

Universidade Federal de Juiz de Fora
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica
Mestrado em Engenharia Elétrica

**SIMULAÇÃO DA INTERAÇÃO DE PARTÍCULAS NO
DETECTOR CENTRAL E DOS SINAIS ELÉTRICOS
GERADOS PELA ELETRÔNICA DE LEITURA NO
PROJETO NEUTRINOS ANGRA**

TIAGO ARAUJO ALVARENGA

Juiz de Fora
2013

**SIMULAÇÃO DA INTERAÇÃO DE PARTÍCULAS NO DETECTOR CENTRAL E
DOS SINAIS ELÉTRICOS GERADOS PELA ELETRÔNICA DE LEITURA NO
PROJETO NEUTRINOS ANGRA**

TIAGO ARAUJO ALVARENGA

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica, PPEE, da Universidade Federal de Juiz de Fora, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientadores: Rafael Antunes Nóbrega
Carlos Augusto Duque

Juiz de Fora
Agosto de 2013

**SIMULAÇÃO DA INTERAÇÃO DE PARTÍCULAS NO DETECTOR CENTRAL E
DOS SINAIS ELÉTRICOS GERADOS PELA ELETRÔNICA DE LEITURA NO
PROJETO NEUTRINOS ANGRA**

TIAGO ARAUJO ALVARENGA

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA
DE PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA ELÉTRICA (PPEE) DA
UNIVERSIDADE FEDERAL DE JUIZ DE FORA COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE
EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

Examinada por:

Prof. Rafael Antunes Nóbrega, Dr.

Prof. Carlos Augusto Duque, Dr.

Prof. Augusto Santiago Cerqueira, Dr.

Prof. Herman Pessoa Lima Júnior, Dr.

JUIZ DE FORA, MG – BRASIL
AGOSTO DE 2013

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de geração automática da Biblioteca Universitária da UFJF, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Araujo Alvarenga, Tiago.

SIMULAÇÃO DA INTERAÇÃO DE PARTÍCULAS NO DETECTOR CENTRAL E DOS SINAIS ELÉTRICOS GERADOS PELA ELETRÔNICA DE LEITURA NO PROJETO NEUTRINOS ANGRA / Tiago Araujo Alvarenga. -- 2013. 116 f.

Orientador: Rafael Antunes Nóbrega

Coorientador: Carlos Augusto Duque

Dissertação (mestrado acadêmico) - Universidade Federal de Juiz de Fora, Faculdade de Engenharia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, 2013.

1. Detector de neutrinos. 2. Projeto Neutrinos Angra. 3. Simulação de Interação de Partículas. 4. Simulação de Sinais Elétricos. 5. Método de Monte Carlo. I. Antunes Nóbrega, Rafael, orient. II. Duque, Carlos Augusto, coorient. III. Título.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer aos professores Augusto Santiago Cerqueira, Carlos Augusto Duque e Rafael Antunes Nóbrega do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Juiz de Fora pelo desempenho em minha formação.

Gostaria de agradecer ao prof. Rafael Antunes Nóbrega pelo trabalho de orientação, motivação, presença e pela sua amizade.

Aos amigos do LAPTEL, em especial aos envolvidos com o Projeto Neutrinos Angra: Tony, Flávia, José Antonio e ao Dhiogo.

Gostaria de agradecer à minha família por fazer parte deste trabalho me apoiando e propiciando todo um ambiente favorável. A minha namorada Edilene pelo seu amor, carinho e companheirismo.

Gostaria de agradecer a todos os professores da colaboração do Projeto Neutrinos Angra. Assim como a receptividade e disponibilidade desempenhadas pelos profs. João Carlos Costa dos Anjos (coordenador), Herman Pessoa Lima Júnior, Ernesto Kemp e em memória ao prof. Ademarlaudo França Barbosa.

Resumo da Dissertação apresentada ao PPEE/UFJF como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em (M.Sc.)

SIMULAÇÃO DA INTERAÇÃO DE PARTÍCULAS NO DETECTOR CENTRAL E DOS SINAIS ELÉTRICOS GERADOS PELA ELETRÔNICA DE LEITURA NO PROJETO NEUTRINOS ANGRA

TIAGO ARAUJO ALVARENGA

Agosto/2013

Orientadores: Rafael Antunes Nóbrega
Carlos Augusto Duque

Programa: Engenharia Elétrica

O Projeto Neutrinos Angra tem como objetivo o desenvolvimento de um detector compacto e de superfície, capaz de medir o fluxo de antineutrinos provenientes de reatores nucleares. Esta técnica possibilita o monitoramento da potência térmica instantânea dissipada de forma não invasiva e de maneira independente dos equipamentos de controle do reator. O projeto prevê a instalação deste detector a aproximadamente 25 m do núcleo do reator Angra II em Angra dos Reis - RJ, ao lado da cúpula externa do sistema de proteção, bem como de um laboratório de controle e aquisição do experimento.

O detector foi projetado para capturar fótons produzidos nos processos de interação de partículas em seu interior, principalmente por efeito Cherenkov. Os fótons gerados são convertidos em sinais elétricos através de tubos fotomultiplicadores. Os fótons capturados pelos tubos fotomultiplicadores produzem sinais elétricos que são amplificados e modelados pelo circuito de front-end. Após passarem pelo módulo de front-end os sinais são amostrados e digitalizados pelo módulo de aquisição do experimento NDAQ. O sinal digitalizado será então entregue a uma FPGA, onde poderá ser processado e armazenado em computadores locais.

Apresenta-se neste trabalho um programa que usa como técnica principal o Método de Monte Carlo para simular os principais processos de interação de partículas que ocorrerão no interior do detector alvo do Projeto Neutrinos Angra.

Esta simulação cobre desde as interações de partícula com a matéria, até o processo de digitalização dos sinais elétricos produzidos e da conversor analógico digital.

O simulador de interação de partículas e de sinais elétricos foram desenvolvidos com o intuito de ajudar na concepção e no entendimento do funcionamento do detector e dos resultados que serão obtidos, assim como na elaboração de algoritmos de estimação e de detecção dos eventos de antineutrinos eletrônico emitidos pelo reator nuclear.

Abstract of Dissertation presented to PPEE/UFJF as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

**SIMULATION OF PARTICLES INTERACTION IN THE CENTRAL DETECTOR
AND ELECTRICAL SIGNAL GENERATION THE READOUT ELECTRONICS
IN THE NEUTRINOS ANGRA PROJECT**

TIAGO ARAUJO ALVARENGA

August/2013

Advisors: Rafael Antunes Nóbrega

Carlos Augusto Duque

Department: Electrical Engineering

The Neutrinos Angra Project aims to develop a compact detector capable of measuring the antineutrinos flux coming from nuclear reactors. The detector is intended to work on the surface, at sea level. This measurement makes it possible to monitor the reactor's thermal power in a non-invasive way and independently of the reactor's control system. The project intends to install the detector to a distance of about 25 meters from the nuclear reactor's core. The detector and its acquisition and control systems will be placed just outside of the Angra II Reactor, located in the city of Angra dos Reis – RJ, Brazil, inside a container.

The detector has been designed to capture photons produced by Cherenkov effect. The detector will be equipped with a total of 48 Photomultipliers used to convert photons to electrical signals. Those signals will be amplified and shaped by a front-end circuitry before they are sent to the acquisition system of the experiment where they will be digitalized to be sent to a group of FPGAs. Once acquired by the FPGAs, the incoming signals can be further processed before being recorded into local computers.

This work presents a software which makes use of Monte Carlo Techniques to simulate the main interaction processes occurring inside the target detector of the experiment. The implemented simulation covers from the particles interaction with matter up to the digitalization process occurring just before delivering the electrical signals to FPGAs.

This software has been developed to help on the design conception of the detector and on understanding its operational characteristics in detail. The data

generated by this software will be available to be employed on the development of estimation and detection algorithms intended to select the antineutrinos events and to estimate their energy.

Sumário

Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xvi
Lista de Símbolos	xvii
Lista de Abreviaturas	xxi
1 Introdução	1
2 Projeto Neutrinos Angra	3
2.1 O Detector	3
2.1.1 Detector Alvo	4
2.1.2 Tubo Fotomultiplicador	4
2.1.3 Tanque de Blindagem	6
2.1.4 Sistema de Veto para Radiação Cósmica	7
3 Interação de Partículas e Radiação com a Matéria	9
3.1 Interação de Partículas com Carga Elétrica	9
3.2 Fórmula de Bethe-Bloch	10
3.3 Partículas Pesadas com Carga Elétrica	12
3.4 Partículas Leves com Carga Elétrica (Elétron e Pósitron)	12
3.5 Dependência na Energia (dE/dx)	13
3.6 Radiação Cherenkov	14
3.6.1 Ângulo de Emissão dos Fótons	15
3.6.2 Densidade de Fótons Emitidos	16
3.7 Interação dos Fótons	19
3.7.1 Efeito Fotoelétrico	20
3.7.2 Efeito Compton	21
3.7.3 Produção de Pares	22
3.8 Seção de Choque	23
3.8.1 O Coeficiente de Absorção Total	23

3.9	Interação de Nêutrons	25
3.10	Neutrinos	26
4	Simuladores	29
4.1	Propagação de Luz no Detector Central	30
4.1.1	Descrição	30
4.1.2	Resultados e Análises da Simulação	33
4.2	Interação de Partículas com o Detector Central	45
4.2.1	Parametrização dos processos de interação	45
4.2.2	Resultados e Análises da Simulação	56
4.3	Gerador de Sinal Elétrico	64
4.3.1	Aquisição de Dados	66
4.3.2	Resultados e Análises da Simulação	72
5	Conclusão	80
	Referências Bibliográficas	82
A	Publicações	87
B	Script MatLab: Taxa de Múons e Nêutrons	89
C	Tabelas: Resultados Propagação de Luz no Detector	91

Lista de Figuras

2.1	Detector central do Projeto Neutrinos Angra. Retirado da referência (MAGALHÃES e BARBOSA, 2011).	4
2.2	Sistema de fixação dos PMTs. Retirado da referência (MAGALHÃES e BARBOSA, 2011).	4
2.3	Foto do PMT R5912, da Hamamatsu. Retirado da referência (HAMAMATSU, 2008a).	5
2.4	Representação do processo de operação do tubo fotomultiplicador.	5
2.5	Ilustração dos sistemas de blindagem. Retirado da referência (MAGALHÃES e BARBOSA, 2011).	6
2.6	Sistema de veto externo. Retirado da referência (MAGALHÃES e BARBOSA, 2011).	7
2.7	Contêiner laboratório onde ficará instalado o Detector. Retirado da referência (MAGALHÃES e BARBOSA, 2011).	8
3.1	Comparação da Formula de Bethe-Bloch com e sem correção de densidade e correção orbital. Retirado da referência (LEO, 1993).	11
3.2	Perda de energia dE/dx em relação à variação da velocidade da partícula incidente. Retirado da referência (BICHSEL <i>et al.</i> , 2010).	14
3.3	Formula de Bethe-Bloch em função da energia de diferentes partículas. Retirado da referência (LEO, 1993).	14
3.4	Radiação Cherenkov. Retirado da referência (KNOLL, 2000).	15
3.5	Variação do ângulo de emissão de fótons na radiação Cherenkov.	16
3.6	Densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov para uma partícula com carga de módulo ($z = 1$).	17
3.7	Limite para a emissão da radiação Cherenkov no detector (água) em função de β e γ	18
3.8	Número de Fótons por unidade de comprimento de onda em função da velocidade relativa da partícula e o índice de refração do meio. Retirado da referência (GRUPEN <i>et al.</i> , 2008).	19
3.9	Representação do efeito Fotoelétrico.	21
3.10	Representação do efeito Compton.	21

3.11	Representação da Produção de Pares.	22
3.12	Seção de choque, em função da energia do fóton incidente, para a água. Retirado da referência (BERGER <i>et al.</i> , 1998).	25
3.13	Probabilidade da interação dos fótons nos três processos de interação (relativo ao número atômico do meio e a energia do fóton). Retirado da referência (GRUPEN <i>et al.</i> , 2008).	25
3.14	Representação do processo de aniquilação do par elétron pósitron. Retirado da referência (AHMED, 2007).	27
3.15	Representação do processo do decaimento beta inverso.	28
4.1	Painel do <i>software</i> desenvolvido no ROOT após uma simulação (esquerda) e detalhes de um evento (direita).	30
4.2	Tipos de reflexão considerados nos materiais constituintes das paredes do detector.	31
4.3	Tipos de alinhamento da parte superior e inferior do detector.	31
4.4	Superfícies geométricas analisadas.	31
4.5	Inclusão de PMTs nas laterais do detector central.	32
4.6	Geração de fótons na análise da propagação de luz.	32
4.7	Resultados da captura de fótons, com 10000 eventos gerados uniformemente dentro do detector e sem superfícies refletoras.	34
4.8	Média do número de reflexões versus o raio da superfície refletora para fótons de origem cósmica e interna.	35
4.9	Eventos capturados no grupo de PMTs <i>Bottom</i> em função da variação do raio superior da estrutura refletora.	35
4.10	Eventos capturados no grupo de PMTs <i>Top</i> em função da variação do raio superior da estrutura refletora.	36
4.11	Eventos capturados no grupo de PMTs <i>Bottom</i> para raios de origem cósmica.	36
4.12	Eficiência versus raio das superfícies refletoras	37
4.13	Eficiência na captura de fótons de origem interna.	37
4.14	Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme.	38
4.15	Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular $\cos^2\theta$	38
4.16	Eficiência na captura de fótons de origem interna, para o grupo de PMT <i>Bottom</i> , <i>Top</i> e <i>Side</i>	39
4.17	Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme, para o grupo de PMT <i>Bottom</i> , <i>Top</i> e <i>Side</i>	39

4.18	Eficiência na captura de fótons de origem cósmica, com distribuição angular $\cos^2\theta$, para o grupo de PMT <i>Bottom</i> , <i>Top</i> e <i>Side</i>	40
4.19	Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme, para o grupo de PMT <i>Bottom</i> e <i>Top</i>	41
4.20	Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular $\cos^2\theta$, para o grupo de PMT <i>Bottom</i> e <i>Top</i>	41
4.21	Eficiência na captura de fótons de origem interna.	42
4.22	Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme.	42
4.23	Eficiência na captura de fótons de cósmico com distribuição angular $\cos^2\theta$	43
4.24	Eficiência na captura de fótons de origem interna.	43
4.25	Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme.	44
4.26	Eficiência na captura de fótons de cósmico com distribuição angular $\cos^2\theta$	44
4.27	Espectro de energia para múons cósmicos ao nível do mar para dois ângulos de incidência 0° (\blacklozenge , \blacksquare , \blacktriangle , \blacktriangledown , \times , $+$, \circ , \bullet) e 75° (\blacklozenge). Retirado da referência (BERINGER <i>et al.</i> , 2012).	49
4.28	Processos de interação para os múons cósmicos.	50
4.29	Processos de interação para raios gama.	51
4.30	Espectro de energia para antineutrino emitidos do reator (FERNANDO, 2009).	52
4.31	Espectro de energia para antineutrino e pósitron do decaimento beta inverso.	52
4.32	Formula de Bethe-Bloch para Elétrons e Pósitrons.	53
4.33	Ângulo e densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov de pósitrons.	54
4.34	Ângulo e densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov de elétrons.	54
4.35	Processo de interação provenientes do decaimento beta inverso.	55
4.36	Distribuição temporal de múons e dos respectivos fótons emitidos.	56
4.37	Distribuição de <i>hits</i> para os PMTs do detector central.	57
4.38	Distribuição de fótons pela trajetória do múon.	58
4.39	Tempo e distância por fóton no interior do detector central.	58
4.40	Distribuição temporal de nêutron e dos respectivos fótons emitidos.	59
4.41	Distribuição de <i>hits</i> por PMT individual e por grupo.	59
4.42	Distribuição de energia dos raios gama liberados no processo de captura radioativa do nêutron.	60

4.43	Distribuições de tempo e distância por fóton.	60
4.44	Distribuição temporal dos eventos de antineutrino e dos fótons emitidos.	61
4.45	Distribuição de <i>hits</i> por PMT individual e por grupo.	61
4.46	Propagação dos fótons no interior do detector.	62
4.47	Energia dos antineutrinos e dos pósitrons gerados no decaimento beta inverso.	62
4.48	Distribuição do número de fótons por (e^-/e^+) gerados no decaimento beta inverso.	63
4.49	Número de fótons em função da energia inicial do pósitron.	63
4.50	Distribuição temporal entre o sinal do pósitron e o do nêutron.	64
4.51	Energia dos raios gama liberados na captura radioativa do nêutron.	64
4.52	Sistema de aquisição dos sinais de saída do PMT.	65
4.53	Histogramas de posição dos picos nos sinais coletados.	67
4.54	Distribuição das amplitudes do sinal e do ruído na saída do PMT.	67
4.55	Forma do sinal na saída do PMT.	68
4.56	Distribuição das amplitudes do sinal e do ruído na saída do <i>Front-End</i>	68
4.57	Forma de onda do sinal na saída do circuito de <i>Front-End</i> (normalizada).	69
4.58	Processos para a geração dos sinais elétricos na saída dos PMTs e do <i>Front-End</i>	70
4.59	Forma de onda para o sinal de um fóton na saída do PMT.	71
4.60	Forma de onda para o sinal de um fóton na saída do <i>Front-End</i>	71
4.61	Distribuição dos valores de amplitude de pico na saída do PMT simulado no GSEP.	72
4.62	Distribuição dos valores de amplitude de pico na saída dos circuito de <i>Front-End</i> simulado no GSEF.	72
4.63	Exemplo de sinal elétrico gerado pelo GSEF contendo um sinal de pósitron e em seguida de nêutron, com $25 \mu s$ de atraso.	74
4.64	Distribuição dos valores de pico para sinais gerados pelo <u>nêutron</u> do decaimento beta inverso.	75
4.65	Energia do valor da amplitude do sinal gerado pelo nêutron em uma janela de 26 amostras.	75
4.66	Distribuição dos valores de pico para sinais gerados pelo <u>pósitron</u>	75
4.67	Energia do valor da amplitude do sinal gerado pelo pósitron em uma janela de 26 amostras.	75
4.68	Distribuição dos valores de pico para sinais gerados por <i>dark current</i> nos PMTs.	76

4.69 Energia do valor da amplitude do sinal gerado por <i>dark current</i> em uma janela de 26 amostras.	76
4.70 Distribuição dos valores de pico para sinais gerados por múon. . .	77
4.71 Energia do valor da amplitude do sinal gerado pelo múon em uma janela de 26 amostras.	77
4.72 Distribuição dos valores de pico para sinais gerados por nêutron cósmico.	77
4.73 Energia do valor da amplitude do sinal gerado pelo nêutron cósmico em uma janela de 26 amostras.	77
4.74 Valores de pico para todas as partículas analisadas.	78
4.75 Distribuição normalizada dos valores de pico para todas partículas analisadas.	78
4.76 Energia do valor da amplitude em janelas de 26 amostras.	79
4.77 Energia do valor da amplitude em janela de 26 amostras normalizado.	79
4.78 Proposta para o processo de seleção de eventos de antineutrino. .	79

Lista de Tabelas

3.1	Constantes para correção de densidade δ	11
3.2	Massa de repouso e carga elétrica de algumas partículas	18
3.3	Processos de interação dos nêutrons.	26
4.1	Parâmetros da água.	47
4.2	Parâmetros dos sinais na saída do PMT e no circuito de <i>Front-End</i>	69
4.3	Valor médio do pico do sinal (amplitude máxima)	78
C.1	Tabela de eficiência geral na captura dos fótons em relação da variação da distância máxima que um fóton pode percorre. Detector com PMTs nas laterais.	91
C.2	Tabela de eficiência geral na captura dos fótons em relação da variação da distância máxima que um fóton pode percorre. Detector sem PMTs nas laterais.	92
C.3	Tabela de eficiência para captura de fótons gerados no interior no detector para os grupo <i>Bottom</i> e <i>Top</i>	92
C.4	Tabela de eficiência para captura de fótons de origem cósmica com PDF Uniforme no detector para os grupo <i>Bottom</i> e <i>Top</i>	93
C.5	Tabela de eficiência para captura de fótons de origem cósmica com PDF $\cos^2\theta$ no detector para os grupo <i>Bottom</i> e <i>Top</i>	93
C.6	Tabela de eficiência para captura de fótons gerados no interior do detector para os grupo <i>Bottom</i> e <i>Top</i> e <i>Side</i>	94
C.7	Tabela de eficiência para captura de fótons de origem cósmica com PDF Uniforme no detector para os grupo <i>Bottom</i> e <i>Top</i> e <i>Side</i>	94
C.8	Tabela de eficiência para captura de fótons de origem cósmica com PDF $\cos^2\theta$ no detector para os grupo <i>Bottom</i> e <i>Top</i> e <i>Side</i>	95

Lista de Símbolos

A	Peso Atômico do material absorvedor, p. 10, 24
B	Número de <i>bits</i> do conversor analógico digital., p. 70
C	Constantes para Correção de densidade δ , p. 11
C_{shell}	Correção orbital, p. 10
E'	Energia restante do fótons espalhado, p. 21
E_{γ}	Energia do fóton incidente, (hv) , p. 20
E_e	Energia do elétron ejetado, p. 20
E_{lig}	Energia de ligação do elétron orbital, p. 20
I	Potência de excitação do meio, p. 10, 11
L	Espessura, p. 20
N	Densidade de átomo por volume, p. 24
N_a	Número de Avogadro ($6,02 \cdot 10^{23}/\text{mol}$), p. 10, 24
Q	Resolução do conversor analógico digital., p. 70
W_{max}	Máxima energia transferida em uma única colisão, p. 10
X	$= \log_{10}(\beta\gamma)$, p. 11
X_0	Constantes para Correção de densidade δ , p. 11
X_1	Constantes para Correção de densidade δ , p. 11
Z	Número atômico do material absorvedor, p. 10, 23
Δ_{pn}	Diferença entre a massa do nêutron e do próton, $(1,2935\text{MeV})$, p. 28
α	Constante de estrutura fina, $(\alpha = 1/137)$, p. 16, 23

β	Relação da velocidade da partícula no meio em relação à velocidade da luz no vácuo, ($\beta = v/c$), p. 10
δ	Correção de densidade, p. 10
$\frac{dE}{dx}$	Energia transferida, p. 10
$\frac{dN}{dx}$	Número de fótons por unidade de comprimento, p. 16
η	Produto ($\beta\gamma$), p. 10, 11
$\gamma = \sqrt{1/(1 - \beta^2)}$	Fator de Lorentz, p. 10
λ	Comprimento de onda, p. 16
$(hv)'$	Energia do elétron expelido, p. 22
\mathbb{I}	Intensidade do feixe, p. 20
\mathbb{I}_0	Intensidade do feixe incidente, p. 20
μ	Coefficiente de absorção, p. 20, 24
ϕ_0	Razão $\left(\frac{8\pi r_e^2}{3} \simeq 6,651 \cdot 10^{-25} cm^2\right)$, p. 23
ϕ	Ângulo do fóton após colisão, p. 22
ψ	Relação $\frac{hv}{m_e c^2}$, p. 22, 23
ρ	Densidade do material absorvedor, p. 10, 24
σ_{Comp}	Seção de choque para o espalhamento Compton, p. 23
σ_{EF}	Seção de choque para o Efeito Fotoelétrico, p. 23
σ_{pair}	Seção de choque para Produção de Pares, p. 23
σ_{Total}	Coefficiente de absorção total, p. 24
τ	Energia cinética da partícula incidente, p. 13, 17
n	Nêutron, p. 27
θ	Ângulo de emissão dos Fótons na radiação Cherenkov, p. 16
φ	Ângulo do elétron expelido, p. 22

ζ	Livre caminho médio, p. 24
a	Constantes para Correção de densidade δ , p. 11
$barn$	Dimensão de área, ($1 barn = 10^{-24} cm^2$), p. 23
c	Velocidade da luz no vácuo, ($2,997925 \cdot 10^{10} cm/s$), p. 10, 23
eV	Elétron volts, ($1 eV = 1,602 \cdot 10^{-19} J$), p. 11
h	Constante de Planck, ($6.63 \cdot 10^{-34} Js$), p. 20
$h\nu$	Energia do fóton incidente, p. 20, 23
m	Constantes para Correção de densidade δ , p. 11
m_e	Massa de repouso do elétron, ($9,11 \cdot 10^{-31} Kg$) ou ($0,511 MeV/c^2$), p. 10, 23
n	Índice de refração, p. 15
p	Proton, p. 27
r_e	Raio clássico do elétron ($2,82 \cdot 10^{-13} cm$), p. 10, 23
s	Razão entre a massa do elétron e a massa da partícula incidente, (m_e/M), p. 10
v	Velocidade da partícula incidente, p. 10
v_c	Velocidade da luz em um meio, p. 15
z	Carga da partícula incidente, p. 10
E_{e^+}	Energia do pósitron, p. 28
$E_{\bar{\nu}_e}$	Energia do antineutrino, p. 28
V_{ref}	Faixa de excursão da tensão do conversor analógico digital., p. 70
$(k_5)^{e^+}$	$= 2 \cdot \ln(2) - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right)$, p. 13
$(k_5)^{e^-}$	$= 1 - \beta^2 + \frac{(\tau^2/8) - (2\tau - 1) \cdot \ln(2)}{(\tau + 1)^2}$, p. 13
e^+	Pósitron, p. 27
k_1	$= 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 [MeV cm^2/g]$, p. 12

$$k_2 = \frac{Z}{A} \cdot \left(\frac{z}{\beta}\right)^2, \text{ p. 12}$$

$$k_3 = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2}, \text{ p. 12}$$

$$k_4 = \frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2 \cdot (I/m_e c^2)^2}, \text{ p. 13}$$

$\bar{\nu}_e$ Antineutrino eletrônico, p. 27

Lista de Abreviaturas

CERN	<i>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire</i> , p. 30
GSEF	Gerador do Sinal Elétrico na saída do <i>Front-End</i> , p. 29
GSEP	Gerador do Sinal Elétrico na saída do PMT, p. 29
IAEA	Agência Internacional de Energia Atômica, p. 3
IAEA	Agência Internacional de Energia Nuclear, p. 1
MMC	Método de Monte Carlo, p. 2, 29
PDF	Função de Densidade de Probabilidade., p. 45
PMT	Tubo Fotomultiplicador, p. 2, 17
SIPDC	Simulador de Interação de Partículas do Detector Central, p. 29
ADC	Conversão Analógico Digital, p. 70
SNR	<i>Signal-to-Noise-Ratio</i> , p. 70

Capítulo 1

Introdução

O projeto Neutrinos Angra (ANJOS *et al.*, 2007) tem como objetivo desenvolver um detector de partículas, compacto e de superfície, capaz de monitorar a operação de reatores nucleares através da detecção de antineutrinos gerados na reação nuclear. O detector ficará instalado em um laboratório a uma distância aproximada de 25 m do núcleo do reator nuclear, no lado externo da cúpula de proteção do reator nuclear Angra II em Angra dos Reis - RJ. O reator nuclear Angra II tem 4 GW de potência instalada.

A partir do monitoramento do fluxo de neutrinos oriundos do reator nuclear pode-se medir a potência térmica do reator, determinar a composição isotópica do combustível nuclear e desenvolver novas técnicas para implementação de salvaguarda nuclear, tecnologias que são muito bem vistas pela Agência Internacional de Energia Nuclear (IAEA).

Experimentos que utilizam reatores nucleares como fonte de partículas já vem sendo desenvolvidos há algum tempo, como os experimentos de Goesgen, Bugey, Double Chooz, KamLAND e Palo Verde (VUILLEUMIER, 1986; ACHKAR *et al.*, 1995; COLLABORATION *et al.*, 2006; ARAKI *et al.*, 2005; BOEHM *et al.*, 2001). O monitoramento do fluxo de neutrinos provenientes de reator nuclear em tempo real já foi testado (KLIMOV *et al.*, 1994), assim como o experimento em operação na usina de San Onofre (BOWDEN, 2008). A utilização de neutrinos como métrica dos processos físicos dos quais participa é uma realidade concreta. O projeto Neutrinos Angra vem inserir o Brasil na produção de tecnologia no cenário de física de neutrinos. O projeto será pioneiro na implementação de um detector de superfície.

O detector em questão é composto de um detector central (ANJOS *et al.*, 2011), que contém 32 Tubos Fotomultiplicadores (PMT) distribuídos entre as superfícies superior e inferior (ALVARENGA *et al.*, 2012), um detector externo e duas tampas. A detecção do antineutrino do elétron será feita pelo detector central e as outras partes serão utilizadas como sistema de veto para radiação

cósmica e outras radiações externas.

O presente trabalho consiste em um simulador baseado no método de Monte Carlo (MMC). O MMC baseia-se na aplicação de técnicas computacionais utilizadas em simulações estocásticas, baseadas em números randômicos e funções de probabilidade para investigar problemas de natureza complexa. A ferramenta desenvolvida tem como função simular as interações de partículas no interior do detector central do projeto, possibilitando a geração de informações que possam auxiliar em vários aspectos, como por exemplo nos detalhes construtivos (posicionamento dos PMTs), como nas características dos sinais deixados pelas partículas que interagem com o detector, sendo uma base para o desenvolvimento de algoritmos de seleção de eventos. O simulador engloba o processo de interação de partícula no interior do detector central até a geração dos sinais elétricos na saída dos PMTs e dos circuitos de Front-End.

O sistema tem como base a detecção de fótons gerados pelas interações das partículas no interior do detector central. Portanto, o princípio fundamental neste detector consiste em analisar os processos de liberação de energia nas interações, os quais serão convertidos em sinal luminoso. Foram analisados parâmetros que permitiram reproduzir a emissão de energia pelas principais partículas que interagem com o detector central (elétrons, pósitrons, múons, nêutrons e fótons), assim como as características dos sinais elétricos na saída do PMT e do circuito de Front-End.

O capítulo 2, faz uma breve descrição do projeto Neutrinos Angra, onde serão apresentadas as principais características do detector. O capítulo 3 apresenta alguns conceitos fundamentais para a compreensão dos processos de interação das partículas com a matéria. O capítulo 4 apresenta o simulador de interação de partículas com o detector central, e os simuladores de geração de sinais elétricos na saída dos PMTs e dos circuitos de Front-End desenvolvidos neste trabalho. Estão contidos também neste capítulo, algumas análises desenvolvidas a partir de informações geradas pelos simuladores. O capítulo 5 apresenta as conclusões.

Capítulo 2

Projeto Neutrinos Angra

O projeto Neutrinos Angra (ANJOS *et al.*, 2007) tem como objetivo desenvolver um detector de partículas compacto e de superfície, capaz de monitorar a operação de reatores nucleares através da detecção de antineutrinos gerados nas reações nucleares.

