frente de onda viaja com uma velocidade  $c/n$  [20].

Se considerarmos o caso da água, onde o índice de refração  $n=1,33$ , o ângulo máximo possível para emissão de fótons de Cherenkov pode ser calculado como

$$\theta_{\max} = \arccos\left(\frac{1}{1,33}\right) \simeq 41^\circ. \quad (\text{A.14})$$

## REFERÊNCIAS

- [1] ADELBERGER, E. G. Solar fusion cross sections. ii. the  $pp$  chain and cno cycles. *Rev. Mod. Phys* 83 (2011), 195–245.
- [2] BERNSTEIN, A., BOWDEN, N., GOLDBLUM, B. L., HUBER, P., JOVANOVIĆ, I., AND MATTINGLY, J. Neutrino detectors as tools for nuclear security, 2019.
- [3] BOREXINO, C. First real time detection of Be7 solar neutrinos by Borexino. *Physics Letters B* 658, 4 (2008), 101–108.
- [4] BOREXINO, C. Neutrinos from the primary proton-proton fusion process in the Sun. *Nature* 512 (2014), 383–386.
- [5] BOREXINO, C. Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos. *Nature* 562 (2018), 505–510.
- [6] BOWDEN, N. S. Reactor monitoring and safeguards using antineutrino detectors. *Journal of Physics: Conference Series* 136, 2 (Nov 2008), 022008.
- [7] CLEVELAND, B. T., DAILY, T., DAVIS, R., DISTEL, J. R., LANDE, K., LEE, C. K., WILDENHAIN, P. S., AND ULLMAN, J. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.* 496 (1998), 505–526.
- [8] COWAN, C. L., AND REINES, F. The Reines-Cowan experiments: Detecting the Poltergeist. *Los Alamos Sci.* 25 (1997), 4–27.
- [9] DE FARIA RIBEIRO, M. A. *Validacao do Modelo Geometrico Coputacional do Experimento Neutrinos Angra*. PhD thesis, Universidade Federal de Alenas campus Pocos de Caldas, Setembro 2017.
- [10] Deep underground neutrino experiment (dune). website of fermi national accelerator laboratory, (<http://www.dunescience.org>).
- [11] EREDITATO, A. *The State of the Art of Neutrino Physics: A Tutorial for Graduate Students and Young Researchers*, vol. 28. World Scientific Publishing, 2018.
- [12] All things neutrino. website of fermi national accelerator laboratory, (<http://neutrinos.fnal.gov>).

- [13] Website of wikimedia commons, ([https://commons.wikimedia.org/wiki/file:standard model of elementary particles.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/file:standard_model_of_elementary_particles.svg)).
- [14] GIUNTI, C., AND KIM, C. W. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*, illustrated edition ed. Oxford University Press, USA, 2007.
- [15] GRIFFITHS, D. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, KGaA, Weinheim, 2008.
- [16] HUBER, P., AND SCHWETZ, T. Precision spectroscopy with reactor antineutrinos. *Phys. Rev. D* 70 (Sep 2004), 053011.
- [17] Icecube south pole neutrino observatory . website of national science foundation, (<https://icecube.wisc.edu>).
- [18] J.C.ANJOS, BARBOSA, A., FUNCHAL, R., GALVAO, R., GUEDES, G., GUZZO, M., KEMP, E., JR, H. L., MAGNIN, J., DA MOTTA, H., NUNOKAWA, H., PEPE, I., PERES, O., SHELLARD, R., SIMAO, F., AND VAZ, M. Detector de antineutrinos para monitorar a composicao do combustivel e potencia termica de reatores nucleares. In *Projeto NEUTRINOS-ANGRA* (2005).
- [19] KIM, Y. Non-proliferation and reactor monitoring. *Journal of Physics: Conference Series* 888 (sep 2017), 012010.
- [20] L'ANNUNZIATA, M. F. *Radioactivity: Introduction and History*, 1 ed. Elsevier Science, 2007.
- [21] LIMA JR, H., ALFONZO, J., ANJOS, J., CERNICCHIARO, G., CHIMENTI, P., COSTA, I., DIAS, M., FARIAS, P., FERNANDES JUNIOR, A., GUEDES, G., GOMEZ GONZALEZ, L. F., KEMP, E., LOPES, G., MARCELO, J., MIGLIORINI, M., NOBREGA, R., PEPE, I., RIBEIRO, D., SOUZA, D., AND TEIXEIRA, L. Neutrinos angra experiment: commissioning and first operational measurements. *Journal of Instrumentation* 14 (06 2019), P06010–P06010.
- [22] McDONALD, A. B. Nobel Lecture: The Sudbury Neutrino Observatory: Observation of flavor change for solar neutrinos. *Rev. Mod. Phys.* 88, 3 (2016), 030502.
- [23] MUELLER, T. A., LHUILLIER, D., FALLOT, M., LETOURNEAU, A., CORMON, S., FECHNER, M., GIOT, L., LASSERRE, T., MARTINO, J., MENTION, G., PORTA, A., AND YERMIA, F. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Physics Review* 83 (2011), 054615.
- [24] SERWAY, R. A., MOSES, C. J., AND MOYER, C. A. *Modern Physics*, third ed. Thomson. BROOKS/COLE, 2005.

- [25] SHIMIZU, I. Past and present experiments of geoneutrinos. *Physics Procedia* 61 (2015), 355 – 358. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013.
- [26] Short-baseline near detector (sbnd). website of fermi national accelerator laboratory, (<http://sbn-nd.fnal.gov/index.html>).
- [27] SOUZA, M. J. N. *Analise de Monte Carlo e Detectacao de Antineutrinos do Experimento Neutrinos Angra*. PhD thesis, Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas, Dezembro 2014.
- [28] SPIERING, C. Towards high-energy neutrino astronomy. A historical review. *European Physical Journal H* 37 (Aug. 2012), 515–565.