O detector de antineutrinos será usado como uma ferramenta para monitorar a potência térmica instantânea dissipada pelo reator nuclear. O princípio do monitoramento (BARBOSA *et al.*, 2011; ANJOS *et al.*, 2011) se baseia na relação entre a potência térmica instantânea gerada pelo reator e a taxa de eventos de neutrinos registrados pelo detector. Outra relação analisada consiste em observar o espectro de energia dos antineutrinos durante a queima de combustível, que altera gradualmente em função das frações dos isótopos da composição. O projeto Neutrinos Angra será pioneiro na implementação de um detector de superfície, pois os outros projetos existentes contemplam detectores instalados no subsolo.

Essa aplicação da física de neutrinos incorpora-se aos propósitos do programa da AIEA de desenvolvimento de novas técnicas para controle e aplicação de salvaguardas para não-proliferação de armas nucleares.

2.1 O Detector

O detector adotado no projeto é composto por um conjunto de três subsistemas (ANJOS *et al.*, 2011): o detector central, também denominado de detector alvo, um sistema de blindagem passiva, estruturado em tanques preenchidos de água com boro, e outros detectores com função de veto para radiação cósmica.

2.1.1 Detector Alvo

O detector alvo é constituído de uma caixa em forma de paralelepípedo com as dimensões 1,28 m x 0,90 m x 0,90 m, preenchido com 1,0368 toneladas de água dopada com gadolínio (Gd). Nesta estrutura ficam os 32 PMTs distribuídos entre as superfícies superior e inferior (ALVARENGA *et al.*, 2012). O detector alvo fica localizado na parte mais interna e central, conforme a Figura 2.1a ilustra. As Figuras 2.1b e 2.1c apresentam o arranjo dos 16 PMTs tanto para a parte superior quanto inferior do detector central, assim como os PMTs dos sistema de veto interno.

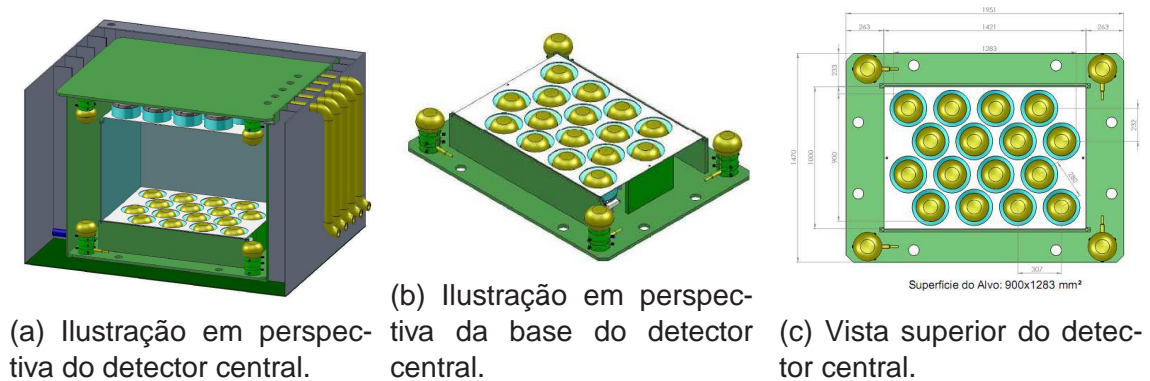


Figura 2.1: Detector central do Projeto Neutrinos Angra. Retirado da referência (MAGALHÃES e BARBOSA, 2011).

2.1.2 Tubo Fotomultiplicador

A Figura 2.2 mostra o mecanismo de fixação dos PMTs que compõem a parte superior e inferior do detector alvo. Os PMTs utilizados tanto no detector central como nos sistemas para veto de radiação cósmica é o PMT R5912, Figura 2.3 da Hamamatsu (HAMAMATSU, 2008a).

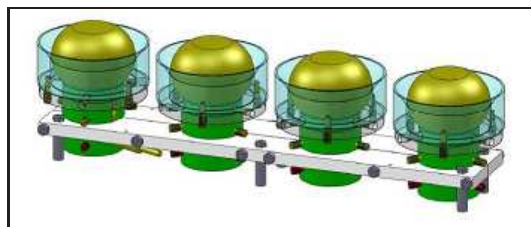


Figura 2.2: Sistema de fixação dos PMTs. Retirado da referência (MAGALHÃES e BARBOSA, 2011).



Figura 2.3: Foto do PMT R5912, da Hamamatsu. Retirado da referência (HAMAMATSU, 2008a).

O tubo fotomultiplicador é utilizado para detectar sinais luminosos muito fracos, como um fóton por exemplo. O princípio de funcionamento de um PMT é a multiplicação de fotoelétrons gerados no fotocatodo, quando este é atingido por fótons dentro de um certo intervalo de comprimento de onda. O fotocatodo é uma superfície fotossensível que libera fotoelétrons quando sensibilizada por luz. Os fotoelétrons são multiplicados através de uma cadeia de eletrodos denominados de dínodos, até o fim da cascata, onde são coletados pelo anodo. Este processo está ilustrado na Figura 2.4. Os fotoelétrons são multiplicados devido ao fato de os dínodos ao longo do tubo apresentarem um potencial crescente até o anodo. Assim os fotoelétrons viajam batendo na superfície dos dínodos e produzindo mais elétrons. O ganho final pode ser ajustado a partir da tensão de alimentação do PMT. Portanto, o PMT é um dispositivo que produz uma carga elétrica proporcional à quantidade de energia luminosa recebida.

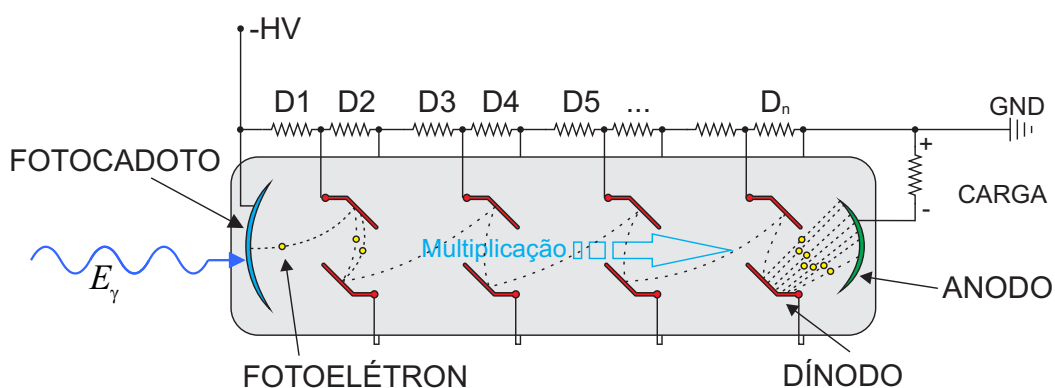


Figura 2.4: Representação do processo de operação do tubo fotomultiplicador.

Parâmetros como a eficiência quântica, o espectro de resposta e o ruído de corrente de escuro (do inglês *dark current*) de um PMT são determinados pela composição do fotocatodo. As melhores tecnologias aplicadas em um fotocatodo permitem atingir eficiência quântica em torno de 30%. O R5912 apresenta efici-

ência quântica de 22%, o que significa que quase 80% dos fótons que colidem no fotocatodo não produzem fotoelétrons e portanto não são detectados. *Dark current* é uma pequena quantidade de corrente que flue no PMT mesmo quando este opera em absoluto escuridão e produz um sinal na saída do anodo sem que o fotocatodo tenha sido sensibilizado. O sinal de *Dark current* é gerado por fotoelétron que escapam dos diversos componentes do PMT, como fotocatodo, dínodo e anodo. O sinal gerado acarreta um acréscimo de dificuldade na identificação de sinais verdadeiros. Mais informações sobre o funcionamento dos PMTs podem ser obtidos em (HAMAMATSU, 2008b,c).

2.1.3 Tanque de Blindagem

O detector alvo é envolvido por mais dois tanques como podemos observar na Figura 2.1a e Figura 2.5b. O primeiro tanque contém 8 PMTs e é preenchido de água compondo o sistema de veto interno para radiação cósmica. O tanque externo é preenchido de água com boro constituindo um sistema passivo de blindagem para radiação externa. O tanque mais externo fica entre duas tampas, posicionadas acima e abaixo do mesmo, como mostra as Figuras 2.5a e 2.5c, completando assim o sistema externo para veto de radiação cósmica.

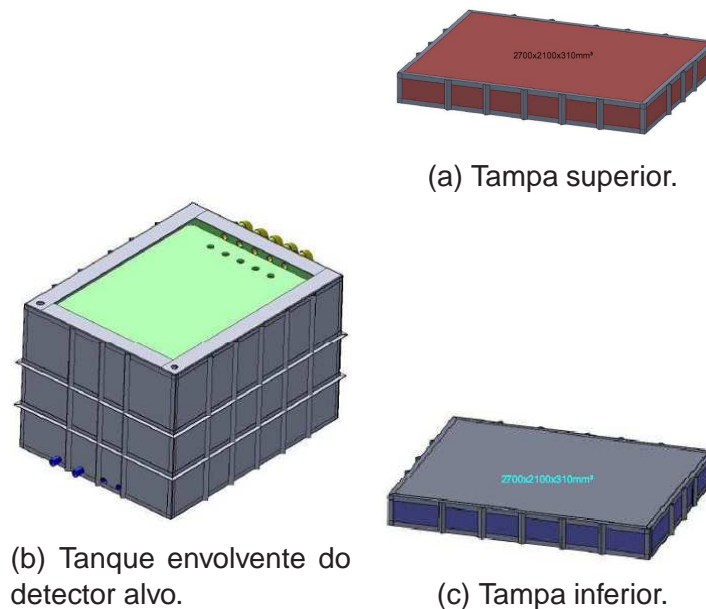


Figura 2.5: Ilustração dos sistemas de blindagem. Retirado da referência (MAGALHÃES e BARBOSA, 2011).

2.1.4 Sistema de Veto para Radiação Cós mica

O sistema de veto para radiação cós mica é composto pelo sistema interno, apresentado anteriormente e o sistema de veto externo. O sistema de veto externo é composto de dois pequenos tanques, apresentados nas Figuras 2.5a e 2.5c, que funcionam como tampas para o tanque externo do detector alvo. Estas tampas contém 4 PMTs cada e são preenchidos com água conforme Figura 2.6.

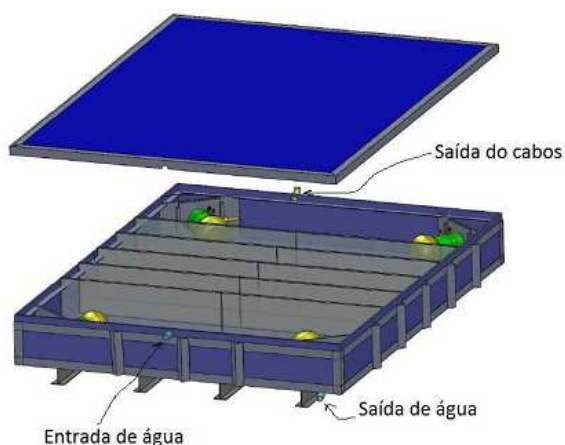


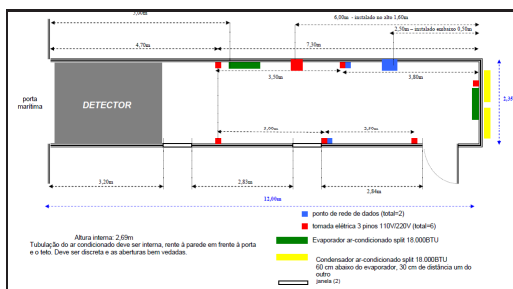
Figura 2.6: Sistema de veto externo. Retirado da referência (MAGALHÃES e BARBOSA, 2011).

O detector ficará instalado em um contêiner, ao lado externo da cúpula do reator nuclear de Angra II, como apresenta a Figura 2.7a. O contêiner, além de abrigar o detector, possui uma infraestrutura que funciona como um mini laboratório permitindo a execução de processos experimentais, processos de manutenção, controle e a calibração do detector. As Figuras 2.7b e 2.7c mostram um esquemático do contêiner.

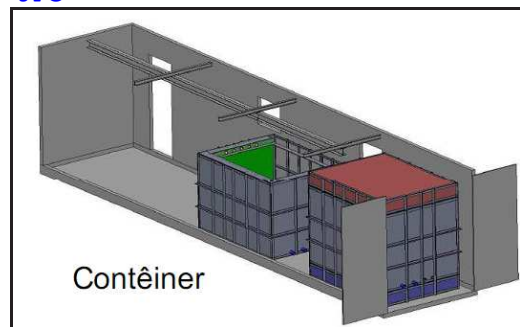
O detector central encontra-se em fase de montagem e assim que confeccionado e testado, será instalado no contêiner. As informações obtidas pelo detector poderão ser acessadas de forma remota e não invasiva, pois o experimento como um todo é realizado de forma não invasiva e pode ser acessado através de uma rede de comunicação.



(a) Foto do contêiner na usina nuclear de Angra II. Obtida em www.cbpf.br/images/neutrinos2008.jpg.



(b) Vista superior do contêiner.



(c) Ilustração em perspectiva do contêiner.

Figura 2.7: Contêiner laboratório onde ficará instalado o Detector. Retirado da referência (MAGALHÃES e BARBOSA, 2011).

Capítulo 3

Interação de Partículas e Radiação com a Matéria

Partículas podem ser detectadas somente através de suas interações com a matéria. Os processos de interação de partículas carregadas são diferentes dos de partículas neutras assim como diferentes níveis de energia podem produzir diferentes processos de interação. Os principais mecanismos de interação entre as partículas são apresentados neste capítulo de forma a permitir a compreensão dos efeitos individuais destes com o detector do projeto Neutrinos Angra.

3.1 Interação de Partículas com Carga Elétrica

Em geral, dois principais aspectos caracterizam a passagem de partículas carregadas através da matéria: a perda de energia pela partícula e a deflexão da direção de incidência da partícula. Para o caso de partículas com massa muito maior que a massa do elétron ($0,511 \text{ MeV}/c^2$), o desvio desta partícula em relação à sua trajetória de incidência é desprezível (LEO, 1993), limitando a análise apenas ao cálculo da perda de energia. O cálculo correspondente, dentro do contexto da mecânica quântica relativística¹, foi primeiramente realizado por Hans Bethe e outros autores, e é conhecida como formula de Bethe-Bloch.

O tratamento quântico da perda de energia para partículas carregadas realizado pela formulação de Bethe (GRUPEN *et al.*, 2008; LEO, 1993; TAVERNIER, 2010) foi apresentado em duas abordagens, o caso de aplicações com partículas pesadas² e o caso dos elétrons e pósitrons.

¹Consiste no tratamento de partículas que se movem a uma velocidade comparável à velocidade da luz.

²Partículas pesadas consistem em partículas com peso consideravelmente maior que o peso do elétron $0,511 \text{ MeV}/c^2$, Tabela 3.2.

3.2 Fórmula de Bethe-Bloch

Na formulação de Bethe-Bloch, as colisões são classificadas de acordo com a energia transferida. Na prática, duas correções são normalmente adicionadas: a correção de densidade δ para o tratamento em altas energias e a correção de órbita (Shell correction) C_{Shell} para baixas energias. A fórmula de Bethe-Bloch (LEO, 1993; GRUPEN *et al.*, 2008) é apresentada abaixo,

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C_{Shell}}{Z} \right], \quad (3.1)$$

onde β é a relação da velocidade da partícula no meio em relação à velocidade da luz no vácuo ($\beta = v/c$), sendo usualmente denominado de velocidade relativa. O termo $\gamma = \sqrt{1/(1-\beta^2)}$ é o fator de Lorentz. As constantes, podem ser agrupadas e substituídas pelo seguinte valor.

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ MeV cm}^2/g;$$

N_a : número de Avogadro; ρ : densidade do material absorvedor;
 r_e : raio do elétron; Z : número atômico do material absorvedor;
 m_e : massa do elétron; A : massa atômica do material absorvedor;
 c : velocidade da luz no vácuo; z : carga da partícula incidente.

A máxima energia transferida em uma colisão para uma partícula incidente de massa M é.

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2 + s^2}}, \quad (3.2)$$

onde $\eta = (\beta \cdot \gamma)$ e $s = (m_e/M)$ é a relação da massa do elétron com a massa da partícula. O termo I é chamado 'potencial efetivo de ionização' ou 'potencial médio de excitação'. Seu valor não tem uma expressão analítica simples. Na prática, valores de I para diferentes materiais são deduzidos de medidas de dE/dx , para os quais uma fórmula semi-empírica é ajustada em função do número atômico Z do material constituinte do meio. Exemplos destas fórmulas são:

$$I = \begin{cases} Z \cdot 12 + 7 \text{ [eV]} & Z < 13, \\ 9,76 \cdot Z + 58,8 \cdot Z^{-0,19} \text{ [eV]} & Z \geq 13. \end{cases} \quad (3.3)$$

Valores da correção de densidade δ aplicado para o tratamento em altas energias são dados pela formulação de Sternheimer demonstrada na Equação (3.5), (LEO, 1993):

$$X = \log_{10}(\beta\gamma), \quad (3.4)$$

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0, \\ 4,6052 \cdot X + C + a \cdot (X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1, \\ 4,6052 \cdot X + C & X > X_1. \end{cases} \quad (3.5)$$

A Tabela 3.1 lista as constantes utilizadas pela Equação (3.5) para alguns materiais (LEO, 1993).

Tabela 3.1: Constantes para correção de densidade δ

Material	$I[eV]$	$-C$	a	m	X_1	X_0
Plástico Cintilador	64,7	3,2	0,161	3,24	2,49	0,1464
Ar	58,7	10,6	0,1091	3,4	4,28	1,742
Água	75	3,5	0,0911	3,48	2,8	0,24
Chumbo	823	6,2	0,0936	3,16	3,81	0,3776
Ferro	286	4,29	0,1468	2,96	3,15	-0,0012
Alumínio	166	4,24	0,0802	3,63	3,01	0,1708

A correção orbital é geralmente pequena e pode ser obtida pela formula empírica para valores de $\eta \geq 0,1$, (LEO, 1993).

$$C_{Shell} = [0,422377 \cdot \eta^{-2} + 0,0304043 \cdot \eta^{-4} - 0,00038106 \cdot \eta^{-6}] \cdot 10^{-6} \cdot I^2 + [3,850190 \cdot \eta^{-2} - 0,1667989 \cdot \eta^{-4} + 0,00157955 \cdot \eta^{-6}] \cdot 10^{-9} \cdot I^3 \quad (3.6)$$

onde $\eta = \beta\gamma$ e I é o potencial efetivo de ionização em eV (elétron volts). A correção de densidade e a correção orbital são geralmente pequenas como pode ser visto na Figura 3.1 e proporcionam uma alteração apenas nas faixas de alta energia, a qual pode ser desconsiderada para efeitos práticos.

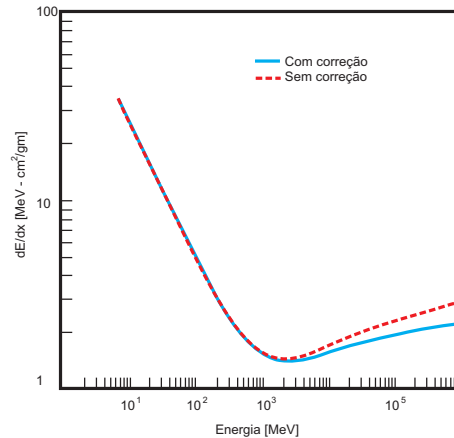


Figura 3.1: Comparação da Formula de Bethe-Bloch com e sem correção de densidade e correção orbital. Retirado da referência (LEO, 1993).

3.3 Partículas Pesadas com Carga Elétrica

Para o caso de partículas carregadas com massa consideravelmente maior que a massa do elétron, como é o caso do múon ($m_\mu = 105,6 \text{ MeV}/c^2$), que é aproximadamente 200 vezes mais pesado, o desvio da partícula em relação à trajetória de incidência (ADEMARLAUDO, 2010; LEO, 1993) é desprezível e assim pode-se chegar a uma expressão matemática para a perda de energia dada pela Equação (3.1), reescrita abaixo por conveniência:

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = k_1 \cdot k_2 \cdot [\ln k_3 - 2\beta^2 - \delta], \quad (3.7)$$

onde :

$$k_1 = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 [\text{MeV cm}^2/\text{g}],$$

$$k_2 = \frac{Z}{A} \cdot \left(\frac{z}{\beta}\right)^2,$$

$$k_3 = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{\max}}{I^2}.$$

Sendo a partícula incidente muito mais pesada que o elétron ($M \gg m_e$) podemos fazer a seguinte simplificação para a Equação (3.2)

$$W_{\max} \simeq 2m_e c^2 \eta^2. \quad (3.8)$$

Partículas moderadamente relativísticas ao atravessarem um meio não muito espesso perdem uma pequena fração de sua energia, devido essencialmente à ionização e excitação atômica³, processos que são bem descritos pela fórmula de Bethe para partículas mais pesadas que o elétron. Nas colisões inelásticas⁴ com os elétrons atômicos, as alterações na trajetória da partícula incidente podem ser ignoradas para todos os efeitos práticos.

3.4 Partículas Leves com Carga Elétrica (Elétron e Pósitron)

Para o caso de partículas leves, as deflexões da trajetória das partículas devido a colisões não são mais desprezíveis. A aproximação feita anteriormente

³Excitação atômica: quando um elétron atômico absorve energia e realiza um salto quântico para um nível superior à sua órbita.

⁴Colisões inelásticas são aquelas onde não ocorre conservação de energia cinética.

para o caso da massa da partícula ser consideravelmente maior que a massa do elétron não é mais válida. Portanto a reestruturação da Equação (3.1) para o caso de partículas leves como elétrons e pósitrons deve ser feita da seguinte maneira

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = k_1 \cdot k_2 \cdot [\ln k_4 + k_5]. \quad (3.9)$$

Onde :

$$k_4 = \frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2 \cdot (I/m_e c^2)^2},$$

$$k_5 = 1 - \beta^2 + \frac{(\tau^2/8) - (2\tau - 1) \cdot \ln(2)}{(\tau + 1)^2} \quad \text{para elétron } (e^-),$$

$$k_5 = 2 \cdot \ln(2) - \frac{\beta^2}{12} \left(23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right) \quad \text{para pósitron } (e^+),$$

onde τ é a energia cinética da partícula incidente em unidades de $(m_e c^2)$. A componente k_5 contém uma expressão algébrica distinta em relação ao caso da partícula ser um elétron ou um pósitron (ADEMARLAUDO, 2010; LEO, 1993).

3.5 Dependência na Energia (dE/dx)

A perda de energia por ionização ou excitação atômica apresenta uma grande dependência com as propriedades atômicas do material absorvedor e da velocidade relativa β da partícula incidente, e uma variação muito suave em relação à massa da partícula incidente.

A perda de energia de uma partícula carregada apresenta algumas características que dependem das diferentes regiões de velocidade como podemos ver na Figura 3.2. A região $\beta\gamma < [3; 3,5]$ onde a velocidade da partícula $\beta > 0,95$, apresenta forte transição na perda de energia (REIS, 2010). A região onde se encontra os mínimos das distribuições é denominada de valor de mínima ionização, sendo aproximadamente independente do material e correspondendo à região $\beta\gamma \approx [3; 3,5]$. Por último, na região $\beta\gamma > 3,5$ a perda de energia é praticamente constante.

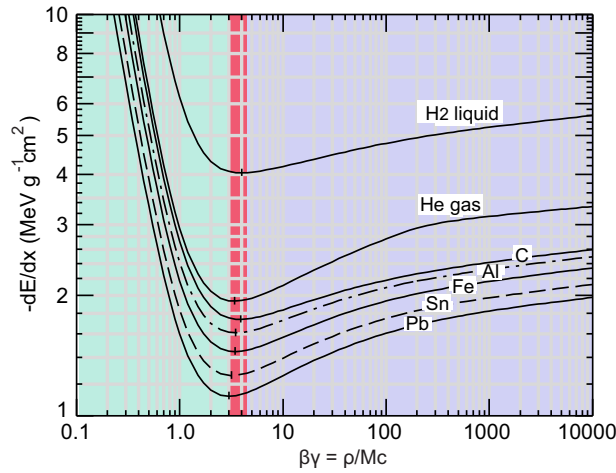


Figura 3.2: Perda de energia dE/dx em relação à variação da velocidade da partícula incidente. Retirado da referência (BICHSEL *et al.*, 2010).

A Figura 3.3 apresenta a variação da energia, dada pela formula de Bethe-Bloch em função da energia cinética para diferentes partículas incidentes.

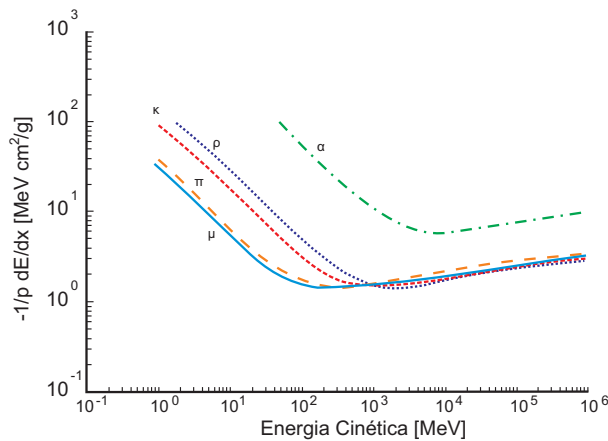


Figura 3.3: Formula de Bethe-Bloch em função da energia de diferentes partículas. Retirado da referência (LEO, 1993).

3.6 Radiação Cherenkov

A radiação Cherenkov é um dos processos pelos quais as partículas incidentes perdem energia ao atravessar um meio material. A radiação Cherenkov ocorre quando uma partícula carregada se propaga num meio com uma velocidade superior à da luz neste meio (KNOLL, 2000; LEO, 1993), causando a emissão de radiação eletromagnética (fótons) pela partícula incidente. A radiação gera uma envoltória cônica em relação ao eixo de direção da partícula incidente, como mostra a Figura 3.4a. A radiação Cherenkov é equivalente ao efeito de Mach em aerodinâmica, quando se rompe a barreira do som.

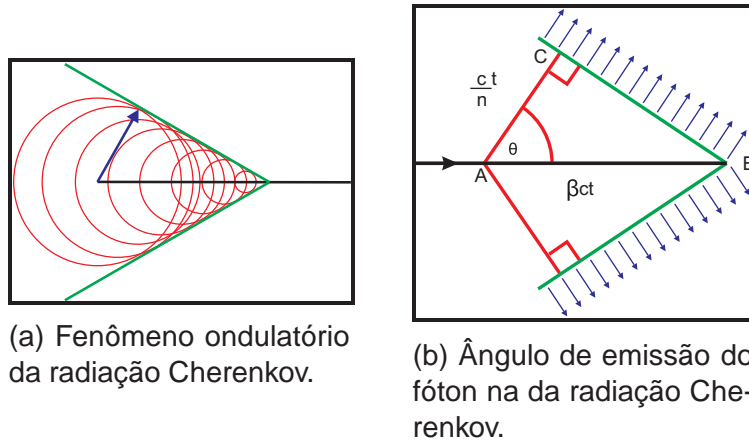


Figura 3.4: Radiação Cherenkov. Retirado da referência (KNOLL, 2000).

O meio deve ser opticamente transparente e possuir índice de refração maior do que 1 (KNOLL, 2000). A velocidade da luz em um meio é:

$$v_c = \frac{c}{n}, \quad (3.10)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo e n o índice de refração do meio. Uma relação muito comum utilizada na análise da propagação de uma partícula é β , que consiste na relação da velocidade da partícula no meio em relação à velocidade da luz no vácuo.

Para a propagação da luz no meio, temos

$$\beta_c = \frac{v_c}{c} = \frac{c/n}{c} = \frac{1}{n}, \quad (3.11)$$

onde v_c é a velocidade da luz no meio.

Portanto, para que ocorra radiação Cherenkov a partícula deve ter velocidade maior que a da luz no meio

$$\beta > \frac{c}{n}. \quad (3.12)$$

3.6.1 Ângulo de Emissão dos Fótons

O ângulo entre a trajetória da partícula e o fóton emitido na radiação Cherenkov (GRUPEN *et al.*, 2008) é formulado com auxílio da Figura 3.4b. Enquanto a partícula percorre a trajetória \overline{AB} , o fóton percorre a trajetória \overline{AC} . Portanto temos que a expressão do ângulo para os fótons emitidos na radiação Cherenkov pode ser expressa da seguinte maneira:

$$\cos \theta = \frac{\overline{AC}}{\overline{AB}} = \frac{1}{\beta n}. \quad (3.13)$$

Se a velocidade da partícula incidente estiver próxima ao limiar β_c , a radiação Cherenkov será emitida na direção de propagação da partícula. Por outro lado, o ângulo máximo de emissão de radiação Cherenkov ocorre quando ($\beta_{particula} \rightarrow 1$) e pode ser calculado pela expressão:

$$\theta_c^{\max} = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n} \right). \quad (3.14)$$

Podemos observar na Figura 3.5 a faixa de variação do ângulo de emissão dos fótons na radiação Cherenkov e o respectivo limite para a sua ocorrência na água.

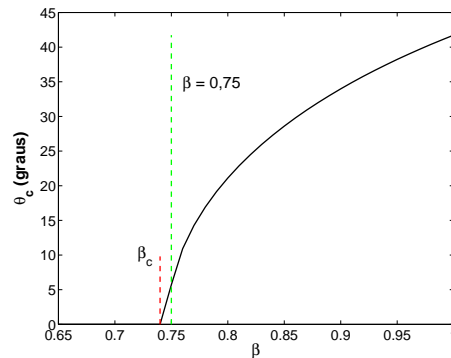


Figura 3.5: Variação do ângulo de emissão de fótons na radiação Cherenkov.

3.6.2 Densidade de Fótons Emitidos

Conforme Equação (3.12), para que a radiação Cherenkov ocorra temos $n(\lambda) > 1$, (KNOLL, 2000). Onde ($n(\lambda)$) é índice de refração expresso em função do comprimento de onda (λ) da luz no meio. O número de fótons emitidos na radiação Cherenkov por unidade de comprimento em relação à faixa de comprimento de onda λ_1 e λ_2 é:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{[n(\lambda)]^2 \beta^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^2}, \quad (3.15)$$

onde z , é a carga elétrica da partícula e α , é a constante de estrutura fina ($\alpha = 1/137$).

Desconsiderando a dispersão óptica do meio (n independente de λ) e integrando a Equação (3.15) em relação ao comprimento de onda λ , temos

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \cdot \text{sen}^2 \theta_c. \quad (3.16)$$

Para o caso da detecção da radiação Cherenkov através de PMT uma faixa óptica típica é ($\lambda_1 = 350nm$ e $\lambda_2 = 550nm$) que fornece uma maior eficiência

quântica (LEO, 1993)

$$\frac{dN}{dx} = 2 \cdot \pi \cdot z^2 \cdot \frac{1}{137} \left[\frac{1}{355 \cdot 10^{-7}} - \frac{1}{550 \cdot 10^{-7}} \right] \cdot \text{sen}^2 \theta_c,$$

$$\frac{dN}{dx} = 475 \cdot z^2 \cdot \text{sen}^2 \theta_c \quad [\text{fótons/cm}]. \quad (3.17)$$

A Figura 3.6 consiste na varredura do ângulo ($0^\circ \leq \theta_c \leq 45^\circ$) de emissão dos fótons na Equação (3.17), a qual nos retorna a densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov, em (*fótons/cm*).

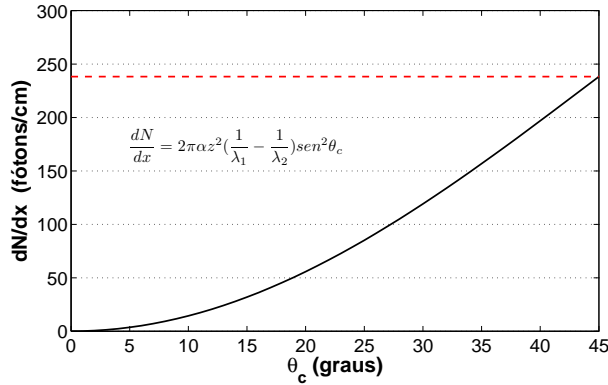


Figura 3.6: Densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov para uma partícula com carga de módulo ($z = 1$).

O valor mínimo da energia total que uma partícula deve possuir para a radiação Cherenkov ocorrer pode ser calculada da seguinte forma

$$E > \gamma_c \cdot M \cdot c^2, \quad (3.18)$$

onde M é a massa da partícula avaliada, c é a velocidade da luz no vácuo e γ_c é o fator de Lorentz crítico, onde a partícula pára de emitir radiação Cherenkov. A energia cinética τ é a diferença entre a energia total, Equação (3.18) e a energia da massa em repouso,

$$\tau = E - Mc^2 = (\gamma - 1) Mc^2. \quad (3.19)$$

A Figura 3.7 apresenta uma análise para os valores de β em relação ao fator de Lorentz ($\gamma = \sqrt{1/(1 - \beta^2)}$), caracterizando os limites destes parâmetros para que uma partícula possa emitir radiação Cherenkov ($\beta > \beta_c$). Desta análise podemos também estimar o valor mínimo da energia total, Equação (3.18), que a partícula deve conter ao entrar no detector para produzir radiação Cherenkov.

Podemos calcular a velocidade, o fator de Lorentz e a velocidade relativa limiar para que uma partícula emita radiação Cherenkov. Para o caso do detector

alvo do projeto Neutrinos Angra, considerando que o meio é a água, temos:

$$v_{luz} = \frac{c}{n_{agua}} = \frac{2,99792458 \cdot 10^8}{1,34} \simeq 2,2373 \cdot 10^8, \quad (3.20)$$

$$\beta_c = \frac{v_{luz}}{c} = 0,7463.$$

Apenas as partículas com $\beta \geq 0,75$ emitirão radiação Cherenkov no interior do detector. Podemos também calcular o valor do fator de Lorentz equivalente:

$$\gamma_c = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - 0,75^2}} \simeq 1,512. \quad (3.21)$$

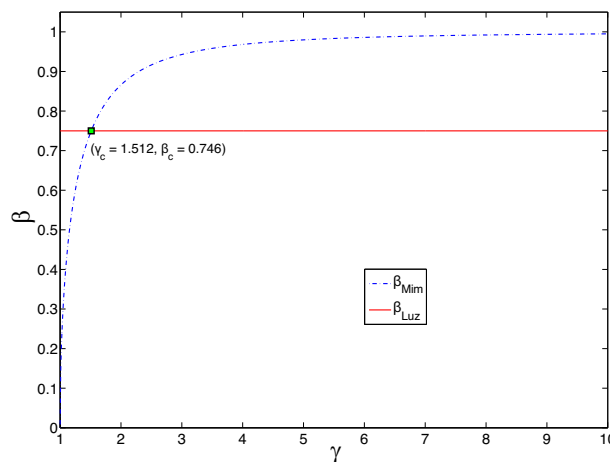


Figura 3.7: Limite para a emissão da radiação Cherenkov no detector (água) em função de β e γ .

A Figura 3.8 apresenta de forma resumida uma estimativa do número de fótons emitidos na radiação Cherenkov por unidade de comprimento de onda, para vários materiais em função da velocidade relativa β da partícula e do índice de refração do material.

A Tabela 3.2 apresenta a massa⁵ e a carga elétrica de algumas partículas.

Tabela 3.2: Massa de repouso e carga elétrica de algumas partículas

Partícula	Massa de repouso	Carga elétrica
Elétron (e^-)	$m_{e^-} = 0,511003 \text{ MeV}/c^2$	-1e
Pósitron (e^+)	$m_{e^+} = 0,511003 \text{ MeV}/c^2$	+1e
Proton (p)	$m_p = 938,2796 \text{ MeV}/c^2$	+1e
Nêutron (n)	$m_n = 939,5731 \text{ MeV}/c^2$	0
Múon (μ)	$m_\mu = 105,6592 \text{ MeV}/c^2$	-1e

⁵É comum em física de partículas expressar a massa de uma partícula em função da energia, através da relação $E = m \cdot c^2$.

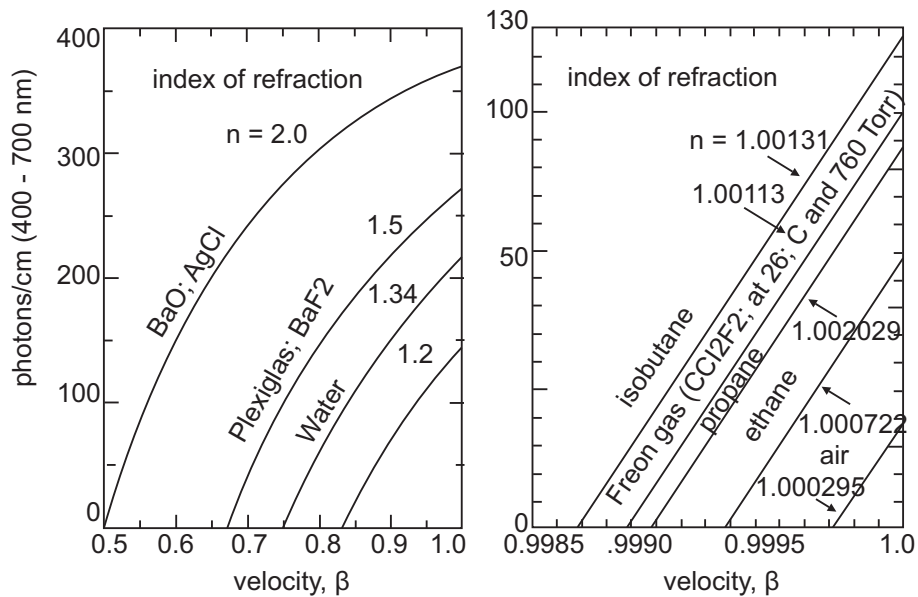


Figura 3.8: Número de Fótons por unidade de comprimento de onda em função da velocidade relativa da partícula e o índice de refração do meio. Retirado da referência (GRUPEN *et al.*, 2008).

3.7 Interação dos Fótons

Até o presente momento analisamos as interações de partículas com massa e carga elétrica. O processo de interação dos fótons se distingue porque eles não apresentam carga elétrica nem massa. Tratado como radiações eletromagnéticas, transportam energia e momento. Portanto podem interagir com o núcleo ou com elétrons atômicos, mas não com elétrons livres, pois este processo violaria os princípios de conservação da energia e do momento (LEO, 1993; ASHOK e FERBEL, 2003).

Na faixa de energias *keV* até dezenas de *MeV*, que inclui os raios *X* e raios gama, as principais interações que ocorrem com a matéria são:

- Efeito Fotoelétrico;
- Espalhamento Compton;
- Produção de Pares;

Esses processos de interação explicam as duas principais características qualitativas dos raios *X* e raios gama comparados às partículas carregadas, (LEO, 1993; GRUPEN *et al.*, 2008; KNOLL, 2000).

1. Raios *X* e raios gama são muitas vezes mais penetrantes na matéria que partículas carregadas;

2. Os fótons de um feixe que atravessam um meio absorvedor não perdem energia, apenas o feixe perde intensidade (devido à subtração dos fótons que interagiram). A atenuação sofrida por um feixe de fótons ao se propagar através da matéria segue um decaimento exponencial conforme a seguinte equação

$$\mathbb{I}(L) = \mathbb{I}_0 e^{(-\mu L)}, \quad (3.22)$$

onde :

$\mathbb{I}_0 \rightarrow$ Intensidade do feixe incidente,

$L \rightarrow$ Espessura,

$\mu \rightarrow$ coeficiente de absorção.

O coeficiente de absorção é expresso em $[cm^{-1}]$ e caracteriza o material absorvedor, sendo diretamente proporcional à seção de choque⁶ total. Vamos analisar individualmente estes três processos de interação da radiação eletromagnética com a matéria, assim como o cálculo de suas correspondentes seções de choque.

3.7.1 Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico acontece quando um fóton com energia igual ou superior à energia de ligação de um elétron orbital ($\simeq 15eV$), colide transferindo sua energia a um único elétron, fazendo com que este seja ejetado. A energia E_e do elétron ejetado é a diferença entre a energia do fóton incidente dada por ($h\nu = E_\gamma$) e a energia de ligação do elétron orbital E_{lig} como mostra a equação

$$E_e = h\nu - E_{lig}. \quad (3.23)$$

O efeito fotoelétrico só é possível com elétrons ligados, visto que não é possível para um elétron livre adquirir energia no processo e conservar o momento (LEO, 1993). O efeito fotoelétrico sempre ocorre no elétron ligado e o núcleo absorvendo o momento de recuo. A Figura 3.9 é uma representação do efeito fotoelétrico.

O efeito fotoelétrico é predominante para baixas energias ($E_\gamma \leq 500 keV$) e para elemento de elevado número atômico Z . Devido à alta probabilidade de interação fotoelétrica com elementos de número atômico elevado, utilizam-se elementos como o chumbo para blindagem de raios X e para radiação gama de baixas energias.

⁶Seção de Choque é a medida da probabilidade de colisão nos processos de interação com a matéria, ver detalhes na seção 3.8.

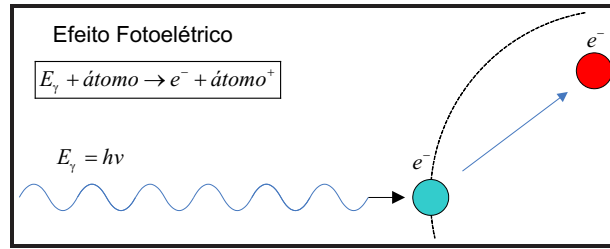


Figura 3.9: Representação do efeito Fotoelétrico.

3.7.2 Efeito Compton

O efeito Compton pode ocorrer quando um fóton incidente possui energia maior que a de ligação do elétron orbital na qual esta ocorrendo a interação. Para energia do fóton na faixa ($E_\gamma \approx 1 \text{ MeV}$), a predominância é de ocorrer o efeito Compton (GRUPEN *et al.*, 2008).

No processo de interação, o elétron orbital recebe energia suficiente para ser expelido, restando um pouco ainda de energia ao fóton que tem sua trajetória alterada. O elétron expelido se torna um elétron livre com energia cinética E_e igual à diferença da energia do fóton incidente E_γ e a energia restante do fóton espalhado E' , (REILLY, 1991)

$$E_e = E_\gamma - E' . \quad (3.24)$$

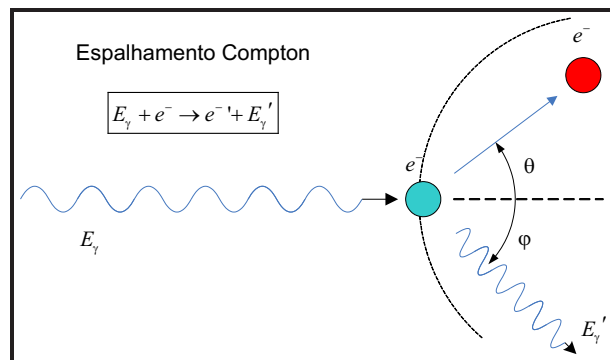


Figura 3.10: Representação do efeito Compton.

A Figura 3.10 é uma representação do efeito Compton. A direção do elétron expelido e do fóton, após o espalhamento Compton, depende da quantidade de energia transferida ao elétron durante a interação. Aplicando os princípios de conservação de energia e de momento, obtemos as seguintes relações para os ângulos de trajetória do elétron e para o fóton, (LEO, 1993),

$$\cos(\phi) = 1 - \frac{2}{(1 - \psi)^2 \cdot \tan^2(\varphi) + 1} , \quad (3.25)$$

$$\cot(\varphi) = (1 + \psi) \cdot \tan\left(\frac{\phi}{2}\right), \quad (3.26)$$

$$\psi = \frac{hv}{m_e c^2},$$

onde ϕ é o ângulo do fóton e φ o ângulo do elétron expelido. A energia do elétron expelido pode ser expressa em função do ângulo (ϕ) do fóton

$$(hv)' = \frac{hv}{1 + \psi \cdot (1 - \cos(\theta))}. \quad (3.27)$$

3.7.3 Produção de Pares

O processo de produção de pares é a transformação do fóton no par elétron e pósitron. A produção de pares tem como limite para energia do fóton ($1,022 \text{ MeV}$), que é o mínimo necessário para se poder criar um elétron e um pósitron ($e^- = e^+ = 0,511 \text{ MeV}/c^2$). Para fótons que interagem com energia acima deste limite, o excesso é dividido entre o elétron e o pósitron como energia cinética.

A produção de pares ocorre mais frequentemente para radiação de altas energias ($E_\gamma \gg 1 \text{ MeV}$) e com matéria de número atômico elevado (GRUPEN *et al.*, 2008).

Esta interação pode ser entendida qualitativamente como um processo de Bremsstrahlung ao contrário: em vez de uma partícula carregada ser desacelerada gerando luz, um fóton desaparece gerando partículas carregadas. A Figura 3.11 é uma representação do processo de produção de pares.

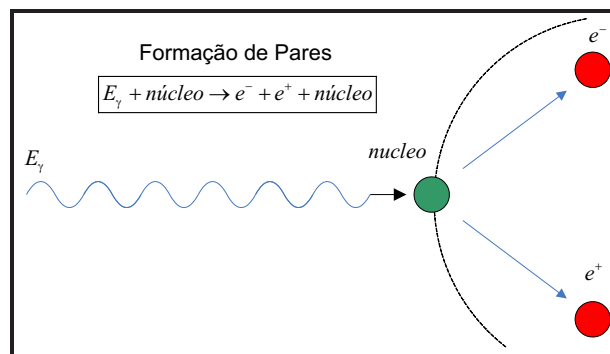


Figura 3.11: Representação da Produção de Pares.

3.8 Seção de Choque

A seção de choque é uma medida da probabilidade de colisão no processo de interação de uma partícula com a matéria. A seção de choque é usualmente expressa em unidades de barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), e tem dimensão de área. A seção de choque pode ser calculada analiticamente desde que se conheça uma expressão para a interação entre as partículas do feixe incidente e as do alvo. Abaixo pode-se observar as equações para a seção de choque dos processos de interação dos fótons com a matéria, vistos anteriormente.

Não há uma expressão analítica simples para a probabilidade de absorção por efeito fotoelétrico para toda a faixa de energia E_γ e número atômico Z . Para o caso dos elétrons da camada **K**, que é a mais suscetível ao efeito fotoelétrico, temos a seguinte expressão (LEO, 1993; GRUPEN *et al.*, 2008):

$$\sigma_{EF} = 4 \cdot \alpha^4 \cdot \sqrt{2} \cdot Z^5 \cdot \phi_0 \cdot \left(\frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{\frac{7}{2}}, \quad (3.28)$$

$$\phi_0 = \frac{8\pi r_e^2}{3} \simeq 6,651 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2. \quad (3.29)$$

A seção de choque para o espalhamento Compton é obtida pela seguinte equação:

$$\begin{aligned} \sigma_{Comp} = & 2\pi r_e^2 \cdot \left[\frac{1 + \psi}{\psi^2} \cdot \left(\frac{2(1 + \psi)}{1 + 2\psi} - \frac{1}{\psi} \ln(1 + 2\psi) \right) \right] + \\ & 2\pi r_e^2 \cdot \left[\frac{1}{2\psi} \ln \left(1 + 2\psi - \frac{1 + 3\psi}{(1 + 2\psi)^2} \right) \right], \end{aligned} \quad (3.30)$$

onde :

$$\psi = \frac{h\nu}{m_e c^2}.$$

Por último, a seção de choque para o processo de produção de pares (LEO, 1993), é:

$$\sigma_{pair} = 4 \cdot Z^2 \cdot \alpha \cdot r_e^2 \cdot \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \right) - \frac{1}{54} \right]. \quad (3.31)$$

3.8.1 O Coeficiente de Absorção Total

Os processos de interação de fótons analisados anteriormente fornecem individualmente a contribuição na absorção dos fótons pela matéria. A probabilidade total para a interação do fóton pode ser calculada através da soma da seção de

choque de todos os processos. Multiplicamos a seção de choque do espalhamento Compton pelo número atômico Z para termos a seção de choque total expressa em termos de elétrons por átomo (LEO, 1993):

$$\sigma_{Total} = \sigma_{EF} + Z \cdot \sigma_{Comp} + \sigma_{pair}. \quad (3.32)$$

A densidade de átomos por volume é dada pela seguinte expressão:

$$N = \frac{N_a \rho}{A} \quad [\text{átomos}/\text{cm}^3], \quad (3.33)$$

onde N_a é número de Avogadro, ρ é densidade do material e A é a massa molecular.

Se multiplicarmos a Equação (3.32) pela densidade de átomos N , obtemos a probabilidade de uma interação por unidade de comprimento conhecida como coeficiente total de absorção (μ), que será utilizado na Equação (3.22):

$$\mu = N \cdot \sigma_{Total} = \sigma_{Total} \left(\frac{N_a \rho}{A} \right). \quad (3.34)$$

O coeficiente de absorção é exatamente o inverso do livre caminho médio (ζ), que é a distância média entre duas colisões sucessivas:

$$\zeta = \frac{1}{N\sigma}. \quad (3.35)$$

Podemos analisar através da Figura 3.12 os processos de interação dos fótons com a matéria, onde pode-se observar as curvas de seção de choque para cada processo em relação ao espectro de energia do fóton incidente na água. Assim, para a análise em relação ao número atômico Z do material que constitui o meio, podemos observar as curvas dadas pela Figura 3.13.

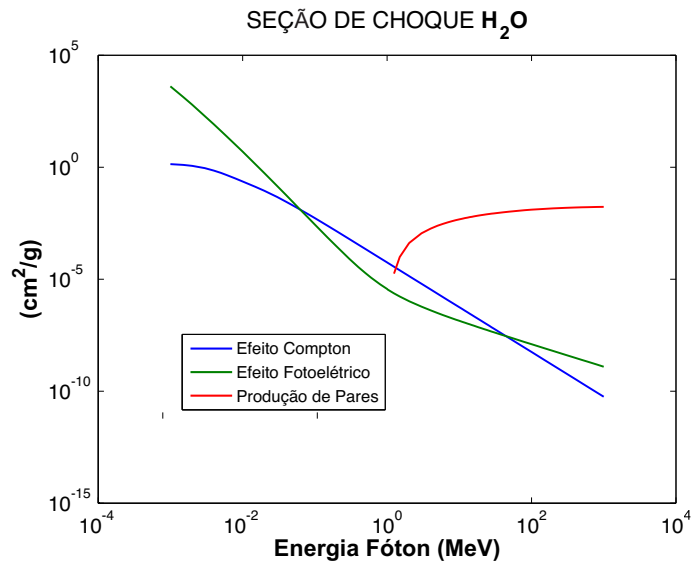


Figura 3.12: Seção de choque, em função da energia do fóton incidente, para a água. Retirado da referência (BERGER *et al.*, 1998).

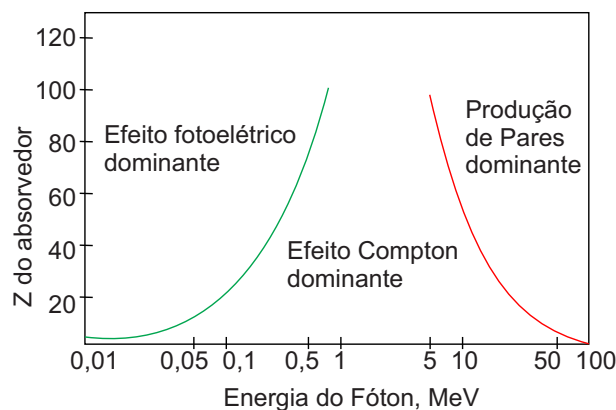


Figura 3.13: Probabilidade da interação dos fótons nos três processos de interação (relativo ao número atômico do meio e a energia do fóton). Retirado da referência (GRUPEN *et al.*, 2008).

3.9 Interação de Nêutrons

Os nêutrons, por não possuírem carga, não interagem por efeito Coulomb com a matéria. O principal meio de interação é, através da força forte⁷, com o núcleo atômico. Em consequência, os processos de interação do nêutron com o núcleo não são expressões analíticas simples. Nêutrons podem percorrer muitos centímetros através da matéria sem qualquer tipo de interação, sendo totalmente invisíveis aos detectores mais comuns.

⁷A força forte é aquela responsável pelos fenômenos que ocorrem a curta distância no interior do núcleo atômico.

Nêutrons interagem com o núcleo do material absorvedor. Como efeito desta interação, os nêutrons podem ser absorvidos pelo núcleo, que ficará em um estado excitado e decairá emitindo radiação secundária. Em contraste com os raios gama, as partículas geradas nos processos de interação dos nêutrons geralmente produzem como radiação secundária, partículas pesadas com carga elétrica, as quais podem ser detectadas com as técnicas apresentadas anteriormente.

A probabilidade relativa dos vários tipos de interação dos nêutrons muda significativamente com sua energia (KNOLL, 2000). Por causa da acentuada diferença do comportamento dos nêutrons, é comum subdividi-lo em regiões de energia. Estas sub-regiões de energia apresentam alguns processos de interação mais dominantes, como podemos observar na Tabela 3.3.

Tabela 3.3: Processos de interação dos nêutrons.

Subdivisão	Região de Energia	Dominante processo de Interação
Frio	< 1 meV	Difração
Térmico	< 0,5 eV	Espalhamento Elástico
Epitérmico	0,5 eV - 50 keV	Reações Nucleares
Rápido	> 50 keV	Captura radioativa (n, γ)
Média Energia	> 1 MeV	Outras capturas (n, p) ou (n, α)
Alta Energia	> 10 MeV	Espalhamento Inelástico

A captura radioativa é a reação mais comum envolvendo o nêutron (AHMED, 2007). Na captura radioativa, o nêutron é absorvido pelo núcleo de um átomo, o qual fica em um estado excitado. Ao retornar para o estado de estabilidade, o núcleo emite raios gama. Este processo configura o mecanismo de liberação de energia de nêutrons, tanto de origem cósmica como os liberados no decaimento beta inverso.

3.10 Neutrinos

Em 1930 Wolfgang Pauli sugeriu a existência de uma nova partícula a fim de solucionar o problema da conservação de energia na teoria do decaimento beta. Tal partícula deveria ser neutra e ter massa muito pequena ou mesmo nula. Enrico Fermi físico italiano, formulou em 1934 a teoria do decaimento beta, com a inclusão do postulado do neutrino.

Mais de 20 anos após a proposição da existência do neutrino, em 1956 ele finalmente foi detectado pelos físicos Frederick Reines e Clyde L. Cowan Jr

(COWAN *et al.*, 1956), no experimento realizado em um dos reatores nucleares de Savannah River.

O neutrino é uma partícula gerada em reações nucleares com carga neutra e massa quase zero, e portanto apresenta pouca interação com a matéria. Podem ser encontrados em três tipos, cada um com sua antipartícula: neutrino do elétron (ou neutrino eletrônico), neutrino do múon (ou muônico) e neutrino do tau (ou tauônico).

A detecção direta do antineutrino eletrônico ($\bar{\nu}_e$) não é possível, entretanto ele pode ser detectado indiretamente a partir das partículas resultantes de sua interação com o meio. O mecanismo de interação dos antineutrinos é dado pelo decaimento Beta inverso, como pode ser visto na Equação (3.36),

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n. \quad (3.36)$$

Após a interação do antineutrino eletrônico com o próton (p), um nêutron (n) e um pósitron (e^+) são gerados.

O pósitron, quando possui energia suficiente, pode emitir radiação Cherenkov antes de sofrer aniquilação. O processo de aniquilação ocorre quando uma partícula interage com a sua anti-partícula, resultando na aniquilação de ambas e na geração de outras partículas (AHMED, 2007). No processo de aniquilação do elétron com o pósitron, ocorre a produção de dois raios gama com $0,511 \text{ MeV}$ de energia cada. A Figura 3.14 apresenta uma representação do processo de aniquilação do par elétron pósitron.

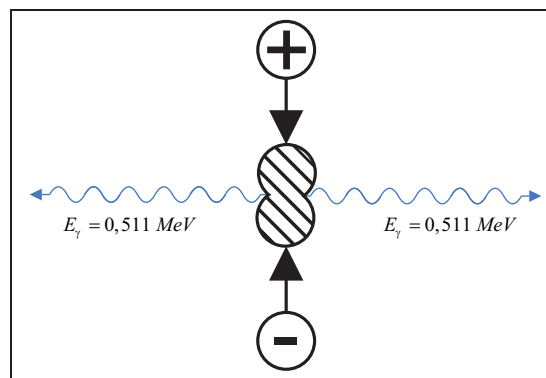


Figura 3.14: Representação do processo de aniquilação do par elétron pósitron. Retirado da referência (AHMED, 2007).

O nêutron é capturado após um período de tempo e emite radiação gama. Os raios gama interagem por efeito Fotoelétrico, efeito Compton ou produção de Pares liberando elétrons que por sua vez emitem radiação Cherenkov. Portanto o antineutrino eletrônico é detectado pelas interações do pósitron e do nêutron que são gerados na reação do decaimento beta inverso.

Na Equação (3.36) o pósitron recebe a energia do antineutrino com um decréscimo da diferença entre a massa do nêutron e do próton (Δ_{pn}), onde (E_{e^+}) é a energia do pósitron e ($E_{\bar{\nu}_e}$) do antineutrino,

$$E_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} - \Delta_{pn}. \quad (3.37)$$

onde :

$$\Delta_{pn} = |m_p - m_n|,$$

$$\Delta_{pn} = 1,2935 [MeV].$$

O nêutron, por sua vez, após ser capturado por algum núcleo de gadolínio emite radiação gama totalizando aproximadamente ($\sum E_\gamma \simeq 8 MeV$) de energia. A Figura 3.15 representa um esquemático do processo de decaimento beta inverso. O nêutron também pode ser capturado pelo núcleo de hidrogênio da água, emitindo radiação gama com energia de ($\sum E_\gamma \simeq 2,2 MeV$) aproximadamente (FERNANDEZ, 2011). O processo de captura do nêutron pelo hidrogênio pode ser desconsiderado durante os processos de simulação, pois este apresenta menor probabilidade de ocorrência e quando ocorre libera raios gama de baixa energia.

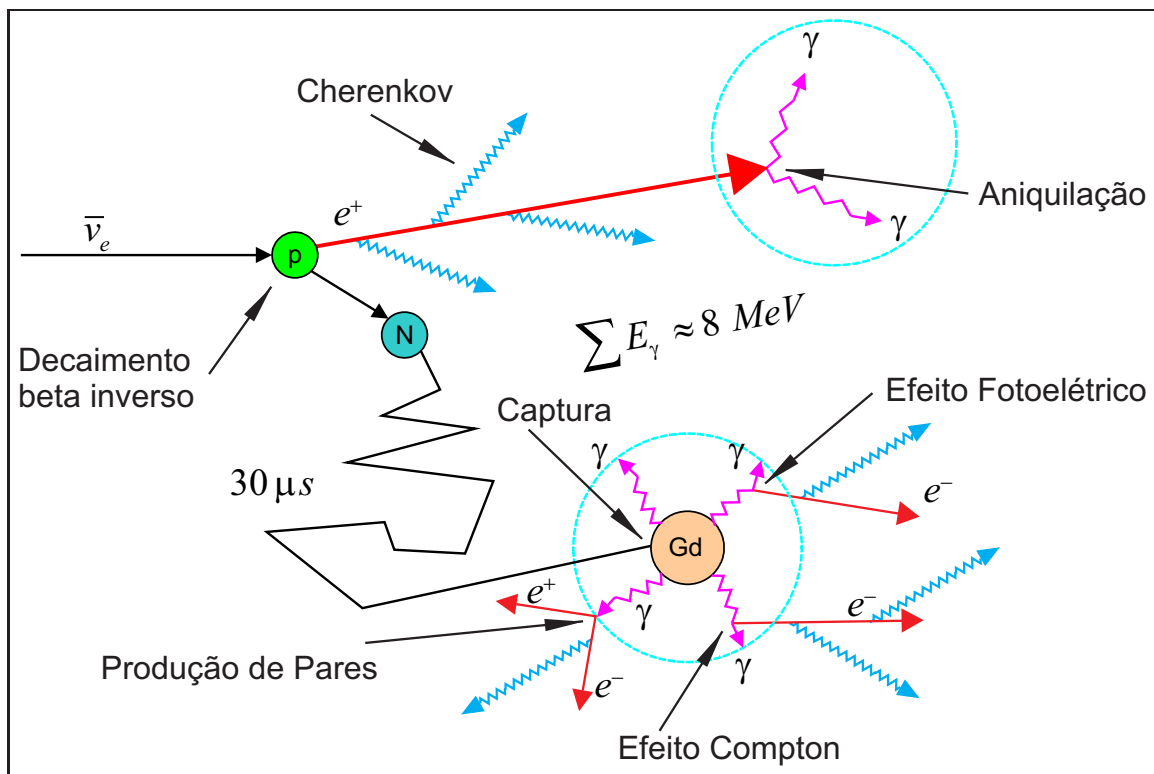


Figura 3.15: Representação do processo do decaimento beta inverso.

Capítulo 4

Simuladores

Os processos de simulação desenvolvidos englobam a geração e propagação de partículas, seus processos de interação com a matéria e com o detector até a geração do sinal elétrico na saída dos PMTs e dos respectivos circuitos de *Front-End*¹. Os simuladores estão divididos em: Simulador de interação das partículas com o detector central (SIPDC), Gerador do Sinal Elétrico na saída do PMT (GSEP) e Gerador de Sinal Elétrico na saída do *Front-End* (GSEF).

Todo o software foi desenvolvido em linguagem de programação C++, utilizando o ROOT *framework* (RADEMAKERS *et al.*, 2002), desenvolvido pelo CERN², e baseado no método de Monte Carlo (NEWMAN e BARKEMA, 1999; BINDER e HEERMANN, 2010). O ROOT fornece uma estrutura básica que oferece um conjunto comum de recursos e ferramentas para todos os domínios da computação de Física de Altas Energias e outras áreas. O MMC são técnicas baseadas no uso de números aleatórios e estatísticas aplicados para estudar o problema.

O SIPDC foi desenvolvido com a finalidade de ajudar no desenho do detector e de estudar o desempenho do mesmo considerando as principais partículas que interagem com ele.

Os simuladores estão descritos como foram cronologicamente desenvolvidos. Quando este trabalho foi iniciado o projeto tinha a necessidade de determinar algumas características estruturais, as quais poderiam ser solucionadas com informação geradas em simulações que analisavam características como: posição dos PMTs; quantidade de PMTs utilizados; características das estruturas internas do detector; etc. A simulação teve como etapa inicial o desenvolvimento de um pacote de algoritmos que possibilitasse a reconstrução das características do detector central conforme seção 2.1 e permitisse manipular suas estruturas. Na

¹ *Front-End*: circuito pré-amplificador e integrador para a digitalização do sinal elétrico na saída dos PMTs.

²CERN: antigo acrônimo da Organização Europeia para Pesquisa Nuclear.

segunda etapa foram desenvolvidos os processos de interação de cada tipo de partícula dentro do detector. Estas etapas foram divididas em duas seções 4.1 e 4.2 e serão descritas a seguir.

4.1 Propagação de Luz no Detector Central

Nesta etapa foram desenvolvidas ferramentas para o software que permite analisar a eficácia de algumas estruturas internas do detector como: a eficiência do material constituinte das paredes internas em relação à reflexibilidade, o alinhamento dos PMTs da parte superior e inferior do detector, a utilização de PMTs nas paredes laterais do detector e a inserção de superfícies geométricas circundando os PMTs.

A Figura 4.1 mostra o painel desenvolvido para o software onde estão dispostos os principais parâmetro de controle para simulação.

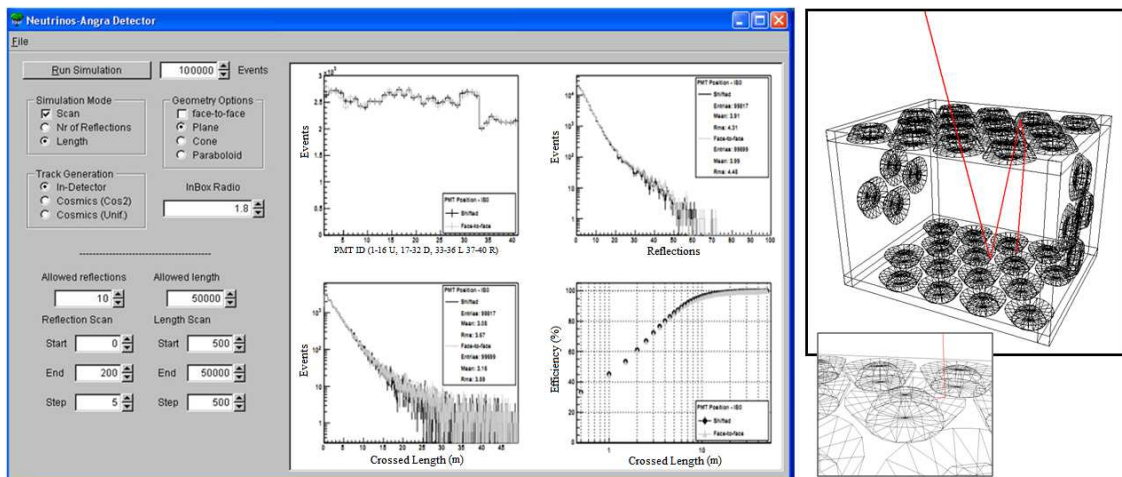


Figura 4.1: Painel do *software* desenvolvido no ROOT após uma simulação (esquerda) e detalhes de um evento (direita).

4.1.1 Descrição

Em relação ao tipo de material que será utilizado na confecção das paredes internas do detector, a simulação permite a manipulação dos processos de absorção da luz (material opaco), reflexão especular e difusa conforme Figura 4.2, incorporando as principais características físicas do material que será utilizado (dentro do contexto de reflexão é possível ajustar a configuração das paredes internas em placas separadas, onde cada placa pode ter seu tipo de reflexão).

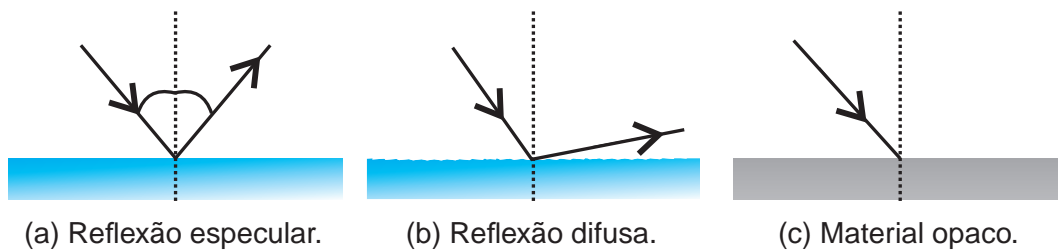


Figura 4.2: Tipos de reflexão considerados nos materiais constituintes das paredes do detector.

A posição de qualquer PMT dentro do detector central pode ser configurada através das suas respectivas coordenadas cartesianas. A organização atual do SIPDC permite a alternância do tipo de alinhamento dos PMTs pertencentes ao grupo localizado na parede superior (*top*) e inferior (*bottom*) do detector central, por meio de um parâmetro de controle. Os tipos de alinhamento do grupo de PMTs *top* e *bottom* predefinidos podem ser vistos na Figura 4.3.

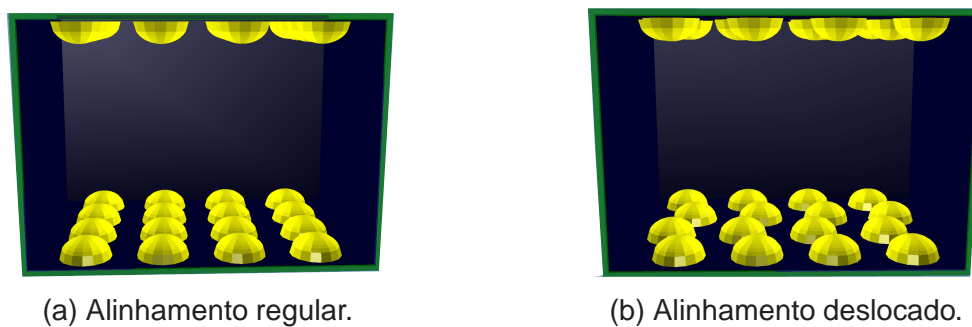


Figura 4.3: Tipos de alinhamento da parte superior e inferior do detector.

O SIPDC permite alterar as superfícies envolventes dos PMTs entre os tipos plano, cônico e parabolóide, como demonstra a Figura 4.4. Esta diversificação nas estruturas dos refletores tem como objetivo buscar aumentar a eficiência na captura de fótons pelos PMTs. As superfícies cônica e parabolóide têm como variável o raio da base e da borda, os quais são alterados em valores proporcionais ao raio do PMT e configuram uma variação na abertura destas estruturas.



Figura 4.4: Superfícies geométricas analisadas.

Dentro do conceito de análise das estruturas físicas do detector central existe também a possibilidade da inserção de PMTs nas laterais do detector, conforme mostrado na Figura 4.5.

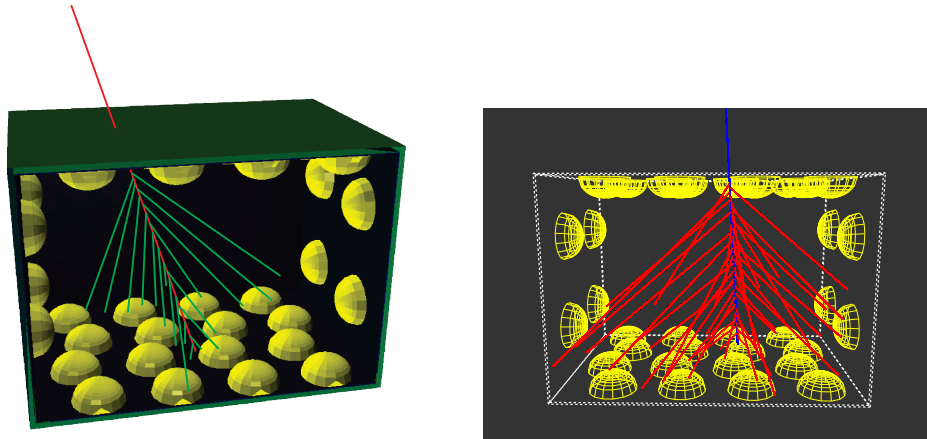
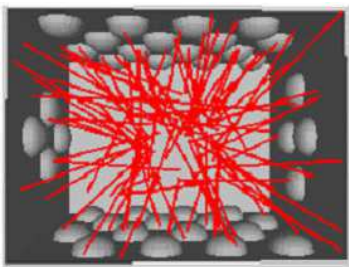
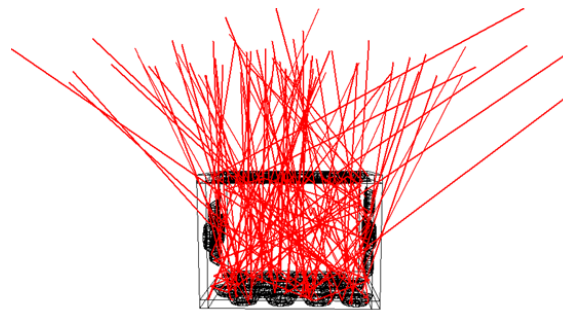


Figura 4.5: Inclusão de PMTs nas laterais do detector central.

Para estas análises os eventos simulados são fótons, os quais podem ser gerados de forma isotrópica no interior do detector central Figura 4.6a, ou serem de origem cósmica Figura 4.6b. Para a geração de eventos de origem cósmica é utilizado uma superfície plana quadrada acima da caixa do detector central, onde as coordenadas cartesianas dos eventos são criadas randomicamente e o ângulo de incidência pode ser definido por uma distribuição uniforme, ou $\cos^2\theta$, de acordo com a distribuição angular de múons gerados no processo de chuvers atmosféricas.



(a) Fótons gerados dentro do detector.



(b) Fótons de origem cósmica.

Figura 4.6: Geração de fótons na análise da propagação de luz.

As simulações tinham como objetivo auxiliar na tomada de decisões, que foram realizadas para se determinar o desenho final da estrutura do detector. Dentre as questões que estavam em aberto, pode-se citar:

- a utilização de PMTs nas paredes laterais do detector central, ou a reutilização destes nos sistemas adjacentes como veto de radiação cósmica;
- o posicionamento dos PMTs nas superfícies superior e inferior, ou seja qual arranjo dos PMTs traria uma maior eficiência na captura dos eventos gerados pelos processos de interação de partículas com o detector;

- dentro do contexto de eficiência na captura de eventos, estava em questão a utilização de estruturas envolvendo os PMTs, as quais direcionariam os eventos nos processo de reflexão para os PMTs.

4.1.2 Resultados e Análises da Simulação

Foram feitas simulações com eventos de origem cósmica e geração interna para se medir o número de reflexões dentro do detector e a distância percorrida pelos fótons até eles serem capturados, ou se extinguiem. O simulador trata a existência do fóton na simulação considerando duas possibilidades: a primeira é relacionada ao número de reflexões que o fóton pode executar até que atinja um PMT, ou que o limite de reflexões pré estipulado por sorteio aleatório se encerre; na segunda, o tempo de vida do fóton é sorteado em uma distribuição exponencial, que tem o valor da média como parâmetro e fornece a distância máxima que o fóton pode percorrer. Foram também analisados a eficiência da captura de eventos em relação a variação das estruturas refletoras e dos raios inferior e superior (proporção do raio em relação ao raio do PMT), do alinhamento dos PMTs e da intercalação entre os grupos de PMTs superior e inferior com os PMTs nas laterais do detector central.

Detector sem estrutura refletora

A Figura 4.7 mostra os resultados obtidos para uma simulação com o detector sem estrutura refletora envolvendo os PMTs e fótons criados isotropicamente dentro o detector com PMTs com alinhamento regular e deslocado. A Figura 4.7a apresenta a distribuição do número de fótons (*hits*) que atingiram cada PMT. O eixo da abscissa corresponde ao índice dos PMTs, onde podemos observar a partir do índice 32 os PMTs localizados nas laterais do detector central. A Figura 4.7b mostra a distribuição do número de reflexões sofridas pelos fótons até que este atinja um PMT. Em média um fóton necessita de 3,9 reflexões antes de atingir um PMT. A Figura 4.7c mostra a distância percorrida por um fóton antes de atingir um PMT, sendo a média 3,08 m. A Figura 4.7d mostra a eficiência em relação à distância percorrida: acima de 1 m, 45,1% dos eventos atingem um PMT; em 2 m a eficiência aumenta para 61,1% e acima de 7 m eficiência alcança 92,0%. Para atingir 99,0% é necessário percorrer uma distância de 19 m.

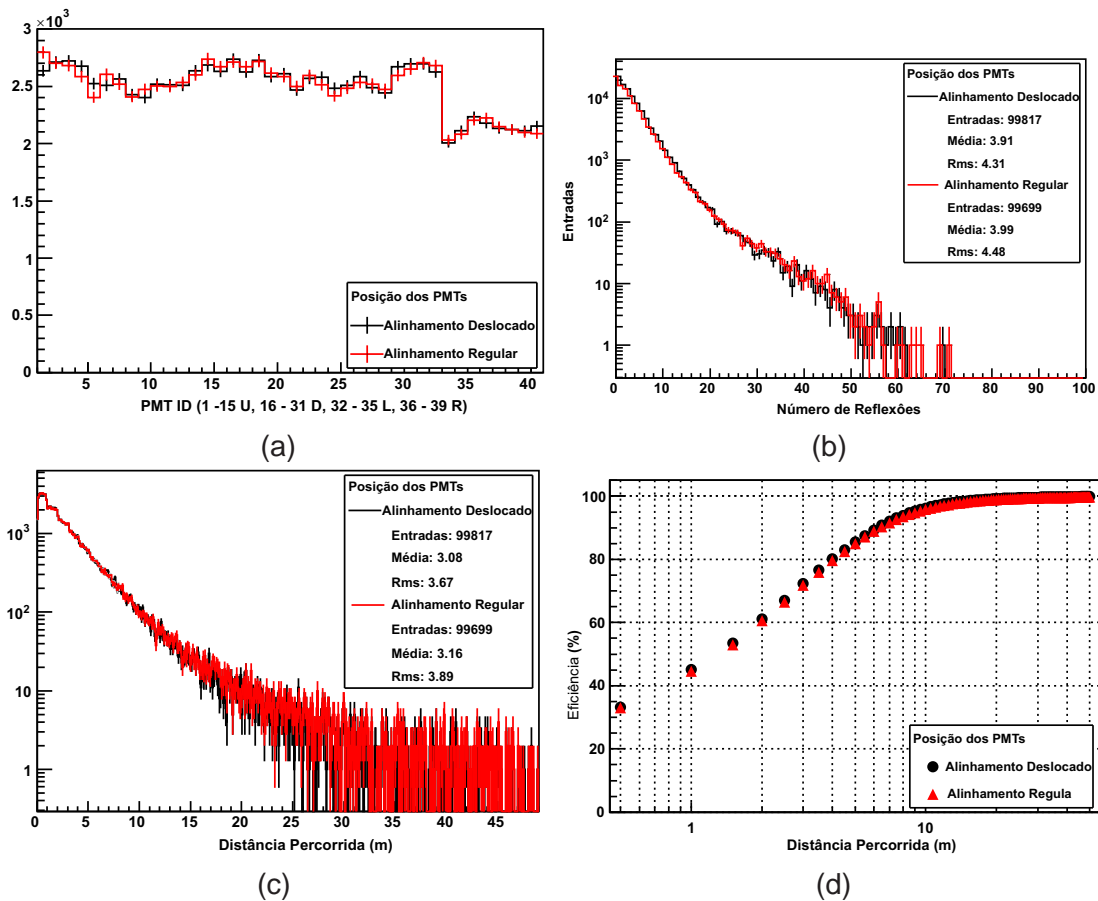


Figura 4.7: Resultados da captura de fótons, com 10000 eventos gerados uniformemente dentro do detector e sem superfícies refletoras.

O número de reflexões necessárias para que um fóton atinja um PMT também foi avaliado. Aproximadamente, 23% dos eventos atingem o PMT sem qualquer reflexão; com até duas reflexões, o número aumenta para 54% e até 10 reflexões, para 94%. As médias do número de reflexões para os diferentes modos de geração de fótons são: $3,978 \pm 0,015$ para fótons gerados isotropicamente no interior do detector; $3,806 \pm 0,023$ para fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme e $3,709 \pm 0,022$ para fótons de origem cósmica com distribuição angular $\cos^2\theta$. A seguir apresentamos uma comparação com ou sem PMTs nas laterais.

Detector com estrutura refletora

Aplicando diferentes estruturas refletoras em volta dos PMTs, foi analisado o raio superior da superfície refletora, mantendo o raio inferior igual ao raio do PMT. Considerando-se inicialmente o número de reflexões necessárias para um fóton atingir um PMT, varremos o valor do raio superior. As Figuras 4.8a e 4.8b mostram a variação do valor médio do número de reflexões conforme o raio su-

perior das superfícies cônica e parabolóide varia. O raio para o qual o número de reflexões obteve melhor desempenho (menor número de reflexões obtido pela média dos resultados para cada origem dos fótons), foi de 1,6 para superfície cônica e de 1,8 para superfície parabolóide.

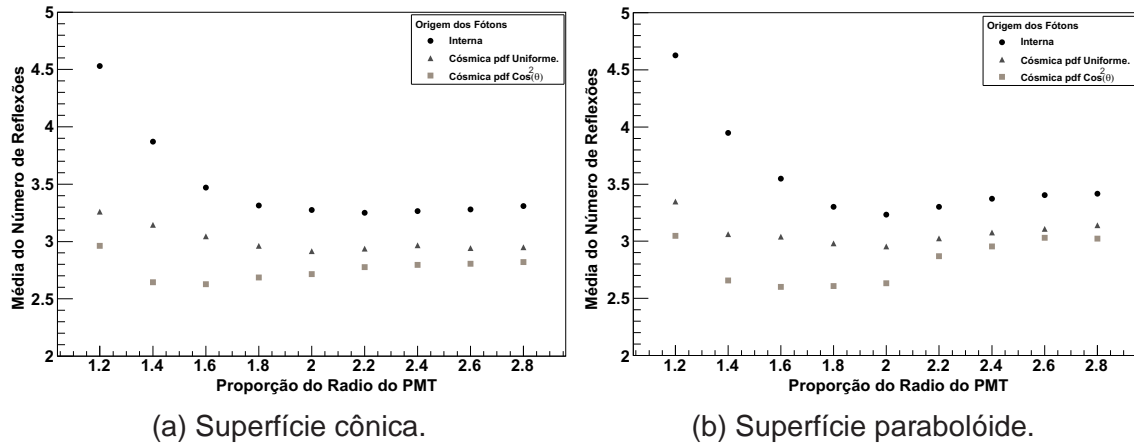


Figura 4.8: Média do número de reflexões versus o raio da superfície refletora para fótons de origem cósmica e interna.

A Figura 4.9 mostra a variação da porcentagem dos eventos capturados pelo conjunto de PMTs³ na parte inferior do detector, conforme a abertura das estruturas cônica e parabolóide variam, para fótons gerados com distribuição angular uniforme e $\cos^2\theta$. A Figura 4.10 mostra a mesma informação para o conjunto de PMTs posicionado na parte superior do detector. O grupo *Bottom* apresentou melhor eficiência para um raio de 1,6, enquanto que o grupo *Top* para um raio de 1,2.

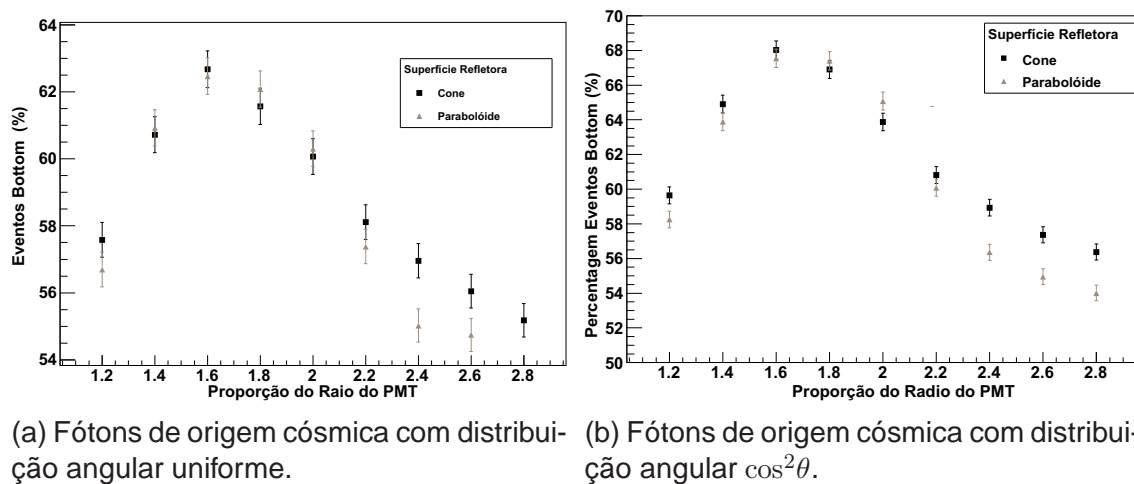
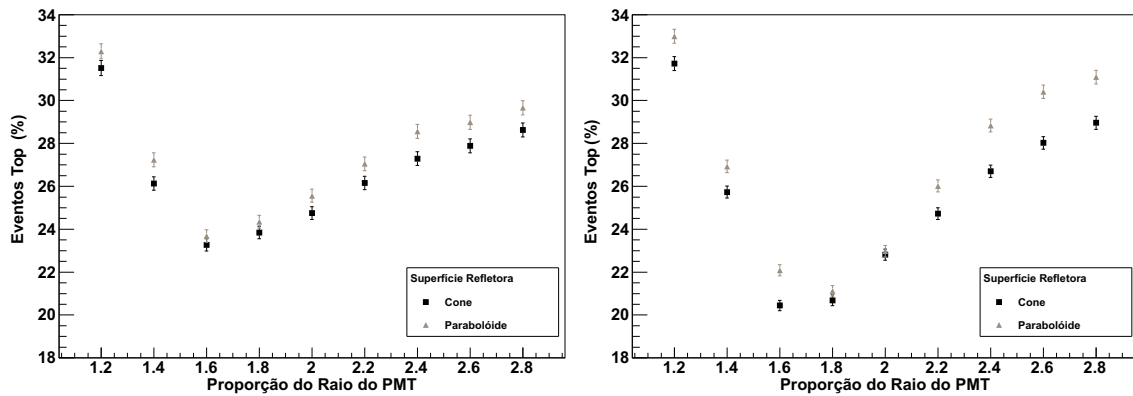


Figura 4.9: Eventos capturados no grupo de PMTs *Bottom* em função da variação do raio superior da estrutura refletora.

³O conjunto de PMTs posicionado na parte inferior é referenciado em alguns trechos do texto como *Bottom*, assim como o conjunto de PMTs posicionado na parte superior é referenciado como *Top*.

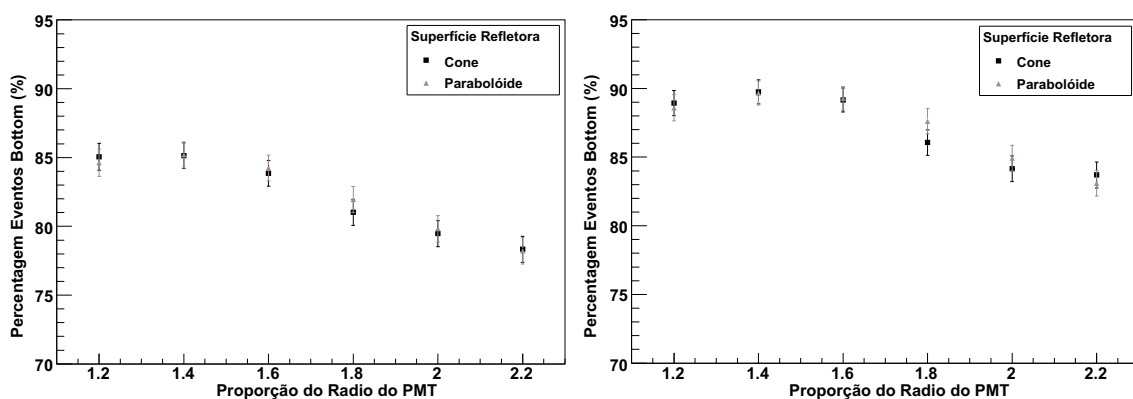


(a) Fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme.

(b) Fótons de origem cósmica com distribuição angular $\cos^2\theta$.

Figura 4.10: Eventos capturados no grupo de PMTs *Top* em função da variação do raio superior da estrutura refletora.

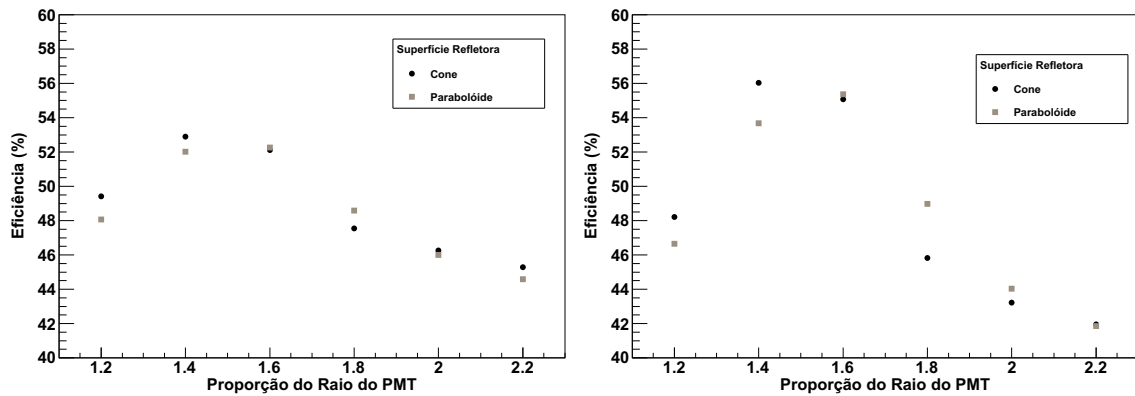
As Figuras 4.11 e 4.12 são resultados para fótons de origem cósmica, porém considerando-se apenas que as paredes laterais possuíam a característica de reflexibilidade. O melhor resultado foi obtido para um raio com fator entre 1,4 e 1,6, onde o detector alcançou eficiência de 52% e 56% para fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme e $\cos^2\theta$, respectivamente. O grupo de PMTs *Bottom* capturou cerca de 85% e 90% dos fótons; o restante foi capturado pelos PMTs das laterais ou em menor proporção pelos PMTs do grupo *Top*. Estes valores podem ser comparados com os valores obtidos nas simulações do detector sem estruturas refletoras: 39,7% e 36,5% de eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme e $\cos^2\theta$ respectivamente. Destes, 76% e 81% foram capturados pelo grupo *Bottom*.



(a) Fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme.

(b) Fótons de origem cósmica com distribuição angular $\cos^2\theta$.

Figura 4.11: Eventos capturados no grupo de PMTs *Bottom* para raios de origem cósmica.



(a) Fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme. (b) Fótons de origem cósmica com distribuição angular $\cos^2\theta$.

Figura 4.12: Eficiência versus raio das superfícies refletoras

Podemos apresentar uma análise final, comparando as diferentes configurações analisadas. As Figuras 4.13, 4.14 e 4.15 comparam as eficiências na captura de fótons para os tipos de estrutura refletora em função da distância máxima que o fóton pode percorrer para o detector sem PMTs nas laterais.

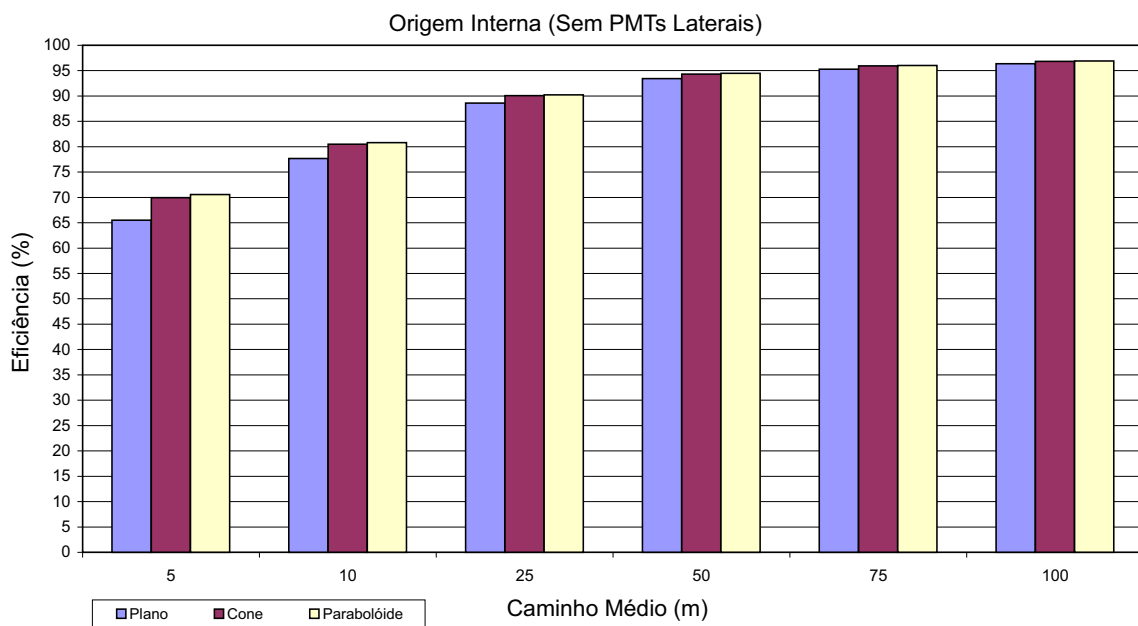


Figura 4.13: Eficiência na captura de fótons de origem interna.

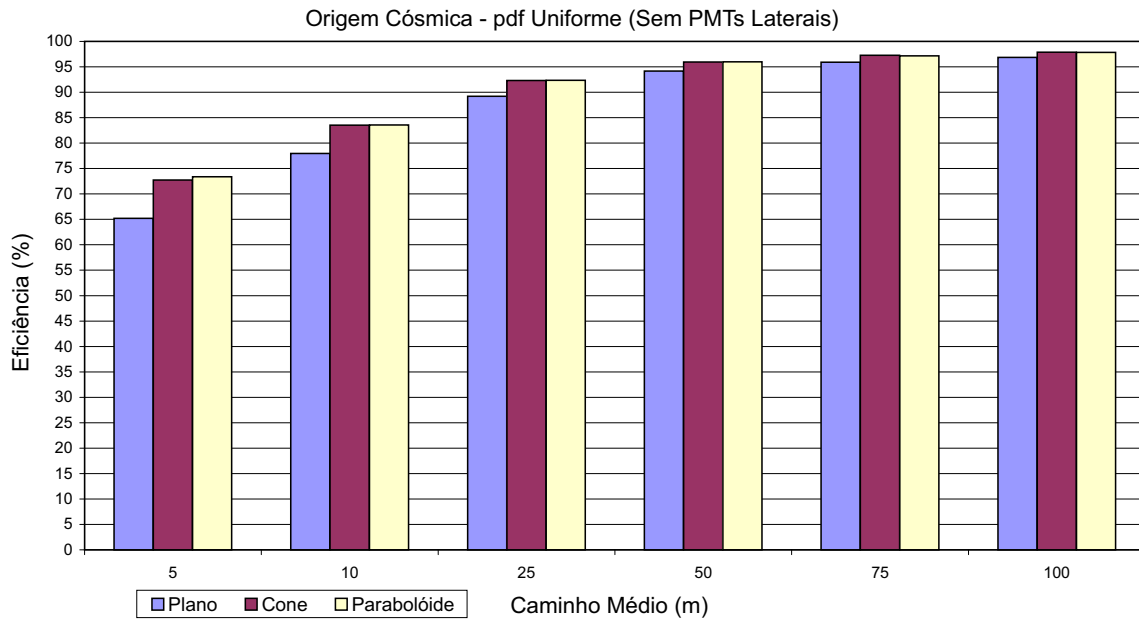


Figura 4.14: Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme.

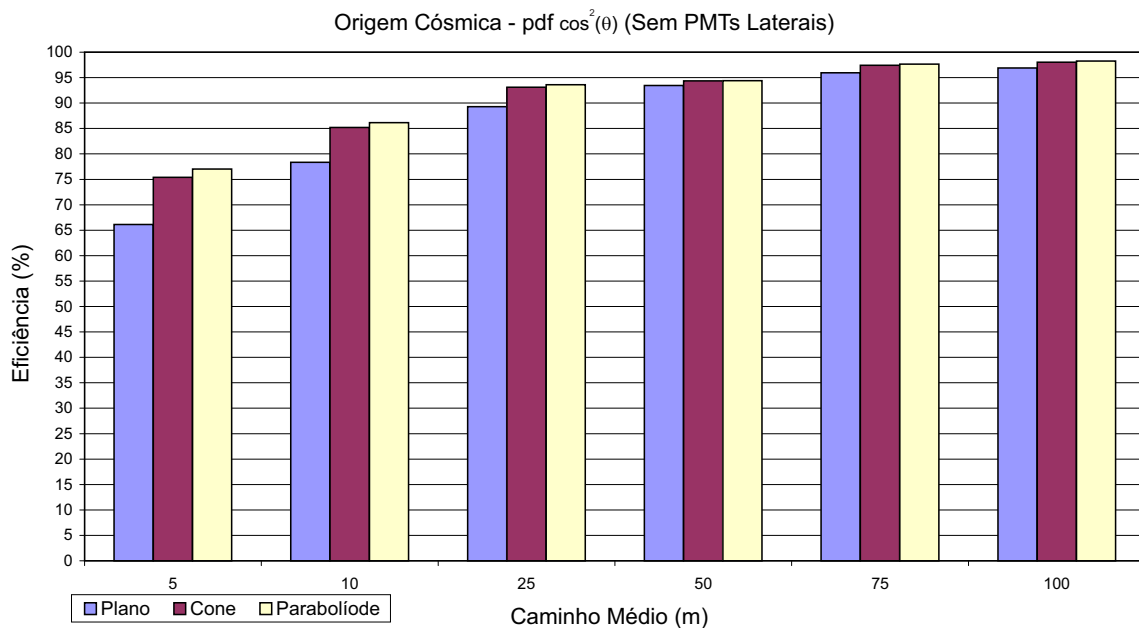


Figura 4.15: Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular $\cos^2\theta$.

Pode-se observar que as estruturas do tipo cone e parabolóide apresentam uma significativa melhora de eficiência na captura de fótons de origem cósmica. Para fótons gerados com um caminho livre médio acima de 25 m, o desempenho do detector com estas estruturas se aproxima do caso sem estrutura interna. Para eventos gerados isotropicamente dentro do detector, o impacto das estruturas refletoras é menor. A seguir vamos mostrar que a estrutura interna se torna um pouco mais importante quando os PMT laterais não são usados.

Análise do Detector com PMTs nas laterais

As Figuras 4.16, 4.17 e 4.18 apresentam a percentagem de eventos capturados pelos três grupos de PMTs (inferior, superior e lateral). Cada conjunto de 6 *bins* representa a configuração do tipo de estrutura refletora plana, cone e parabolóide, respectivamente.

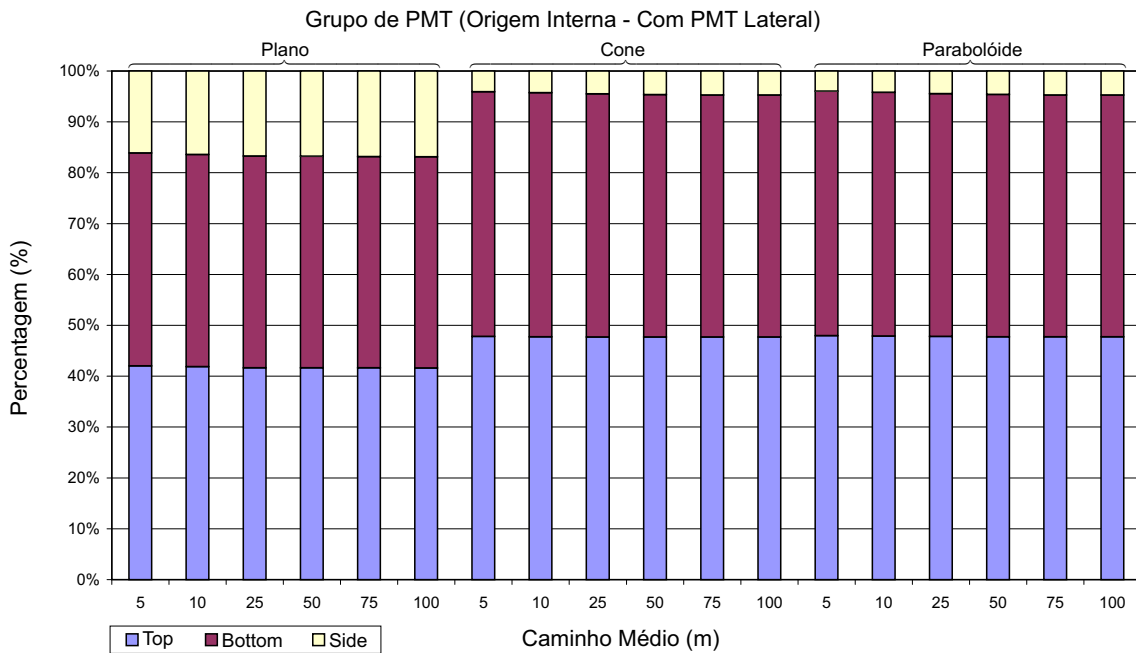


Figura 4.16: Eficiência na captura de fótons de origem interna, para o grupo de PMT *Bottom*, *Top* e *Side*.

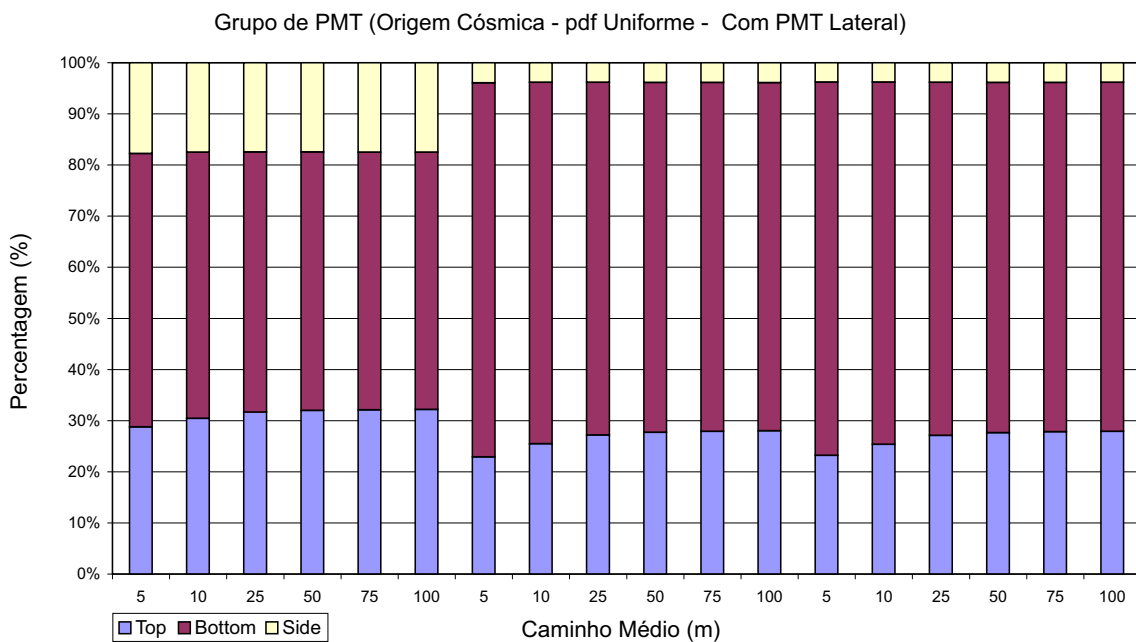


Figura 4.17: Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme, para o grupo de PMT *Bottom*, *Top* e *Side*.

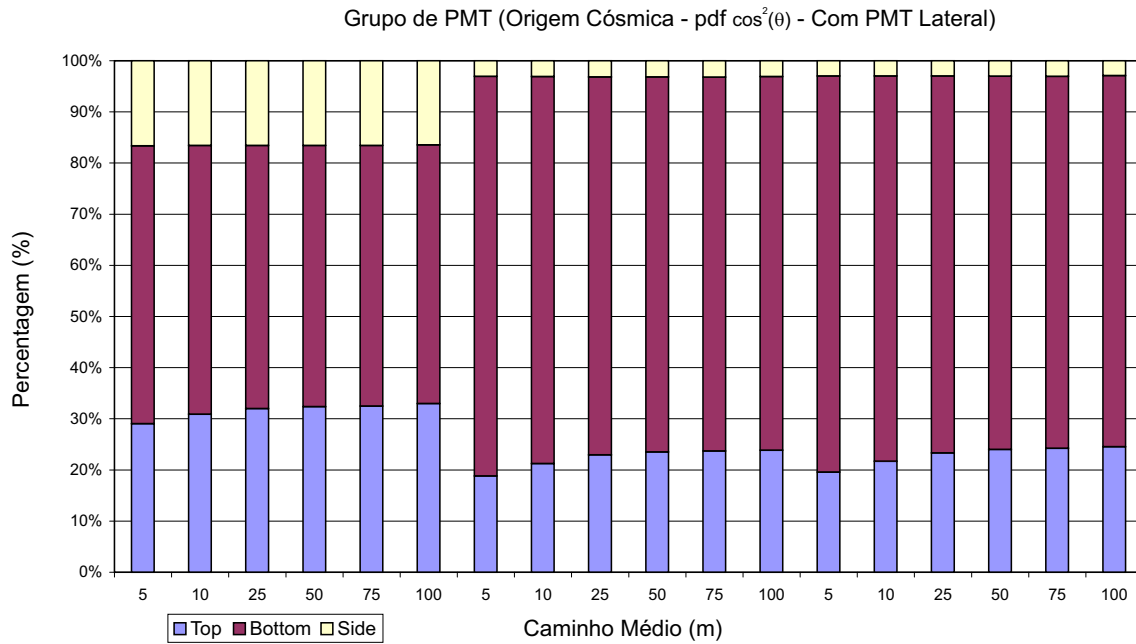


Figura 4.18: Efici3ncia na captura de f3tons de origem c3smica, com distribui33o angular $\cos^2\theta$, para o grupo de PMT *Bottom*, *Top* e *Side*.

As Figuras 4.19 e 4.20 correspondem a medida de performance sem os PMTs nas laterais do detector. Pode-se observar que a utiliza33o ou n3o dos PMTs nas laterais n3o altera significativamente a propor33o entre os eventos capturados entre os grupos *Bottom* e *Top*, enquanto que a utiliza33o das estruturas refletoras (cone ou parabol3ide) aumentam estas taxas. Estas estruturas podem ajudar a identificar f3tons gerados por part3culas de origem c3smica, para ajudar no sistema de veto do detector. A import3ncia dos PMTs laterais 3 minimizada quando se utiliza estruturas refletoras. No entanto, como mostrado nas Figuras 4.21, 4.22 e 4.23, para uma faixa m3dia superior a 25 metros, o uso de PMTs laterais n3o 3 essencial, do ponto de vista da efici3ncia de detec33o.

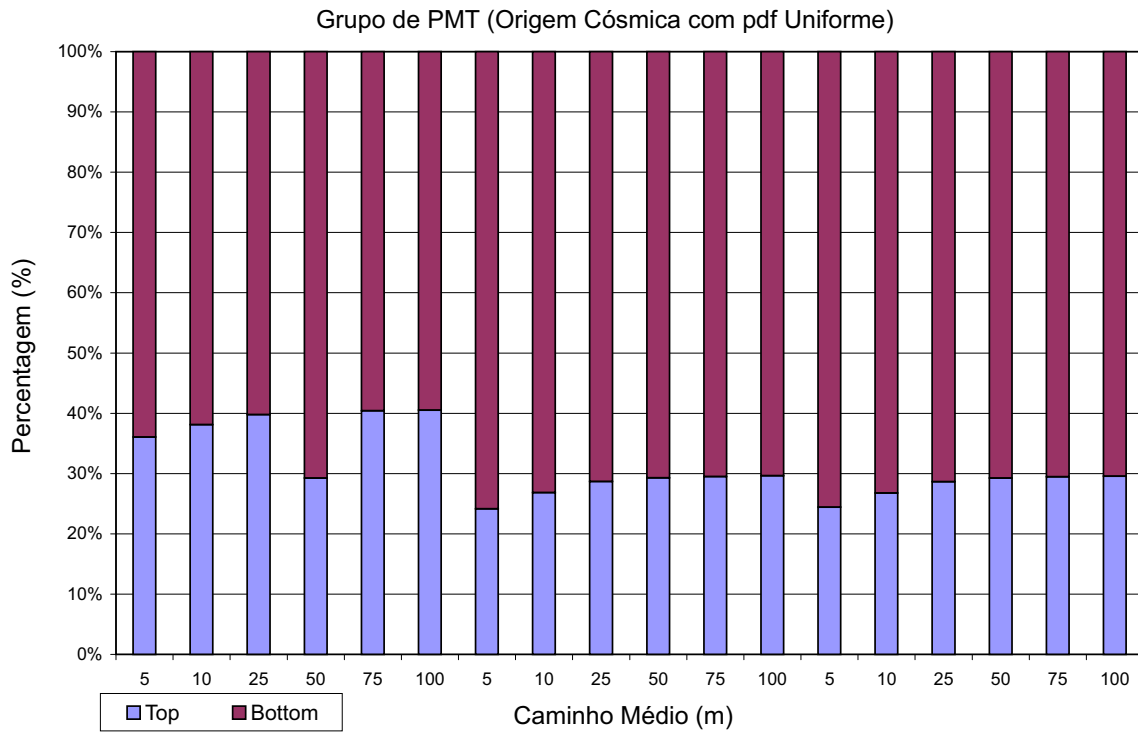


Figura 4.19: Efici3ncia na captura de f3tons de origem c3smica com distribui33o angular uniforme, para o grupo de PMT *Bottom* e *Top*.

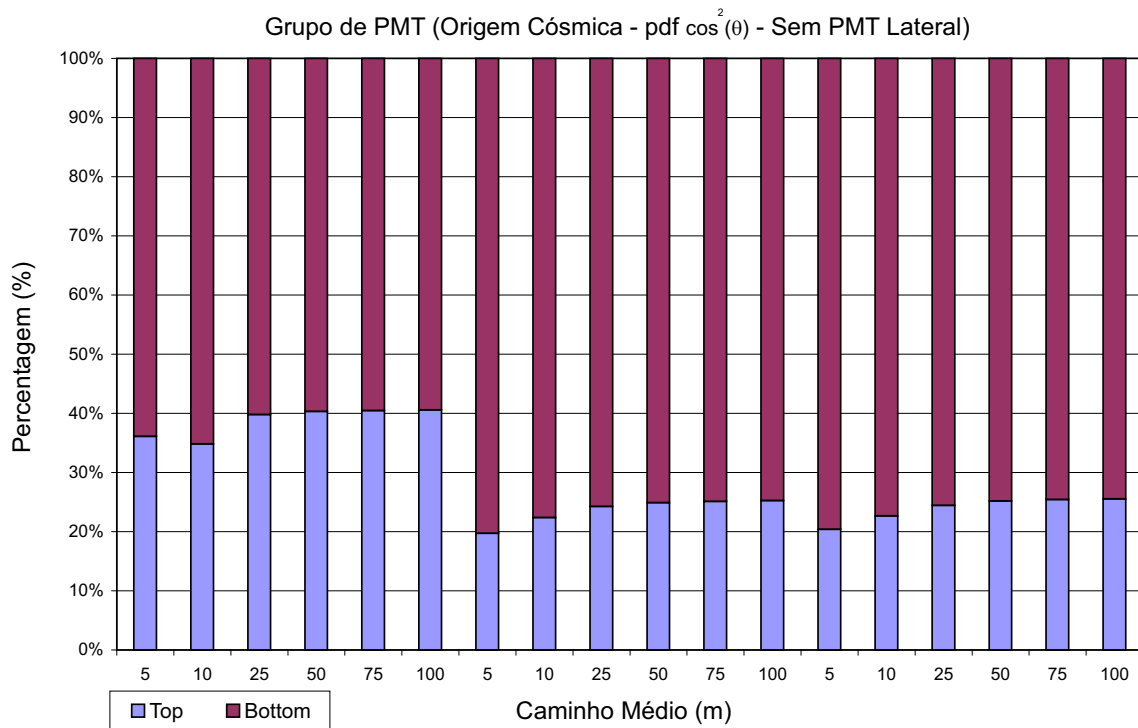


Figura 4.20: Efici3ncia na captura de f3tons de origem c3smica com distribui33o angular $\cos^2\theta$, para o grupo de PMT *Bottom* e *Top*.

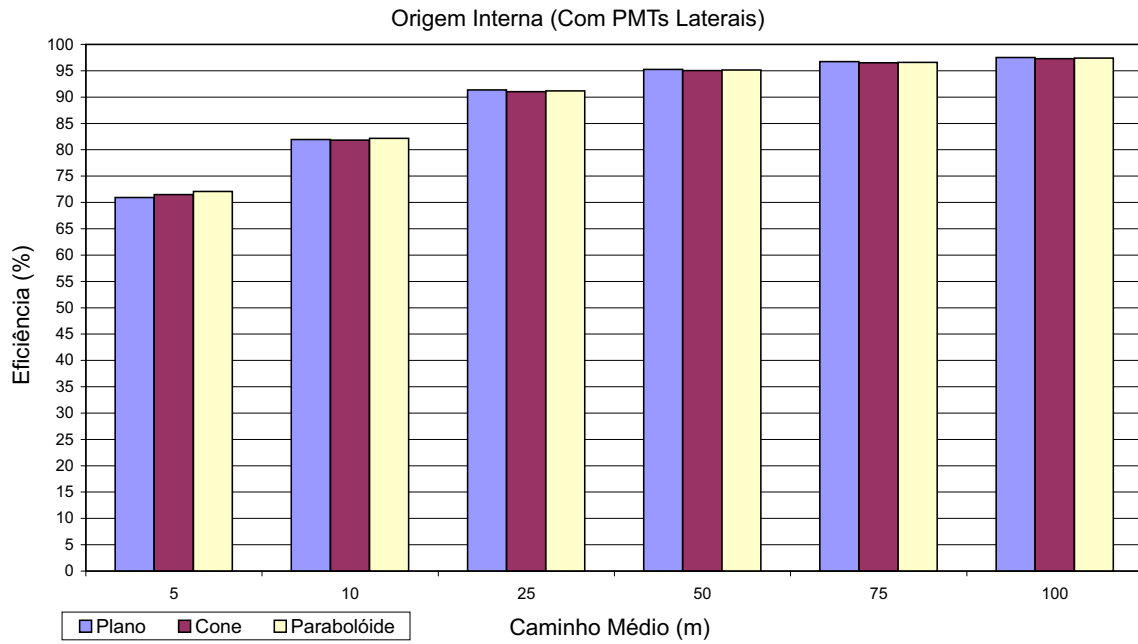


Figura 4.21: Eficiência na captura de fótons de origem interna.

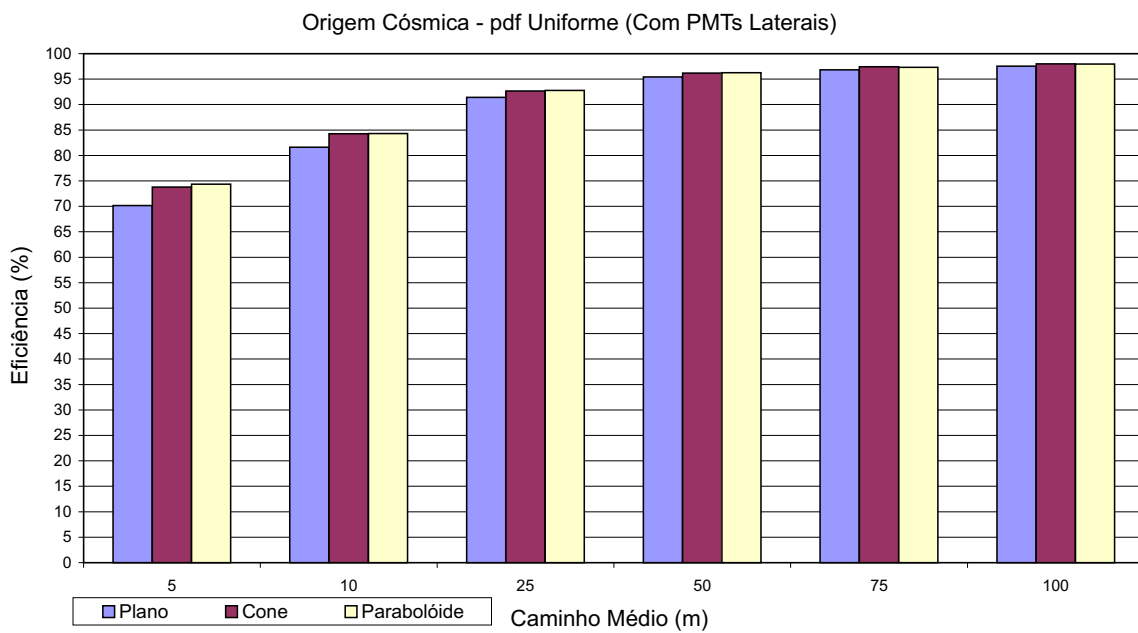


Figura 4.22: Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme.

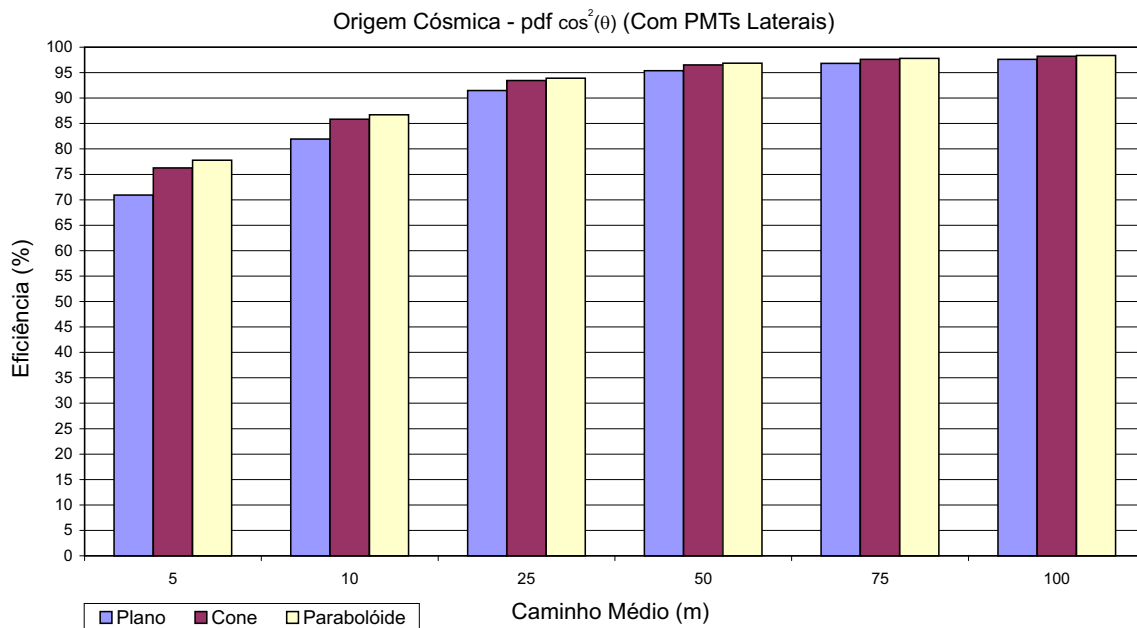


Figura 4.23: Eficiência na captura de fótons de cósmico com distribuição angular $\cos^2\theta$.

Para finalizar, as Figuras 4.24, 4.25 e 4.26 comparam a eficiência de detecção para todos os caso analisados anteriormente. Torna-se claro que a eficiência na captura de fótons com a utilização de PMTs nas laterais do detector e a utilização de estruturas refletoras em torno dos PMTs não são essenciais para fótons com vida média acima de 25 m. Os dados presentes nestes gráficos se encontram em tabelas dispostas no apêndice C.

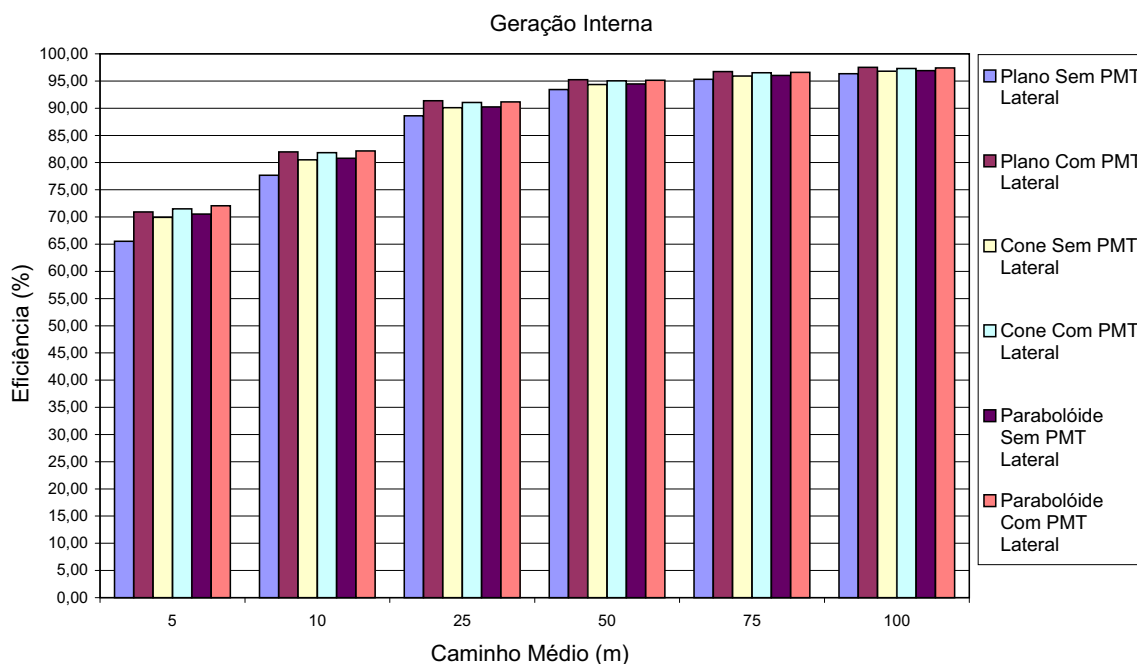


Figura 4.24: Eficiência na captura de fótons de origem interna.

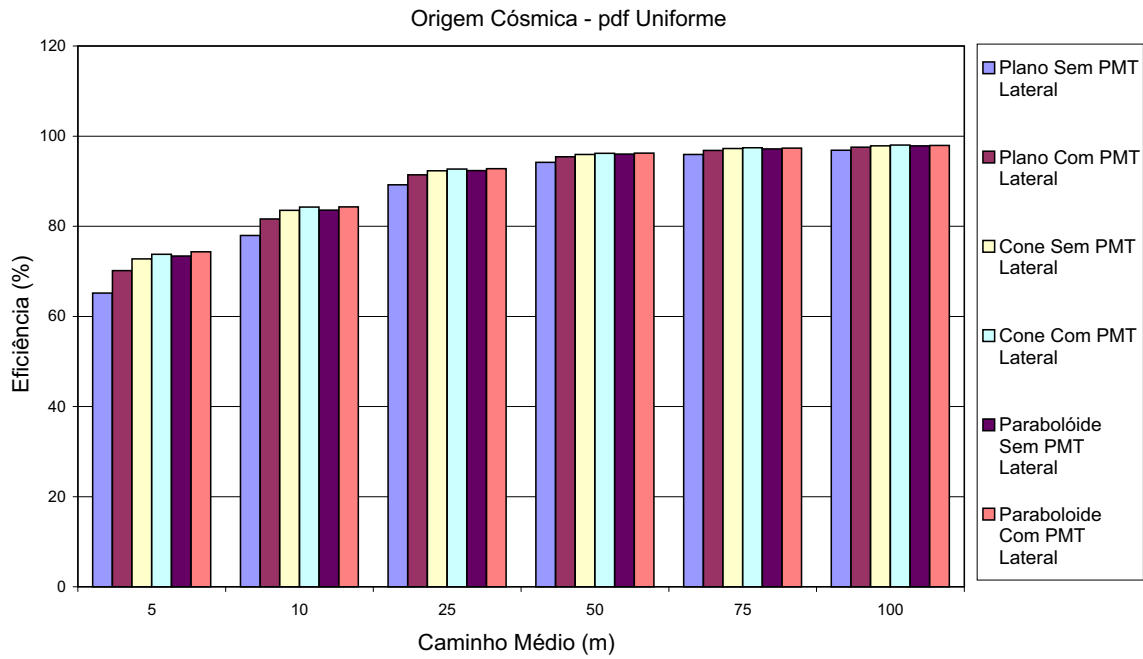


Figura 4.25: Eficiência na captura de fótons de origem cósmica com distribuição angular uniforme.

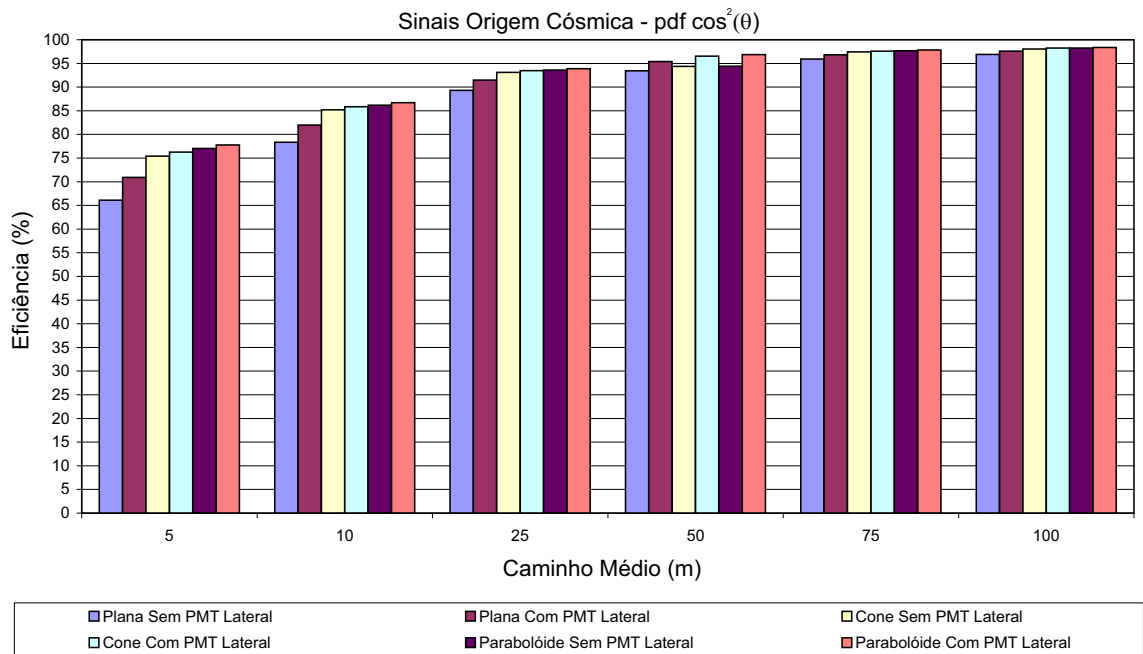


Figura 4.26: Eficiência na captura de fótons de cósmico com distribuição angular $\cos^2\theta$.

4.2 Interação de Partículas com o Detector Central

O SIPDC engloba os processos de interação de partículas, com e sem carga, incluindo as radiações eletromagnéticas, como os raios gama e os fótons menos energéticos. Os processos de interação das partículas foram caracterizados fazendo-se uso dos conceitos apresentados no Capítulo 3 e inseridos no MMC da simulação.

O SIPDC abrange os processos de interação das seguintes partículas: múons cósmicos, nêutrons cósmicos, raios gama e anti-nêutrons (pósitrons e nêutrons).

4.2.1 Parametrização dos processos de interação

Os processos de interação de cada partícula foram parametrizados respeitando as respectivas características físicas. A partir dos parâmetros de cada partícula, foi desenvolvido uma classe que dispunha as partículas como membros, facilitando assim a utilização de cada partícula e o reaproveitamento de características comuns.

Geração de eventos

Nos processos de simulação do SIPDC, a quantidade de eventos simulados para uma partícula é um processo aleatório em função do tempo de simulação escolhido e de uma função de densidade de probabilidade (PDF) exponencial (PEEBLES, 2001), que tem como parâmetro a taxa de eventos média da partícula.

Parametrização da Interação de Múons Cósmicos

Os múons cósmicos interagem no detector central através da radiação Cherenkov. Como parâmetros da radiação Cherenkov temos: a quantidade e o ângulo dos fótons emitidos por um múon em sua trajetória no detector central, os quais são calculados pela Equação (3.17) e (3.13), respectivamente.

Para calcularmos os parâmetros da radiação Cherenkov, pode-se calcular o valor de β , onde temos que a velocidade média de propagação para um raio de múon cósmico incidente é ($\nu_\mu = 29,8 \pm 2,5 \text{ cm/ns}$), conforme (LIU e SOLIS, 2007). Assim

$$\begin{aligned}\beta_\mu &= \frac{\nu_\mu}{c} = \frac{29,8 \cdot 10^7}{2,99792458 \cdot 10^8} = 0,994, \\ \gamma_\mu &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_\mu^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - 0,994^2}} = 9,1584,\end{aligned}\tag{4.1}$$

podemos obter o ângulo de irradiação dos fótons gerados por Cherenkov

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{1}{\beta n} \right) = \cos^{-1} \left(\frac{1}{0,994 \cdot 1,34} \right) = 0,7216 \text{ rad}, \quad (4.2)$$

$$\theta \simeq 41,34^\circ.$$

De posse do valor do ângulo θ , podemos obter a densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov, pela Equação (3.17):

$$\frac{dN}{dx} = 475 \cdot z^2 \cdot \text{sen}^2 \theta = 475 \cdot (-1)^2 \cdot \text{sen}^2 (0,7216) \quad (4.3)$$

$$\simeq 207 \text{ fótons/cm}.$$

Através desta análise inicial obtemos como parâmetros de saída para a propagação de um múon o ângulo de emissão para os fótons de ($\theta \simeq 41^\circ$) e uma densidade de 207 [fótons/cm].

Para verificar se essa simplificação do processo é válida, será aplicada uma análise considerando o espectro de energia e sua variação durante o trajeto do múon no interior do detector e o respectivo limiar de energia para que ocorra a radiação Cherenkov. Substituindo o valor da Equação (3.21) na Equação (3.18) pode-se calcular a energia limite para que um múon pare de produzir o efeito Cherenkov

$$E = \gamma_c \cdot m_\mu \cdot c^2,$$

$$E = 1,512 \cdot 105,6 \cdot [MeV/c^2] \cdot c^2, \quad (4.4)$$

$$E = 159,67 [MeV].$$

Como resultado, obtemos que múons com energia ($\leq 160 [MeV]$) não emitem radiação Cherenkov.

Podemos calcular o limiar de energia para o elétron e para o pósitron ($m_e = 0,511 MeV/c^2$) de forma análoga à equação anterior. Substituindo a massa do elétron e o fator de Lorentz crítico da Equação (3.21) na Equação (3.18),

$$E = \gamma_c \cdot m_e \cdot c^2,$$

$$E = 1,512 \cdot 0,511,6 \cdot [MeV/c^2] \cdot c^2, \quad (4.5)$$

$$E = 0,772 [MeV].$$

Portanto, apenas elétrons e pósitrons com energia superior a (0,772 [MeV]) podem emitir radiação Cherenkov no interior do detector central.

Para o cálculo da variação de energia durante a trajetória percorrida pelo múon no detector, foi aplicado a formula de Bethe-Bloch (Equação (3.7)), para calcular a perda de energia na água. A Tabela 4.1 lista os parâmetros da água necessárias ao cálculo da formula de Bethe-Bloch.

Tabela 4.1: Parâmetros da água.

Z	$A[g/mol]$	$\rho [g/cm^3]$	C	a	m	X_0	X_1
10	18,0153	1.0	3,5	0,0911	3,48	0,24	2,80

- Calculando a correção de Densidade δ :

$$X = \log(\beta\gamma) = \log(9,14 \cdot 0,994),$$

$$X = 0,9592.$$

$$\delta = 4,6052X + C + a(X_1 - X)^m,$$

$$\delta = 4,6052 \cdot 0,958 + 3,5 + 0,0911(2,8 - 0,985)^{3,48},$$

$$\delta = 8,679.$$

- Cálculo do Potencial efetivo de ionização:

$$I = 12 \cdot 10 + 7,$$

$$I = 127 [eV].$$

- Cálculo da máxima energia transferida W_{\max} :

$$m_\mu \gg m_e \text{ Temos :}$$

$$W_{\max} = 2 \cdot 0,511 \cdot [MeV/c^2] \cdot c^2(9,1584 \cdot 0,994)^2,$$

$$W_{\max} = 84,7 [MeV].$$

- Cálculo do termo k_2 :

$$k_2 = \frac{10}{18,0153} \cdot \frac{(-1)^2}{0,994^2} = 0,5623.$$

- Cálculo do termo k_3 :

$$k_3 = \frac{2 \cdot 0,511 \cdot [MeV/c^2] \cdot c^2 \cdot (0,994 \cdot 9,1584)^2 \cdot 84,40 [MeV]}{(127 [eV])^2},$$

$$k_3 = 0,4448 \cdot 10^{12}.$$

Substituindo na formula de Bethe:

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = 0,1535 [MeV \cdot cm^2/g] \cdot 0,5623 \cdot (\ln(0,4448 \cdot 10^{12}) - 2 \cdot 0,994^2 - 8,679),$$

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} = 1,3952 [MeV \cdot cm^2/g].$$

Aplicando a densidade do material do meio:

$$\frac{dE}{dx} = 1,3952 \cdot [MeV \cdot cm^2/g] \cdot 1 \cdot [g/cm^3],$$

$$\frac{dE}{dx} = 1,3952 [MeV/cm].$$

Portanto, a máxima energia transmitida na radiação Cherenkov por um múon que atravesse o detector pode ser calculada a partir da maior trajetória possível a ser percorrida por ele no interior do detector. A maior trajetória é a diagonal principal da caixa do detector central ($D_{\max} = \sqrt{90^2 + 90^2 + 128^2} = 180,51 \text{ cm}$). Integrando o resultado obtido anteriormente e substituindo a distância pelo valor da diagonal principal temos

$$E = 1,3952 \cdot [MeV/cm] \cdot 180,51 \cdot [cm] \simeq 251,85 [MeV]. \quad (4.6)$$

De posse da máxima energia liberada por um múon ao cruzar o detector central, e da energia mínima Equação (4.4), para que um múon emita radiação Cherenkov, basta analisar o espectro de energia dos raios de múons cósmicos. A Figura 4.27 apresenta a distribuição de energia para raios de múons cósmicos ao nível do mar, com ângulos de incidência de 0° e 75° . A energia do múon incidente pode ser calculada utilizando a velocidade média ($v_\mu = 29,8 \pm 2,5 \text{ cm/ns}$) aplicada à Equação (3.18)

$$E = \gamma_\mu m_\mu c^2,$$

$$E = 9,1584 \cdot 105,6 \cdot [MeV/c^2] \cdot c^2, \quad (4.7)$$

$$E \simeq 967,13 [MeV].$$

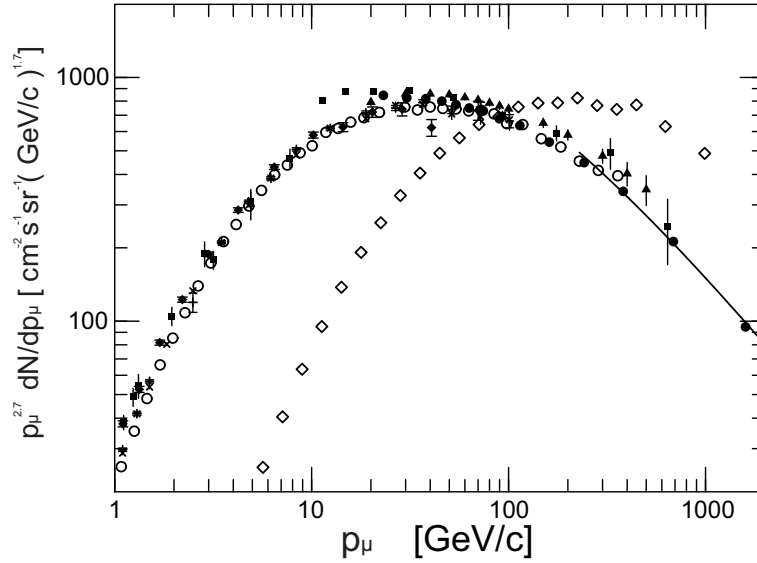


Figura 4.27: Espectro de energia para múons cósmicos ao nível do mar para dois ângulos de incidência 0° (\blacklozenge , \blacksquare , \blacktriangle , \blacktriangledown , \times , $+$, \circ , \bullet) e 75° (\diamond). Retirado da referência (BERINGER *et al.*, 2012).

Portanto, tanto o valor mínimo (1000 MeV) do espectro de energia apresentado na Figura 4.27 como o valor calculado Equação (4.7) são bem próximos. Utilizando o calculado e subtraindo a máxima energia liberada na radiação Cherenkov por um múon ao atravessar a diagonal principal, temos que a energia remanescente do múon ao fim da trajetória é

$$\Delta E = 967,13 - 251,85 \simeq 715,28 \text{ [MeV]}.$$

Este valor restante de energia encontra-se acima do limite mínimo (160 MeV) para a radiação Cherenkov, no caso dos múons. Portanto, múons que incidem no detector central, cruzam todo o detector emitindo radiação Cherenkov.

Podemos recalcular a quantidade e o ângulo dos fótons emitidos na radiação Cherenkov ao fim da maior trajetória percorrida por um múon. Temos

$$\begin{aligned} \gamma_\mu &= \frac{E}{m_\mu \cdot c^2} = \frac{715,28 \cdot [\text{MeV}]}{105,6 \cdot [\text{MeV}/c^2] \cdot c^2} = 6,7735, \\ \beta_\mu &= \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_\mu^2}} = 0,989. \end{aligned} \tag{4.8}$$

Portanto, o ângulo no fim da trajetória é:

$$\begin{aligned} \theta &= \cos^{-1} \left(\frac{1}{n\beta} \right) = \cos^{-1} \left(\frac{1}{1,34 \cdot 0,989} \right) = 0,7158 \text{ rad}, \\ \theta &\simeq 41,02^\circ. \end{aligned} \tag{4.9}$$

A variação do ângulo de emissão dos fótons, em relação ao início e fim da

radiação Cherenkov é:

$$\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2 = 41,34^\circ - 41,02^\circ,$$

$$\Delta\theta \simeq 0,33^\circ.$$

Com o valor do ângulo θ no fim da trajetória, podemos calcular a densidade de fótons emitida conforme a Equação (4.3):

$$\frac{dN}{dx} = 475 \cdot z^2 \cdot \text{sen}^2\theta = 475 \cdot (-1)^2 \cdot \text{sen}^2(0,7158)$$

$$\simeq 205 \text{ fótons/cm}.$$

Desta forma, para fins práticos é consistente fazer a seguinte parametrização para o processo de interação de múons cósmicos com o detector central: ângulo de emissão constante de (41°) e densidade de (205 [fótons/cm]).

A origem dos eventos é cósmica com distribuição do ângulo de incidência dos raios de múons dado pela função $\cos^2\theta$.

A taxa de incidência de múons no detector central foi calculada conforme (GUIMARÃES *et al.*, 2010; GRIEDER, 2001) e está formulada como um *script* em MatLab⁴, presente no Apêndice B. As características do detector foram devidamente ajustadas às do projeto atual, apresentadas no Capítulo 2, obtendo-se o resultado $298,72 \text{ Hz}$, que é utilizado como a taxa média de múons cósmicos.

O fluxograma na Figura 4.28 apresenta de forma resumida os processos de interação dos múons cósmicos.

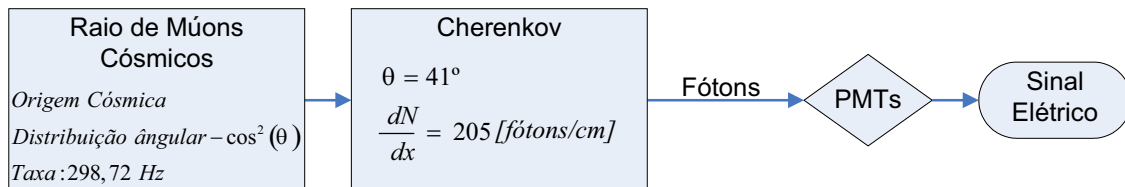


Figura 4.28: Processos de interação para os múons cósmicos.

Parametrização da Interação de Raio Gama

O processo de interação de raios gama com a matéria ocorre por meio do Efeito Fotoelétrico, Espalhamento Compton ou Produção de Pares, liberando elétrons com energia cinética recebida nestes processos. Os elétrons liberados pelas interações dos raios gama, quando possuem energia suficiente, produzem radiação Cherenkov, ou seja, fótons.

No SIPDC os raios gama estão incorporados nas simulações como radiação externa e/ou como radiação secundária de processos de interação de outras

⁴MatLab é uma linguagem de alto nível e um ambiente interativo para computação numérica, visualização e programação.

partículas, tal como o processo de captura sofrida pelos nêutrons.

A simulação para radiação gama de origem externa consiste de um sorteio aleatório para as energias de cada evento, utilizando uma PDF de Poisson, onde a média pode ser ajustada.

No interior do detector, os raios gama interagem por Efeito fotoelétrico, Espalhamento Compton e ou Produção de Pares, respeitando sorteio aleatório ponderados pelas suas respectivas seções de choque da Figura 3.12. A Figura 4.29 apresenta um fluxograma contendo os processos de interação do raio gama até a geração do sinal elétrico.

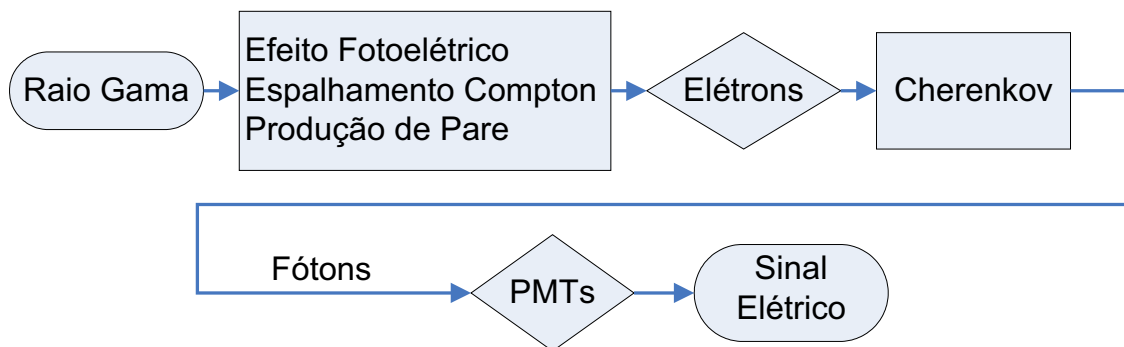


Figura 4.29: Processos de interação para raios gama.

Para a simulação de raios gama de origem secundária, a suas respectivas energias são fornecidas pelos processos de transferência de energia das partículas primárias.

Parametrização da Interação do antineutrino eletrônico ($\bar{\nu}_e$)

A detecção direta do antineutrino não é possível. Entretanto, ele pode ser detectado indiretamente a partir das partículas resultantes de sua interação no decaimento beta inverso, apresentado na Equação (3.36). A detecção do antineutrino ocorre então pela detecção do pósitron e do nêutron resultantes.

Para o caso do reator nuclear Angra II, a taxa média de neutrinos que interagem no detector é de $0,06 \text{ Hz}$ (NUNES, 2011). Na simulação dos eventos de interação dos antineutrinos, a posição do decaimento beta inverso é gerado por meio de sorteio randômico das coordenadas cartesianas no interior do detector central, através de uma distribuição uniforme.

A distribuição de energia dos antineutrinos que sofrem o decaimento beta inverso (RAGHAVAN *et al.*, 1998) pode ser observada na Figura 4.30, que apresenta um histograma de energia para 5524 eventos e a forma da PDF de onde são sorteados os valores de energia.

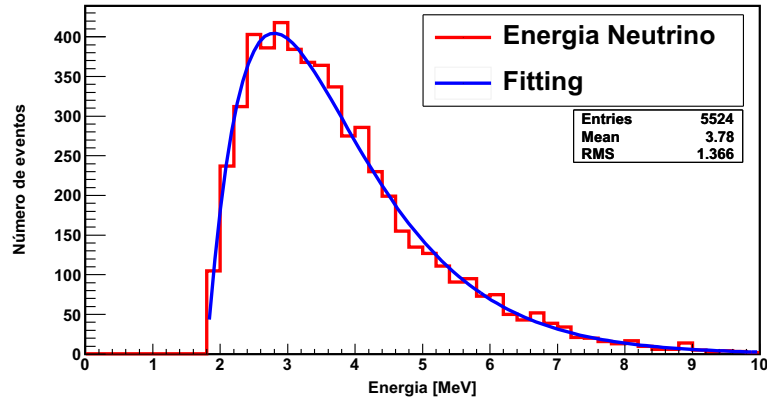


Figura 4.30: Espectro de energia para antineutrino emitidos do reator (FER-NANDO, 2009).

O pósitron tem origem nas coordenadas cartesianas da reação beta inverso correspondente. O sentido de propagação tomado pelo pósitron é definido através de uma PDF uniforme para os ângulos das coordenadas polares. A energia do pósitron é calculada por meio da Equação (3.37).

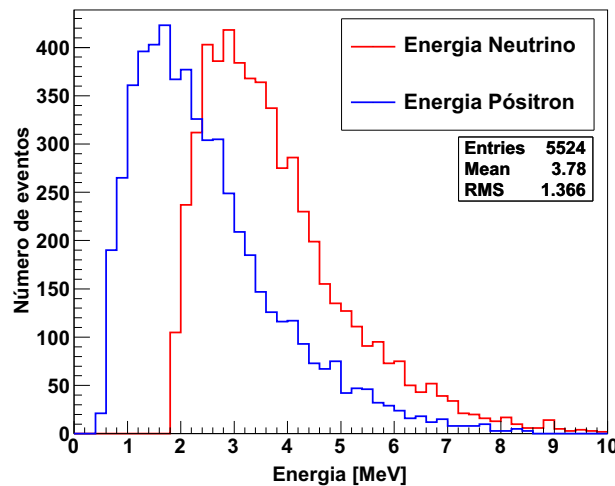


Figura 4.31: Espectro de energia para antineutrino e pósitron do decaimento beta inverso.

Podemos calcular a energia mínima que um antineutrino deve possuir para que o pósitron originado na reação do decaimento beta inverso possa emitir radiação Cherenkov. Aplicando o valor limite de energia onde o pósitron para de produzir radiação Cherenkov Equação (4.5) na Equação (3.37), obtemos o respectivo limiar de energia dos antineutrinos:

$$\begin{aligned}
 E_{\bar{\nu}_e} &= E_{e^+} + \Delta_{pn}, \\
 E_{\bar{\nu}_e} &= 0,7767 + 1,2935, \\
 E_{\bar{\nu}_e} &\simeq 2,070 \text{ [MeV]}.
 \end{aligned}
 \tag{4.10}$$

Desta forma, apenas antineutrinos com energia superior a $2,07 \text{ MeV}$ pode-

rão gerar pósitrons capazes de emitir radiação Cherenkov. O pósitron que tiver energia superior a $0,776 \text{ MeV}$, limiar de energia calculado na Equação (4.5), pode emitir radiação Cherenkov até atingir este patamar de energia, ou sofrerem aniquilação. No processo de aniquilação do pósitron com o elétron, ocorre a produção de dois raios gama, com $0,511 \text{ MeV}$ cada. O raio gama com esta energia pode interagir por Efeito Fotoelétrico e Espalhamento Compton, mas resultaria na liberação de um elétron com energia máxima de $0,511 \text{ MeV}$, valor que está abaixo do limite mínimo para o processo de radiação Cherenkov ($0,776 \text{ MeV}$) dos elétrons. Portanto, o pósitron emite radiação Cherenkov até cair no limiar de $0,7767 \text{ MeV}$, ou sofrer aniquilação, onde tem seu processo de interação finalizado para fins práticos.

A variação de energia durante a trajetória percorrida por um elétron, e pelo pósitron, foi calculada com a formula de Bethe-Bloch, Equação (3.9). Para as duas partículas a variação de energia é mostrada na Figura 4.32.

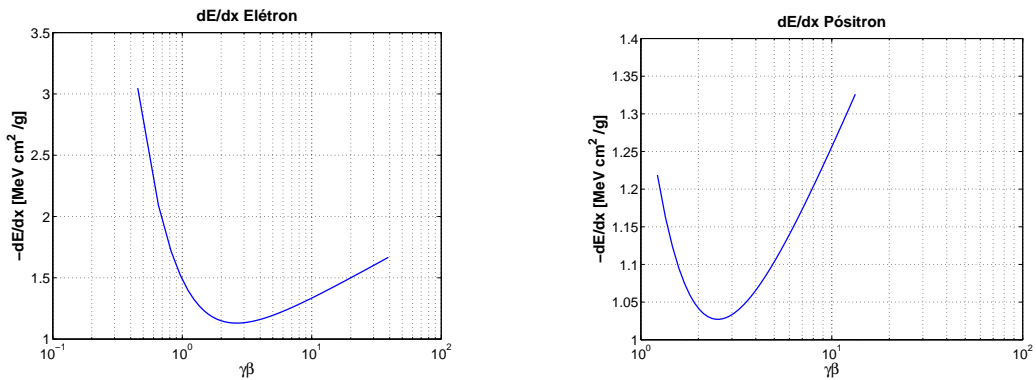
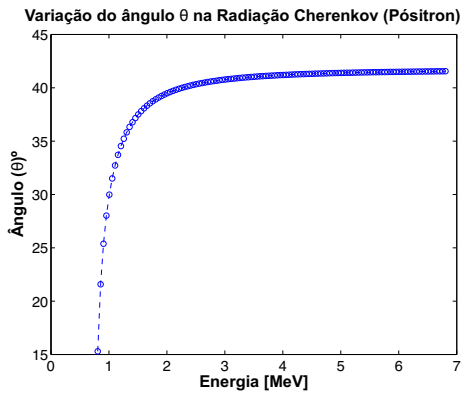
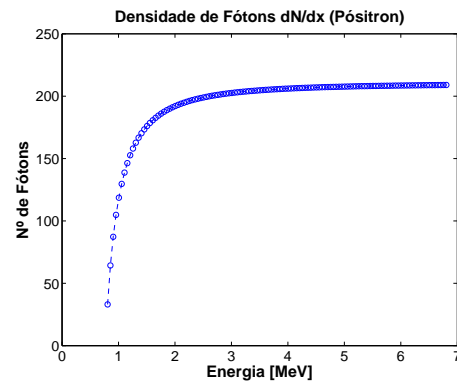


Figura 4.32: Formula de Bethe-Bloch para Elétrons e Pósitrons.

A variação do ângulo e da densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov para o pósitron está mostrada na Figura 4.33.



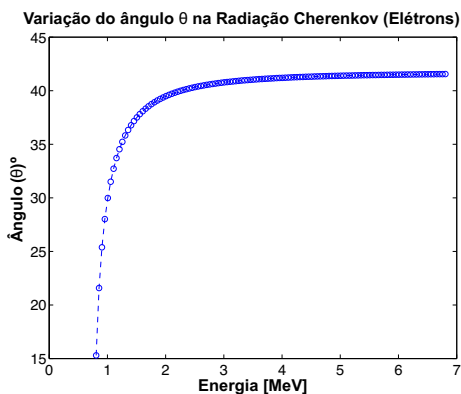
(a) Ângulo de emissão dos fótons na radiação Cherenkov.



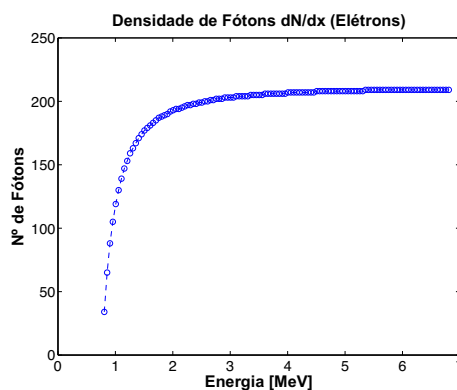
(b) Densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov.

Figura 4.33: Ângulo e densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov de pósitrons.

A Figura 4.34 apresenta a variação do ângulo e da densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov para elétron.



(a) Ângulo de emissão dos fótons na radiação Cherenkov.



(b) Densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov.

Figura 4.34: Ângulo e densidade de fótons emitidos na radiação Cherenkov de elétrons.

Parametrização da Interação de Nêutrons

O nêutron gerado no decaimento beta inverso, assim como os nêutrons provenientes de outras formas de radiação externas, tem seu mecanismo de interação descrito no SIPDC por meio do processo de captura radioativa. A captura radioativa é a reação mais comum envolvendo nêutrons. Nessa reação, o núcleo que absorve o nêutron emite raios gama ao retornar para o estado estável.

O sinal proveniente do nêutron gerado no decaimento beta inverso ocorre alguns microssegundos após o sinal gerado pelo pósitron. Em média, o tempo decorrido entre os sinais do pósitron e do nêutron é de $30 \mu s$. Este valor é depen-

dente da concentração de gadolínio presente na solução. Este fato constitui uma característica fundamental do processo de interação do antineutrino. Esta assinatura característica dos sinais do pósitron e do nêutron, gerados no decaimento beta inverso, é usado como uma das principais ferramentas para selecionar e identificar eventos de antineutrino.

O nêutron é capturado pelo núcleo de gadolínio, contido na solução com água que preenche o volume interno do detector central. No processo de captura do nêutron são emitidos em média quatro raios gama totalizando 8 MeV de energia. Após a reação do decaimento beta inverso, a posição onde o nêutron interage é sorteada de uma PDF que fornece este raio. Este processo está ilustrado na Figura 3.15.

A distribuição do número e da energia dos raios gama emitidos no processo de interação do nêutron foi ajustado a partir de uma classe obtida em (ZBIRI, 2005).

A Figura 4.35 apresenta os processos de interação do pósitron e do nêutron, decorrentes da reação do decaimento beta inverso, até a geração do sinal elétrico.

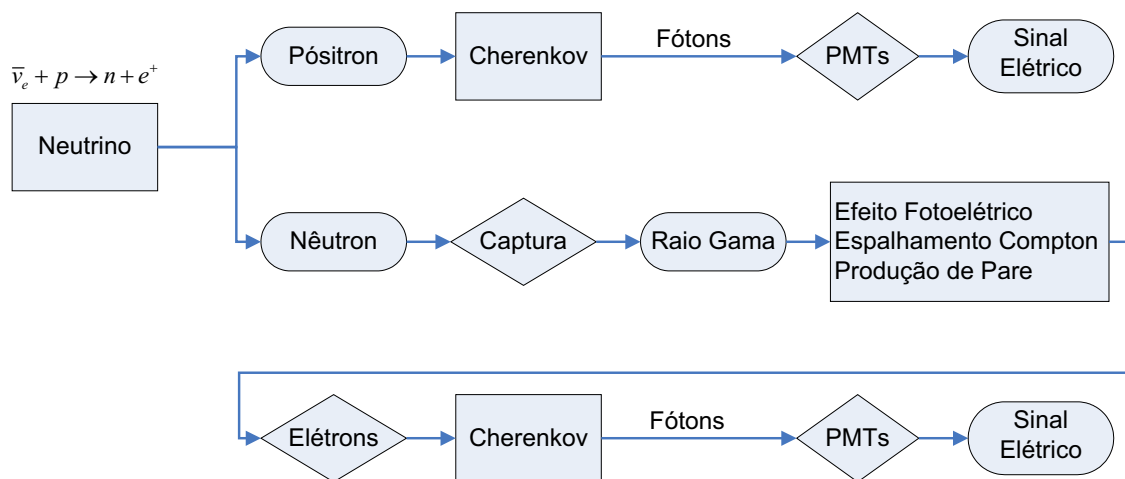


Figura 4.35: Processo de interação provenientes do decaimento beta inverso.

Parametrização da Interação de Fótons

No modo de propagação de luz inicialmente desenvolvido ou para os fótons produzidos pelos processos de interação tratados no simulador, eles possuem as seguintes características: coordenadas de posição, direção e percurso máximo a percorrer. As coordenadas de posição e direção são baseadas em coordenadas esféricas. O parâmetro percurso consiste na informação da distância em que o fóton pode percorrer dentro do detector central e ainda estar capacitado a sensibilizar o fotocátodo de um PMT e emitir fotoelétrons. O simulador permite definir

percurso dos fótons de duas maneiras: a primeira é vinculada ao número de reflexões que o fóton pode executar antes de ser capturado por um PMT; a segunda opção consiste em fornecer uma distância limite para que o fótons possa atingir um PMT. Caso o fóton propague esta distância e não atinja nenhum PMT ele perde a capacidade de sensibilizar o PMT e tem o fim de seu processo de propagação. A distância máxima que o fóton pode percorrer é obtida a partir de uma PDF exponencial que tem o valor da média como parâmetro denominado de livre caminho médio.

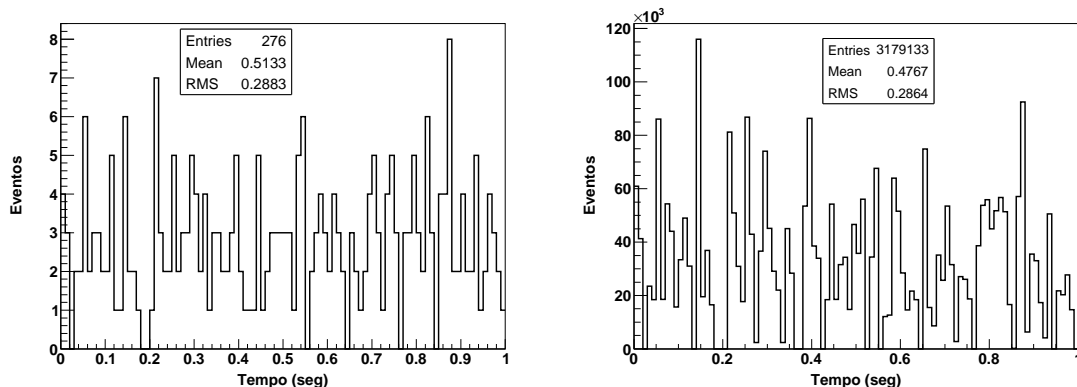
4.2.2 Resultados e Análises da Simulação

As simulações foram subdivididas por partículas e o simulador foi configurado de acordo com as atuais características do protótipo em finalização. Com as paredes refletoras e o alinhamento dos PMTs deslocado Figura 4.3b. Foram efetuadas simulações para antineutrino e para o ruído de fundo: múons, nêutrons cósmicos e ruído eletrônico.

Simulação para Múons

A simulação para eventos de múons foi executada para um intervalo de tempo de 1 s, no qual foram gerados 276 múons, dos quais 228 penetraram no detector liberando 3179133 fótons. As Figuras 4.36a e 4.36b apresentam as distribuições temporais dos eventos de múon e dos fótons emitidos, respectivamente.

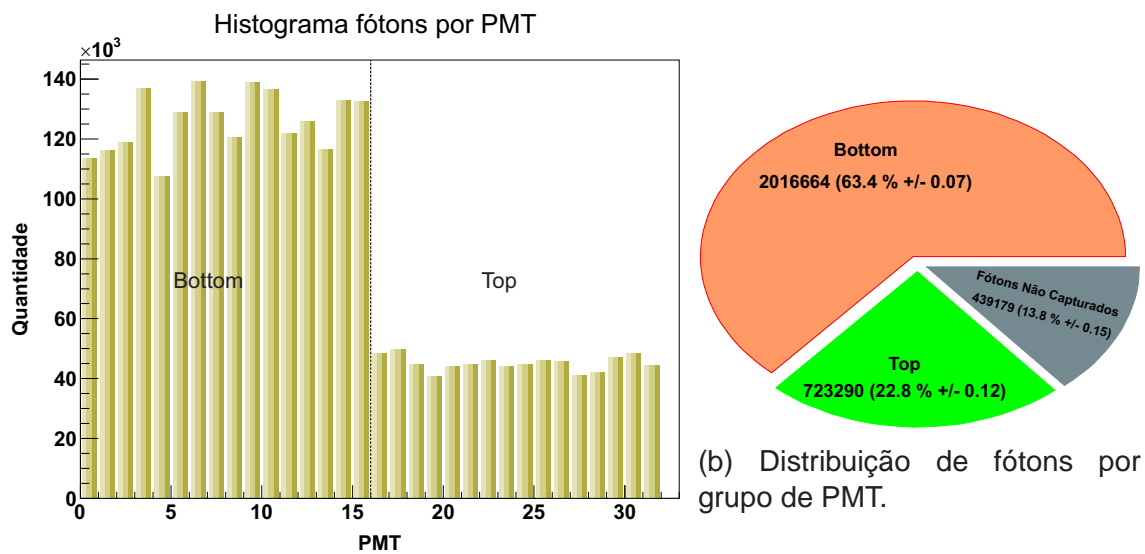
O parâmetro que define a média da PDF que fornece o tempo de vida médio para os fótons, foi ajustado em cinco metros para as simulações de todas as partículas analisadas.



(a) Distribuição temporal dos eventos de múon. (b) Distribuição temporal dos fótons da radiação Cherenkov de múon.

Figura 4.36: Distribuição temporal de múons e dos respectivos fótons emitidos.

A Figura 4.37a apresenta a distribuição dos fótons por PMT. Os primeiros 16 *bins* são para os PMTs do grupo *Bottom* e os outros para os PMTs do grupo *Top*. A Figura 4.37b mostra o percentual de *hits* para o grupo de PMTs *Bottom*, *Top* e de fótons não capturados. Como esperado, a radiação de múons apresentou um elevado percentual de *hits* 63,4% no grupo de PMTs *Bottom*, o grupo *Top* capturou cerca de 22,8% e o restante dos eventos não foram capturados por nenhum PMT. Além do grande número de fótons liberados, o elevado número de *hits* no grupo de PMT *Bottom* configura uma característica importante na identificação de eventos desta origem. Se considerarmos as paredes opaca, onde os fótons não refletem, estes valores mudam para 22,4% para o grupo de PMTs *Bottom*, 0,3% para o grupo *Top* e 77,3% de fótons não capturados.



(a) Distribuição dos *hits* por PMT.

Figura 4.37: Distribuição de *hits* para os PMTs do detector central.

A Figura 4.38 apresenta a distribuição do número de fótons emitidos por múon. Em média, cada múon emite 8240 fótons no detector central, o que resulta em uma trajetória média no interior do detector central de 40 *cm*.

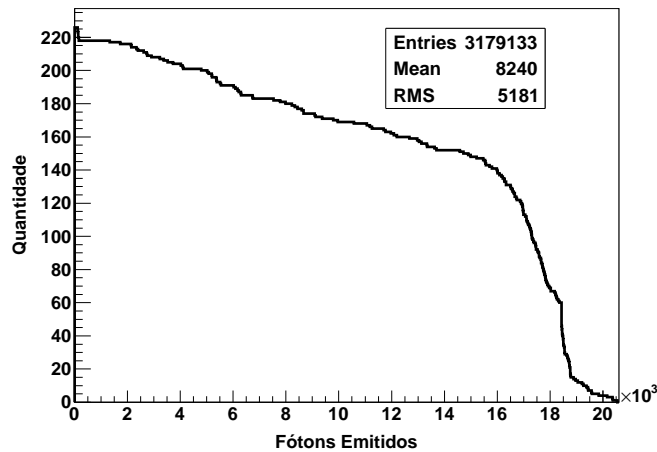
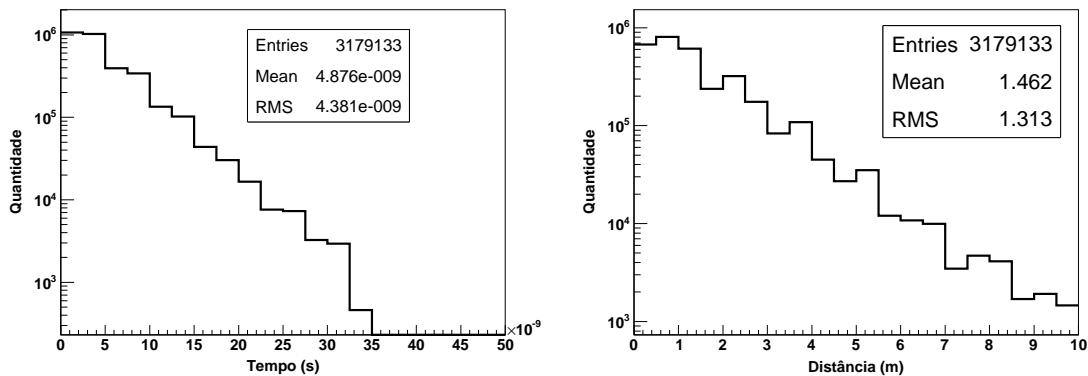


Figura 4.38: Distribuição de fótons pela trajetória do múon.

As Figuras 4.39a e 4.39b apresentam, respectivamente, a distribuição do tempo de vida dos fótons no interior do detector central e a distância por eles percorrida até atingir um PMT ou perder a capacidade de sensibilizar o fotocatodo e produzir fotoelétrons.



(a) Distribuição temporal do tempo de vida do fóton no interior do detector. (b) Distribuição da distância percorrida até ser capturado ou para de interagir.

Figura 4.39: Tempo e distância por fóton no interior do detector central.

Simulação para Nêutron

A taxa de ocorrência para a radiação de nêutron cósmica no detector central é de 65 Hz , e foi calculada conforme (GUIMARÃES *et al.*, 2010; GRIEDER, 2001), *script* apresentado no Apêndice B. Os tanques de blindagem devem absorver cerca de 70% da radiação de nêutrons e portanto, a taxa de eventos é reduzida para 20 Hz . Aplicando esta taxa e simulando para um intervalo de tempo de 60 s , obteve-se 1248 eventos de nêutron interagindo no interior do detector central. As Figuras 4.40a e 4.40b apresentam as distribuições temporais do processo

de captura radioativa sofrido pelos nêutrons, e dos fótons emitidos, respectivamente.

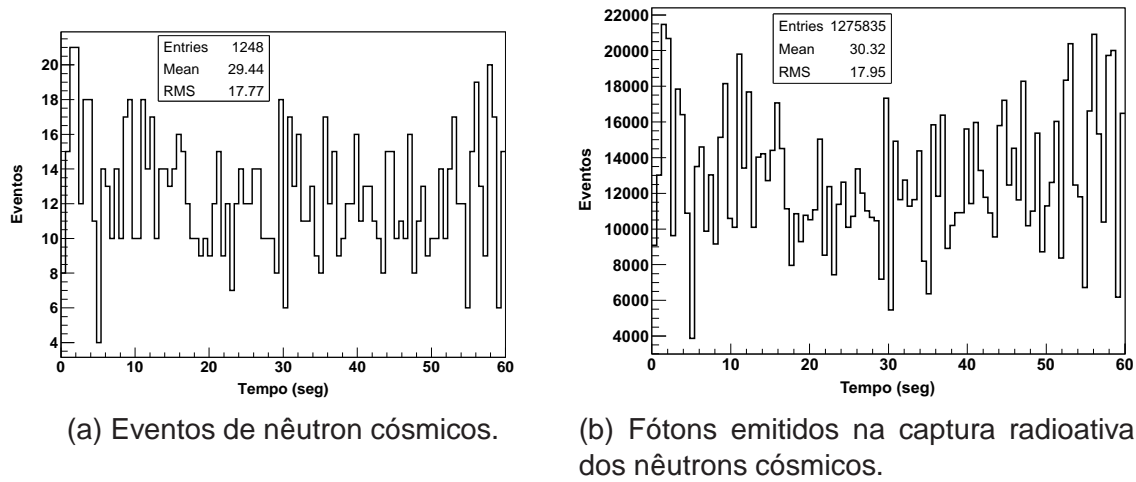


Figura 4.40: Distribuição temporal de nêutron e dos respectivos fótons emitidos.

Na Figura 4.41a pode-se observar a distribuição dos *hits* por PMT. A distribuição dos *hits* entre o grupo de PMTs *Bottom* e *Top* apresenta um comportamento uniforme, onde 26,5% do eventos atingem PMTs do grupo *Bottom* e 26,4% PMTs do grupo *Top*, conforme demonstra a Figura 4.41b.

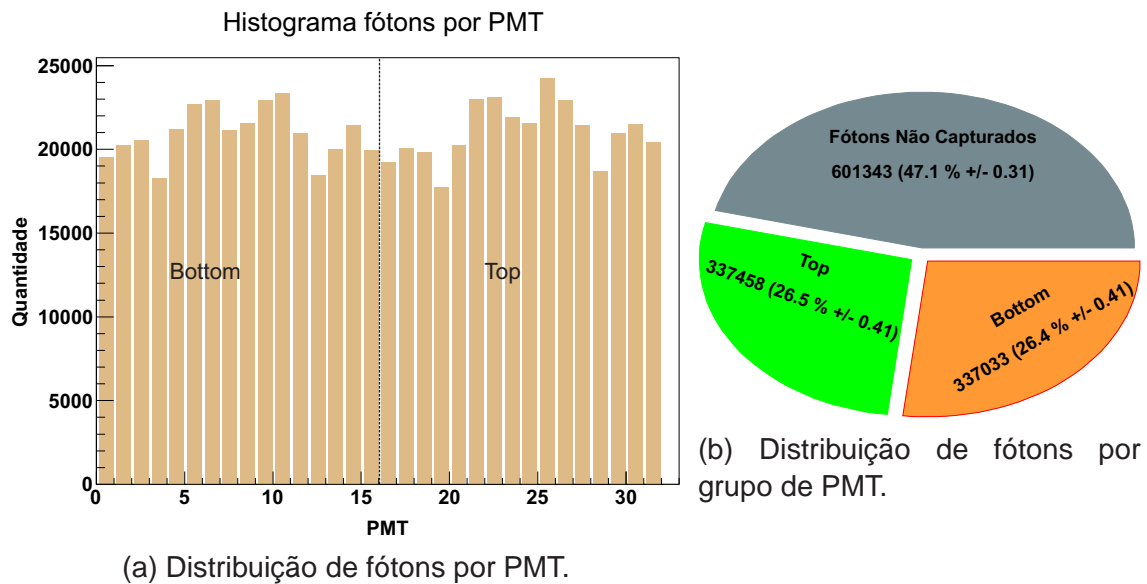


Figura 4.41: Distribuição de *hits* por PMT individual e por grupo.

A Figura 4.42 apresenta a distribuição de energia dos raios gama emitidos nos processo de interação dos nêutrons. Em média, cada nêutron emitiu 2,4 raios gama com energia de 3,4 MeV, totalizando 8,1 MeV de energia liberada.

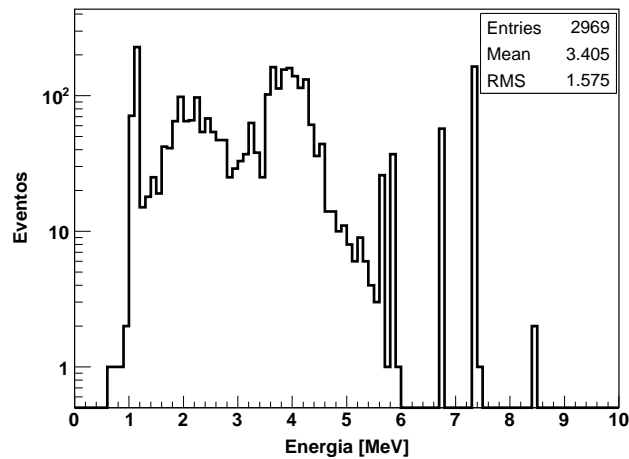
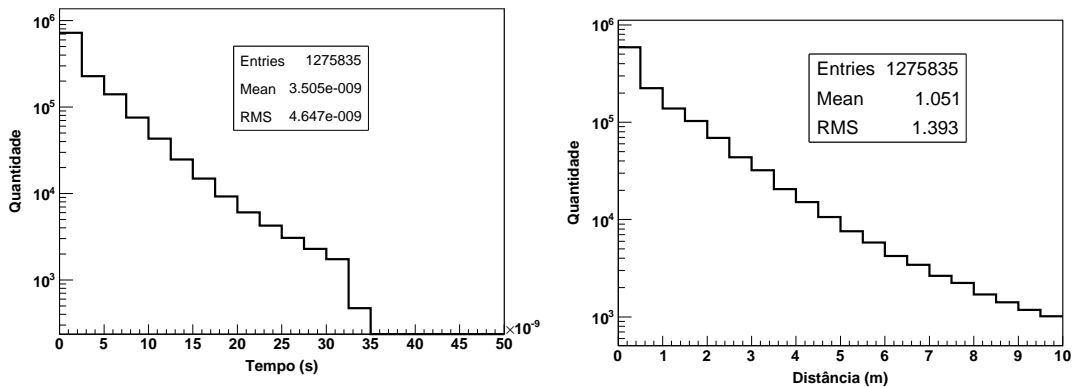


Figura 4.42: Distribuição de energia dos raios gama liberados no processo de captura radioativa do nêutron.

As Figuras 4.43a e 4.43b apresentam a distribuição do tempo de vida dos fótons no interior do detector e a respectiva distância por eles percorrida até atingir um PMT ou parar de interagir.



(a) Distribuição temporal do tempo de vida do fóton no interior do detector. (b) Distribuição de distância percorrida até ser capturado ou parar de interagir.

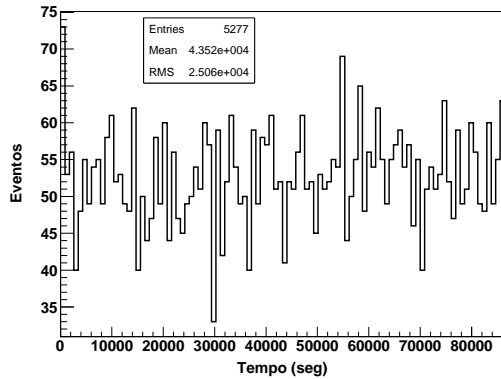
Figura 4.43: Distribuições de tempo e distância por fóton.

Cada nêutron, em média, deixou 1022 fótons no interior do detector, dos quais 52,9% sensibilizaram os PMTs do grupo *Bottom* e *Top* de forma uniforme. Os sinais gerados por nêutron são similares aos produzidos pelos antineutrinos.

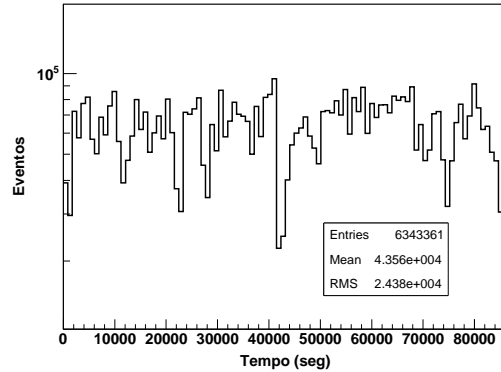
Simulação de Antineutrino

A simulação de eventos de antineutrinos foi executada para um intervalo de 1 dia (86400 s). Neste período, 5277 neutrinos interagiram no interior do detector, conforme distribuição temporal apresentada na Figura 4.44a. Esta quantidade

de eventos representa uma taxa de $0,06 \text{ Hz}$. A Figura 4.44b mostra a distribuição temporal dos fótons gerados a partir da radiação Cherenkov emitida pelos pósitrons, e pelo processo de interação dos nêutrons.



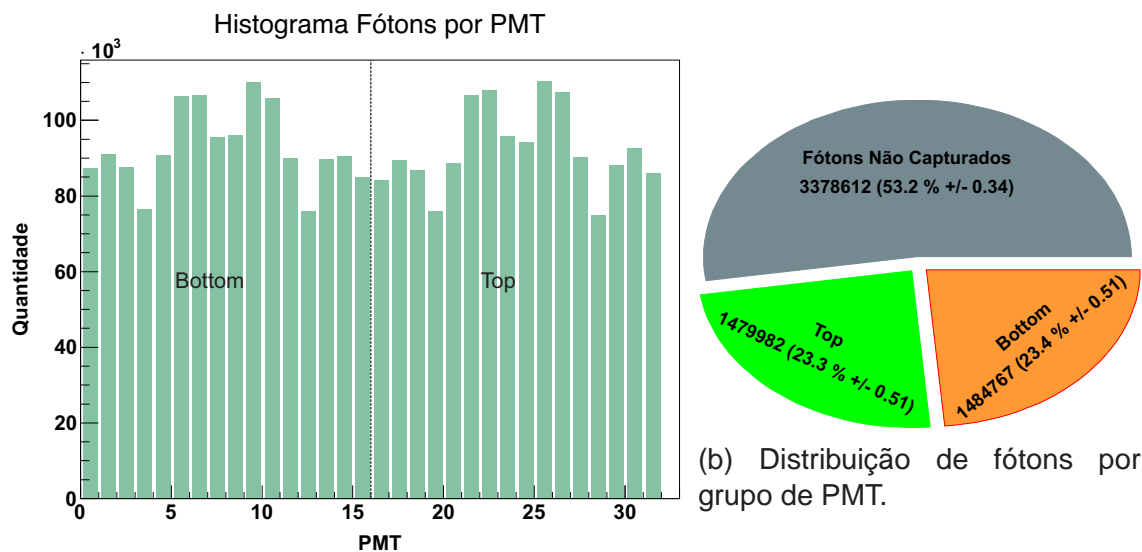
(a) Eventos de antineutrino.



(b) Fótons emitidos pelo pósitron e pelo nêutron oriundos do decaimento beta inverso.

Figura 4.44: Distribuição temporal dos eventos de antineutrino e dos fótons emitidos.

A Figura 4.45a apresenta a distribuição dos *hits* por PMT para os eventos de antineutrinos. Em média, cada antineutrino liberou 1202 fótons no interior do detector, dos quais 23,3% atingiram PMTs do grupo *Bottom*, 23,4% PMTs do grupo *Top* e o restante não foram capturados. A Figura 4.45b apresenta a distribuição de eventos por grupos de PMTs. Os *hits* oriundos dos eventos de antineutrinos apresentam características semelhantes aos dos eventos de nêutron cósmico.

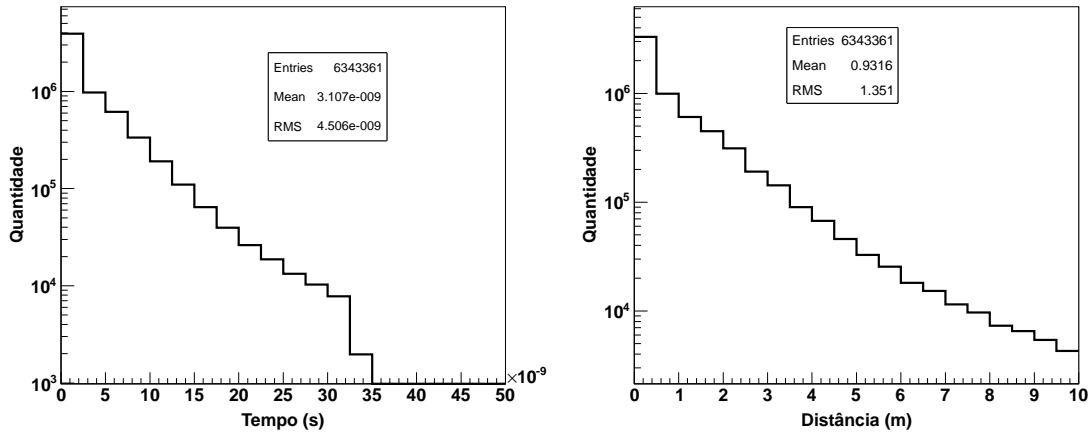


(a) Distribuição de fótons por PMT.

(b) Distribuição de fótons por grupo de PMT.

Figura 4.45: Distribuição de *hits* por PMT individual e por grupo.

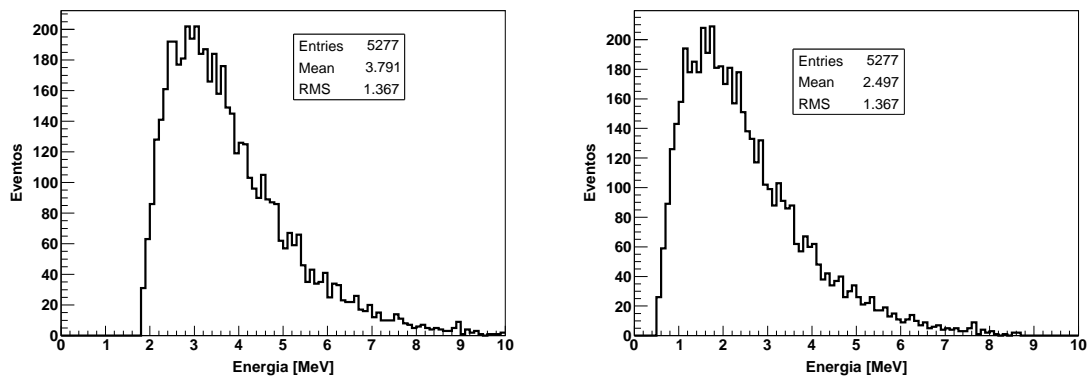
A Figura 4.46a apresenta a distribuição do tempo de vida dos fótons no interior do detector. Em média, os fótons duram cerca de $3,1 ns$, tempo este para eles atingirem uma PMT ou parar de interagir. A Figura 4.46b mostra a distribuição das distâncias percorridas por cada fóton. Em média, cada fóton percorre $93,16 cm$.



(a) Tempo de vida do fóton no interior do detector. (b) Distância percorrida até ser capturado ou parar de interagir.

Figura 4.46: Propagação dos fótons no interior do detector.

A Figura 4.47a apresenta a distribuição de energia dos eventos de antineutrinos que interagiram no interior do detector. A Figura 4.47b mostra a distribuição de energia para os pósitrons originados na reação do decaimento beta inverso. Em média, a energia dos eventos de antineutrino foi de $3,79 MeV$ e para os pósitrons $2,49 MeV$.

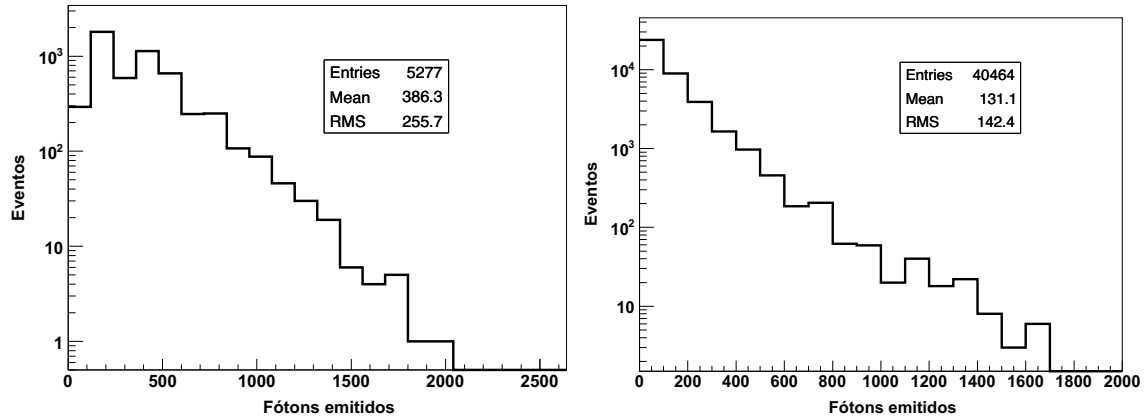


(a) Distribuição de energia dos antineutrinos. (b) Distribuição de energia dos pósitrons.

Figura 4.47: Energia dos antineutrinos e dos pósitrons gerados no decaimento beta inverso.

As Figuras 4.48a e 4.48b apresentam a distribuição de fótons gerado por pó-

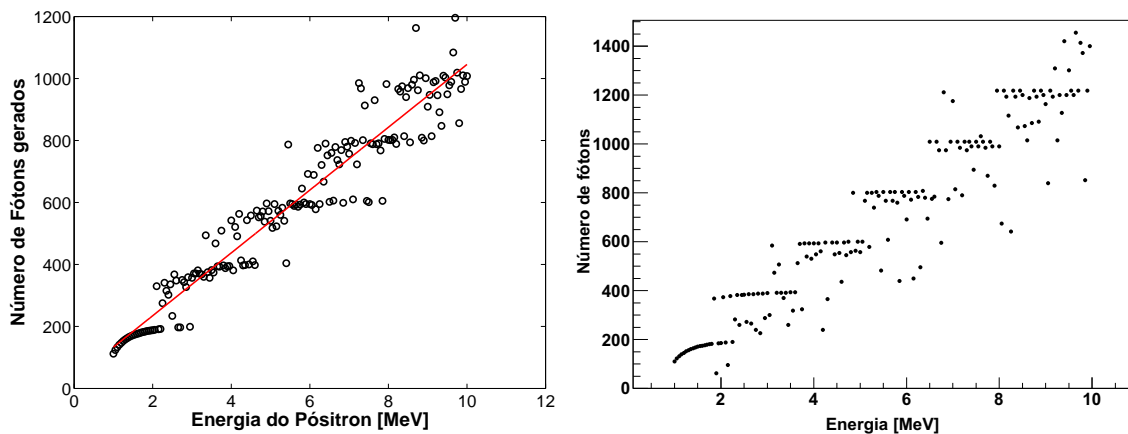
sitron e por elétron emitidos pela interação de raios gama. O pósitron libera cerca de 386 fótons em média por radiação Cherenkov. O número total de elétrons emitidos pelos raios gama foi de 40464, sendo que cada um liberou em média 131 fótons por radiação Cherenkov.



(a) Número de fótons emitidos na radiação Cherenkov produzida por pósitrons. (b) Número de fótons emitidos pela radiação Cherenkov dos elétrons emitidos pelos raios gama.

Figura 4.48: Distribuição do número de fótons por (e^-/e^+) gerados no decaimento beta inverso.

A Figura 4.49a apresenta a estimativa do número de fótons gerados na radiação Cherenkov dos pósitrons em função da sua energia inicial. Esta distribuição é obtida através da variação de energia Equação (3.9), calculada em função da distribuição da distância percorrida pelo pósitron entre cada processo de liberação de energia, e com as Equações (3.13) e (3.17) da radiação Cherenkov. A Figura 4.49b apresenta a distribuição do número de fótons em função da energia inicial do pósitron obtida durante a simulação.



(a) Número de fótons versus energia do pósitron obtido por simulação. (b) Distribuição obtida na simulação para o número de fótons versus energia do pósitron..

Figura 4.49: Número de fótons em função da energia inicial do pósitron.

A Figura 4.50 mostra a distribuição temporal entre o processo de interação dos pósitrons e dos nêutrons. Este tempo é de $29,5 \mu s$ em média, fato que configura uma importante informação na seleção dos sinais provenientes do antineutrino. A Figura 4.51 mostra a distribuição de energia dos raios gama emitidos pelos nêutrons gerados no decaimento beta inverso. Cada nêutron liberou cerca de 2,4 raios gama com energia média de $3,39 MeV$, num total de 12733 eventos.

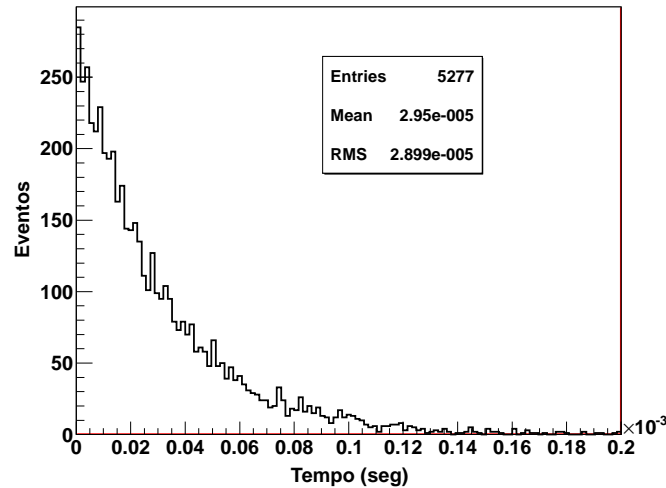


Figura 4.50: Distribuição temporal entre o sinal do pósitron e o do nêutron.

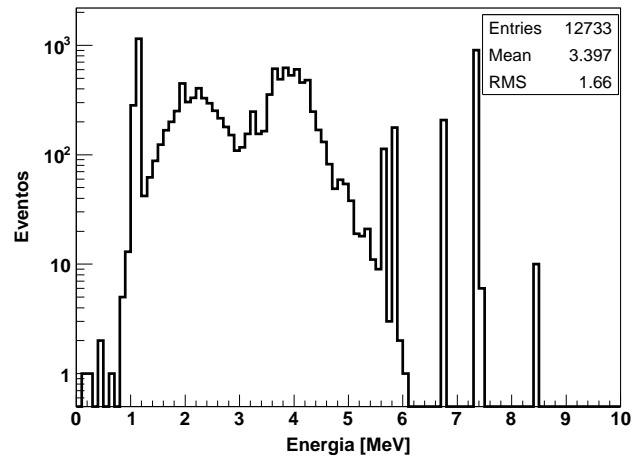


Figura 4.51: Energia dos raios gama liberados na captura radioativa do nêutron.

4.3 Gerador de Sinal Elétrico

O processo de simulação dos sinais elétricos na saída do PMT, e do circuito de *Front-End*, foi estruturado por meio de duas classes. Uma responsável pelas

características dos sinais elétricos e outra responsável pela manipulação dos arquivos de entrada e de saída nas simulações.

Para a elaboração da classe que compõem os atributos dos sinais elétricos, foram inicialmente realizadas medições dos sinais na saída do PMT e do circuito de *Front-End*. Os sinais coletados foram analisados no MatLab e tiveram suas características parametrizadas. As propriedades obtidas foram utilizadas de forma a permitir a geração destes sinais através do MMC nas simulações.

Para a realização das medidas do sinal elétrico referente à incidência de um fóton no PMT, e posteriormente no circuito de *Front-End*, foram aplicadas técnicas para a geração de um único fóton conforme Tokar (TOKAR *et al.*, 1999) e Asch (ASCH *et al.*, 2005). A técnica empregada consiste em fornecer, com um gerador de funções, pulsos rápidos de tensão para um LED (diodo emissor de luz) posicionado em frente ao PMT. O objetivo é fazer com que o fotocátodo converta apenas um fóton em fotoelétron, para que se conheça a amplitude ou a carga do sinal adquirido no anodo do fotomultiplicador como consequência deste evento. Para que isto ocorra, o sinal enviado para o LED deve ter amplitude e duração tais que a grande maioria dos pulsos não gere nenhum sinal no PMT. Se bem configurada, essa condição faz com que a probabilidade de gerar apenas um fóton seja muito maior do que a probabilidade de gerar dois fótons, e assim por diante.

Em laboratório foi montada a configuração ilustrada na Figura 4.52, seguindo as técnicas descritas acima.

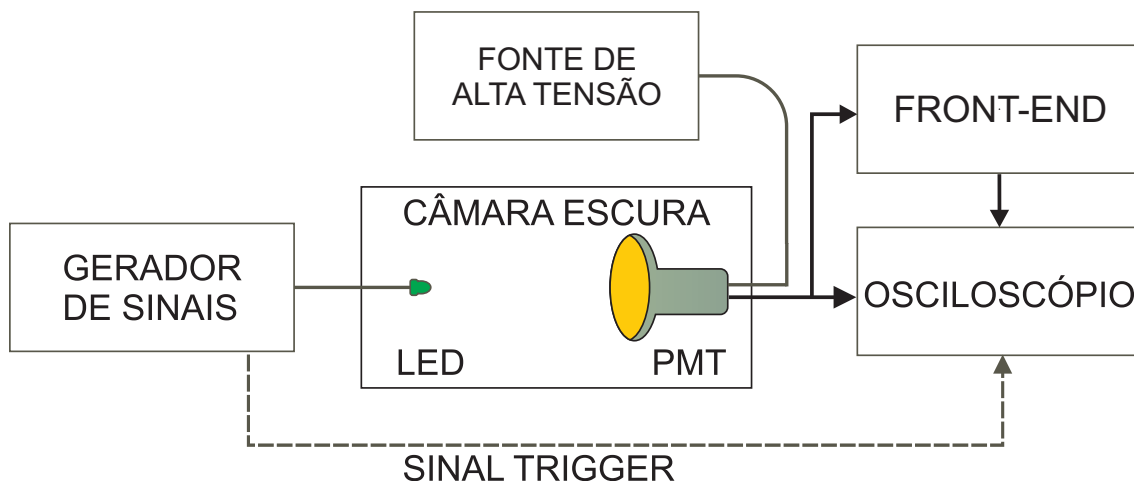


Figura 4.52: Sistema de aquisição dos sinais de saída do PMT.

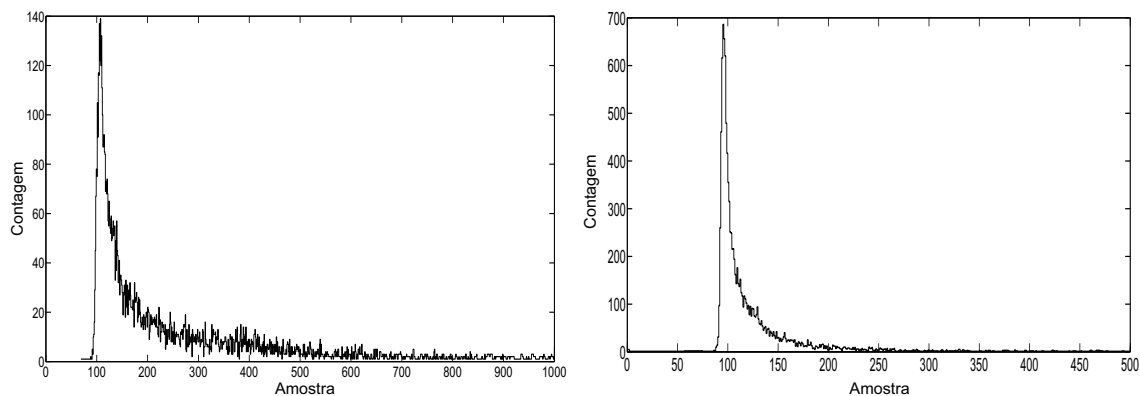
Os equipamentos que formaram o *setup* de medidas foram: 1 Gerador de Sinais Agilent 33250A, 1 Fonte de Alta tensão Cenco Catalog 79572, 1 Osciloscópio Tectronix TDS 5034B, 1 PMT Hamamatsu R5912 (idêntica á utilizada no experimento), 1 LED verde de alto brilho, além de 1 protótipo do *Front-end* proje-

tado para utilização no experimento. O circuito do LED foi excitado por um pulso de $1,78 V$ de amplitude, com $8 ns$ de largura, $5 ns$ em cada borda (subida e descida) e a uma frequência de repetição de $1 kHz$. O PMT foi alimentado com uma tensão de $1200 V$, valor que levou a um fator de ganho (número de fotoelétrons finais capturados no anodo para cada fotoelétron gerado no fotocatodo) de 10^7 .

4.3.1 Aquisição de Dados

Utilizando o *setup* descrito acima, foram coletados 100 mil sinais na saída do PMT, contendo 1000 amostras em uma janela de $200 ns$ cada. A frequência de amostragem utilizada foi de $5 GS/s$. A resolução vertical foi de $16 mV$. O gerador de sinais foi sincronizado com um atraso de $80 ns$ do início das aquisições (no osciloscópio esta referência é ajustada em relação ao centro da janela, portanto o gerado foi sincronizado com $180 ns$ de atraso em relação ao centro da janela). O experimento foi repetido utilizando o circuito de *Front-End* conectado à saída do PMT e mais 100 mil aquisições foram feitas. Cada aquisição continha 500 amostras em uma janela de $800 ns$ por $160 mV$ de resolução, com uma frequência de amostragem de $625 MS/s$. As aquisições foram sincronizadas com o gerador de sinais disparando na borda esquerda da janela do osciloscópio.

Nas aquisições realizadas, tanto na saída do PMT como do circuito de *Front-End*, o pulso característico do sinal do fóton deve estar contido em uma mesma região dada pelo sinal de *trigger* emitido pelo gerador de sinais. Para identificar esta região foi criado um histograma Figura 4.53 com a posição dos picos. A análise do histograma permitiu observar, que a maioria dos picos característicos da resposta ao fóton estava na região delimitada pelas amostras $[80, 200]$, para sinais coletados na saída do PMT, e na região $[80, 150]$ para sinais coletados na saída do *Front-End*. Dos dados coletados, cerca de 8190 aquisições dos sinais na saída do PMT apresentaram características correspondentes à geração de um fotoelétron e 11110 aquisições para sinais coletados na saída do circuito de *Front-End*.

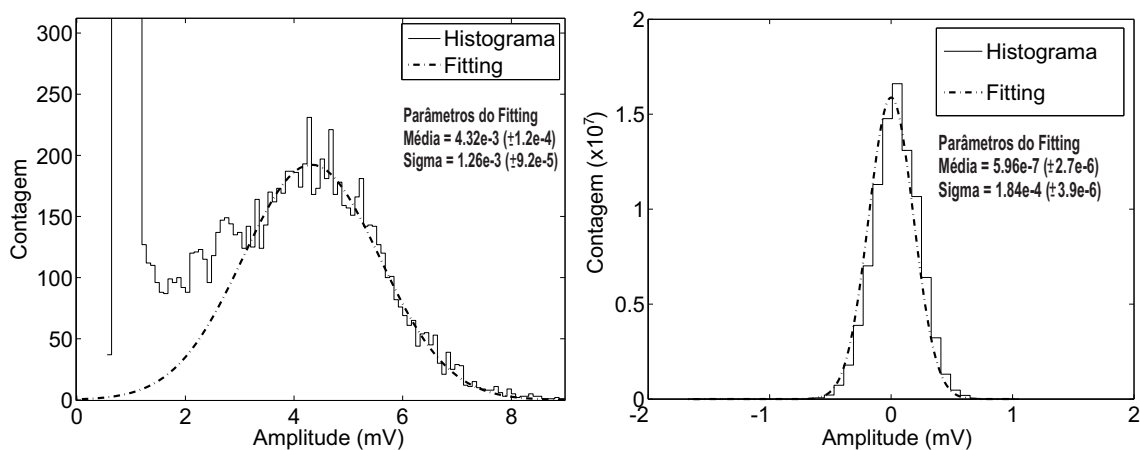


(a) Posição dos picos nos sinais coletados na saída do PMT. (b) Posição dos picos nos sinais coletados na saída do circuito de *Front-End*.

Figura 4.53: Histogramas de posição dos picos nos sinais coletados.

Caracterização dos Sinais Medidos

Como características determinantes dos sinais temos a média, o desvio padrão e a forma de onda do sinal característico da incidência de um único fóton no PMT e do circuito de *Front-End*, e os respectivos parâmetros de ruído de fundo. A Figura 4.54a mostra a distribuição dos picos de cada janela e o ajuste na região característica do sinal de fóton. Aplicando um *threshold* de 2 mV na Figura 4.54a separou-se os sinais característicos de fóton do ruído de fundo Figura 4.54b.



(a) Amplitudes do sinal na saída do PMT. (b) Amplitudes do ruído na saída do PMT.

Figura 4.54: Distribuição das amplitudes do sinal e do ruído na saída do PMT.

Outra característica importante é a forma de onda do sinal (*shape*). De posse das realizações onde há grande probabilidade de existir sinal de interesse, o primeiro passo para caracteriza-lo foi alinhar as aquisições em relação ao valor absoluto dos picos máximos para garantir a estacionaridade (PEEBLES, 2001). Para obter a forma média, foi calculada a média estatística, amostra a amostra, das janelas contendo os sinais de interesse alinhados pelo valor de pico. A

Figura 4.55 apresenta o ajuste obtido para a forma onda média obtida para o sinal diretamente na saída do PMT, juntamente com alguns sinais adquiridos. Os sinais foram normalizado com o valor de pico.

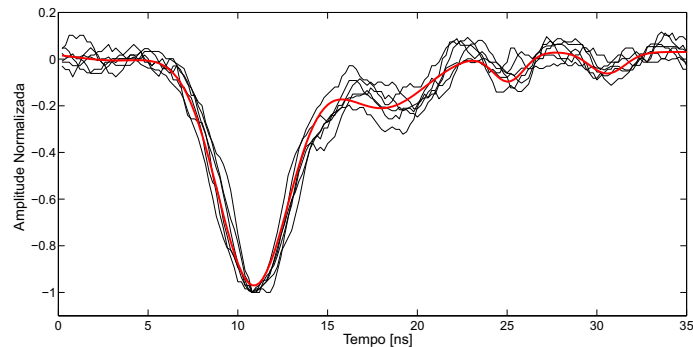


Figura 4.55: Forma do sinal na saída do PMT.

Foram realizadas as mesmas análises para os sinais adquiridos na saída do circuito de *Front-End*. O *threshold* aplicado na distribuição dos picos de cada janela foi de 8 mV . A Figura 4.56 mostra a distribuição das amplitudes do sinal e do ruído na saída do circuito de *Front-End*.

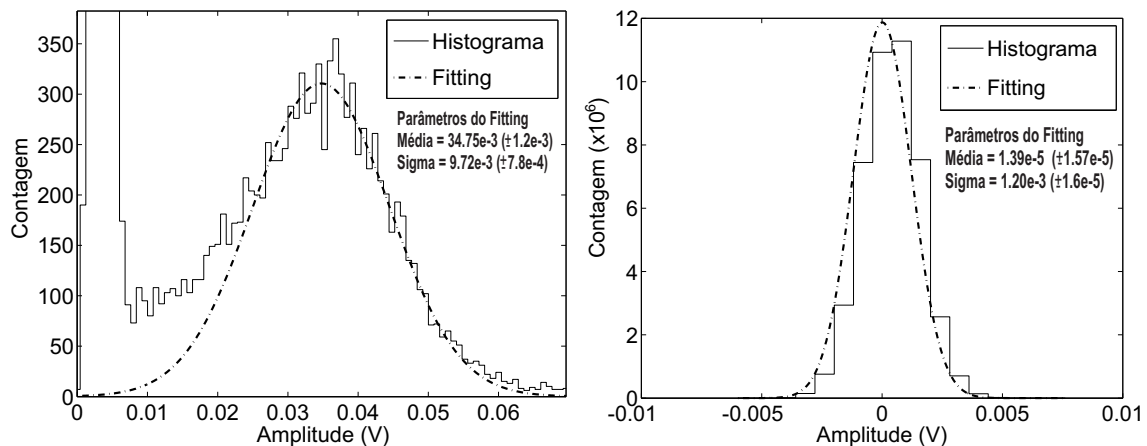


Figura 4.56: Distribuição das amplitudes do sinal e do ruído na saída do *Front-End*.

A Figura 4.57 apresenta alguns exemplos dos sinais adquirido centralizados pelo valor de pico, e o ajuste da média destes sinais, o qual foi utilizado como forma de onda do sinal elétrico referente à incidência de um único fóton na GSEF.

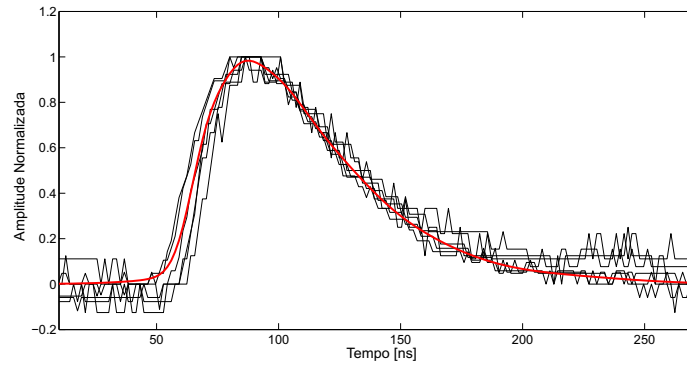


Figura 4.57: Forma de onda do sinal na saída do circuito de *Front-End* (normalizada).

Os valores da média e do desvio padrão para o sinal de ruído de fundo, e para o sinal referente à incidência de um fóton, adquiridos diretamente na saída do PMT e do circuito de *Front-End* estão agrupados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2: Parâmetros dos sinais na saída do PMT e no circuito de *Front-End*.

	PMT		Front-End	
	Ruído	Sinal	Ruído	Sinal
Média (μ)	$5,96e^{-7} \pm 2,7e^{-6}$	$4,32e^{-3} \pm 1,2e^{-4}$	$1,39e^{-5} \pm 1,57e^{-5}$	$34,75e^{-3} \pm 1,2e^{-3}$
Desvio Padrão (σ)	$1,84e^{-4} \pm 3,9e^{-6}$	$1,25e^{-3} \pm 9,2e^{-5}$	$1,20e^{-3} \pm 1,6e^{-5}$	$9,72e^{-3} \pm 7,8e^{-4}$

Geração de Sinal Elétrico no Simulador

Na classe criada para a geração dos sinais elétricos cada componente do sinal foi desenvolvida como um membro da classe. Os sinais na saída do PMT e do circuito de *Front-End* são formados pelo ruído de fundo, pelos eventos de corrente de escuro e pelos eventos decorrentes dos processos de interação das partículas no interior do detector. O PMT utilizado apresenta uma taxa de eventos de corrente de escuro em torno de 8 kHz (HAMAMATSU, 2008a).

A geração do sinal é realizada através da soma de cada componente conforme a Figura 4.58. Os parâmetros obtidos dos sinais medidos especificados na Tabela 4.2, foram aplicados no processo de geração do sinal elétrico. Todos os 32 PMTs do SIPDC foram caracterizados com os parâmetros de um único PMT, mas as características de cada PMT podem ser inseridas no simulador separadamente.

O sinal na saída do circuito de *Front-End* tem uma boa reconstrução quando este é digitalizado a uma taxa de amostragem de 125 MHz . Ele adequa o sinal de saída do PMT de forma a permitir uma conversão analógico digital (ADC) em 125 MHz . Portanto, o *Front-End* garante que as características do sinal sejam mantidas e produz um alto valor para a relação sinal ruído (SNR do inglês *Signal-to-Noise-Ratio*). O GSEF gera os sinais já discretizados para a taxa de

amostragem definida, ficando apenas o processo de resolução vertical do ADC para ser aplicado. O *Front-End* permite operar o ADC a 8 ou 10 *bits* e com faixa de tensão de $1 V_{pp}$ ou $2 V_{pp}$. A resolução é calculada da seguinte maneira:

$$Q = \frac{V_{ref}}{2^B - 1}, \quad (4.11)$$

onde V_{ref} é a faixa de excursão⁵ da tensão do ADC e B o número de *bits*.

O processo de resolução foi separado para permitir que inúmeras configurações de resolução do ADC possam ser aplicadas em um mesmo sinal. O processo de saturação do sinal também foi separado, pois este encontra-se vinculado à configuração aplicada ao ADC.

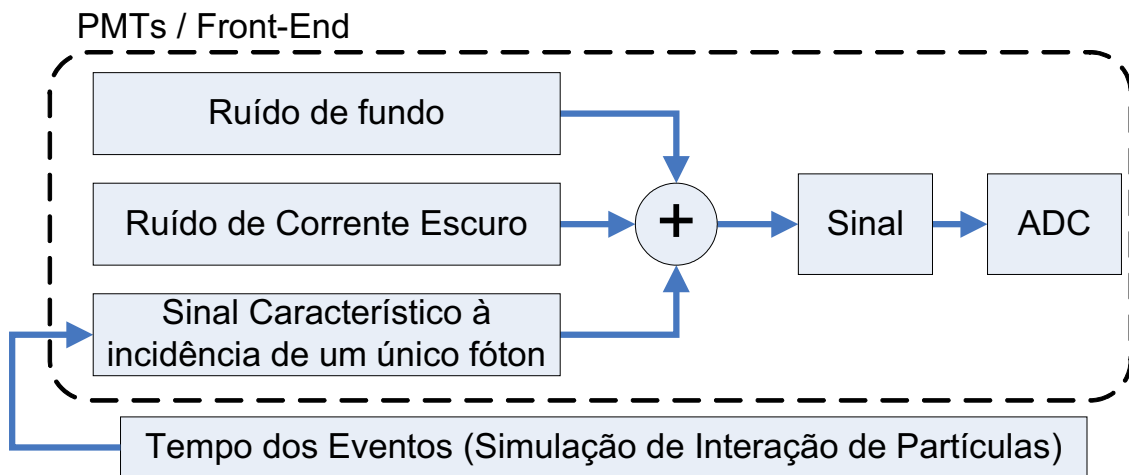


Figura 4.58: Processos para a geração dos sinais elétricos na saída dos PMTs e do *Front-End*.

Outra classe é responsável por manipular os arquivos de entrada, de saída e utilizar e gerar os seguintes parâmetros: tempo de ocorrência dos eventos, índice do PMT atingido, partícula que originou o fóton, parâmetros de controle da simulação, os sinais elétricos (amplitude e tempo) e um arquivo para cada partícula denominado *truth*, que identifica o local temporal de cada sinal gerado.

O tempo de ocorrência dos eventos é um arquivo fornecido no início da simulação. Este arquivo é obtido de simulações realizadas no SIPDC ou pode ser fornecido por outra simulação. Ele informa o tempo em que o evento ocorreu, o índice do PMT atingido e a partícula que originou o fóton. A Figura 4.59 apresenta a forma de onda do sinal (com amplitude média) na saída do PMT a uma taxa de amostragem de $1 ns$ gerado no GSEP.

⁵Faixa de excursão é a diferença entre o limite de tensão superior e inferior que o ADC pode atingir.

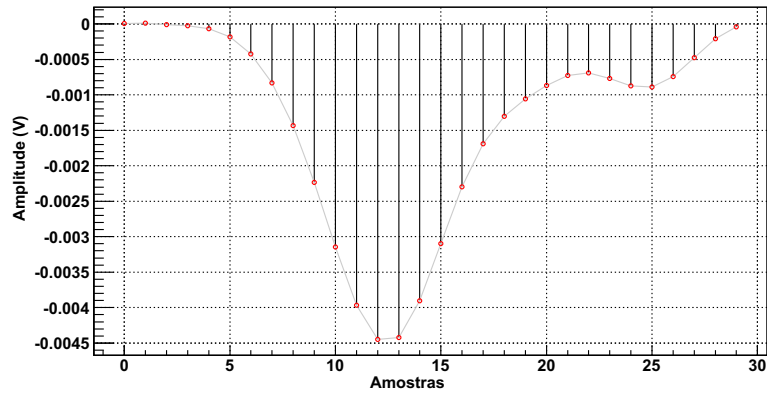


Figura 4.59: Forma de onda para o sinal de um fóton na saída do PMT.

A Figura 4.60 apresenta a forma de onda do sinal (com amplitude média) na saída do circuito de *Front-End* a uma taxa de amostragem de 8 ns gerado no GSEF.

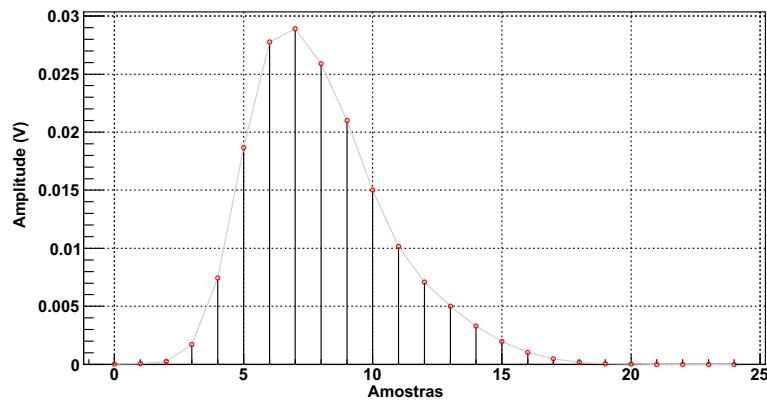


Figura 4.60: Forma de onda para o sinal de um fóton na saída do *Front-End*.

Para testar o funcionamento da simulação quanto à reprodução dos sinais elétricos na saída dos PMTs e dos respectivos circuitos de *Front-End*, dois bancos de dados foram gerados. Foram utilizados os simuladores e fornecido como entrada para o tempo de ocorrência dos eventos um arquivo que continha apenas evento característico à incidência de um único fóton sempre na mesma posição temporal. Este arquivo foi aplicado como entrada na simulação dos sinais na saída do PMT (GSEP) e do circuito de *Front-End* (GSEF).

Foram gerados 5 mil janela na saída do PMT e do *Front-End*. As janela na saída do PMT continha 500 amostras, cada um a uma taxa de amostragem de 1 ns . Para o *Front-End*, a taxa utilizada foi de 8 ns e 100 amostras. Com esses dados gerados no simulador, repetimos os mesmos processos utilizados nas análises desenvolvidas com os sinais coletados experimentalmente, afim de comparar e validar o processo de criação dos sinais elétricos.

A Figura 4.61 apresenta a distribuição dos valores de amplitude de pico na saída dos PMTs, onde podemos observar o valor da média ($4,22e^{-3}$) e do desvio

padrão ($1.22e^{-3}$), os quais estão em concordância com a Tabela 4.2.

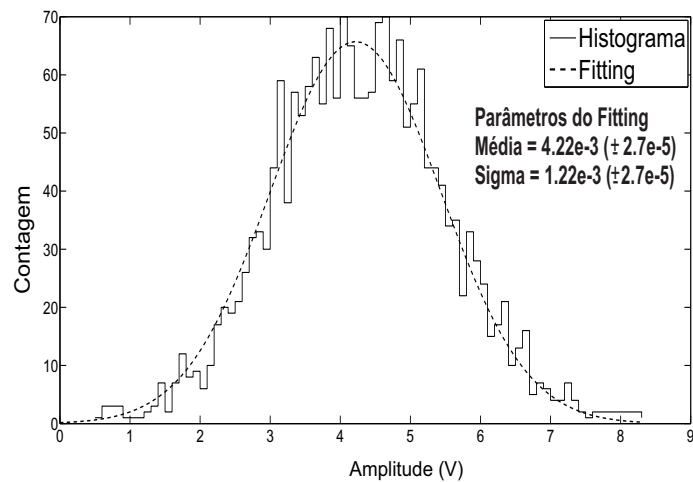


Figura 4.61: Distribuição dos valores de amplitude de pico na saída do PMT simulado no GSEP.

A Figura 4.62 apresenta a distribuição dos valores de amplitude de pico na saída dos circuito de *Front-End*, onde a média é ($35,43e^{-3}$) e o desvio padrão é ($9,30e^{-3}$), os quais também estão em concordância com a Tabela 4.2.

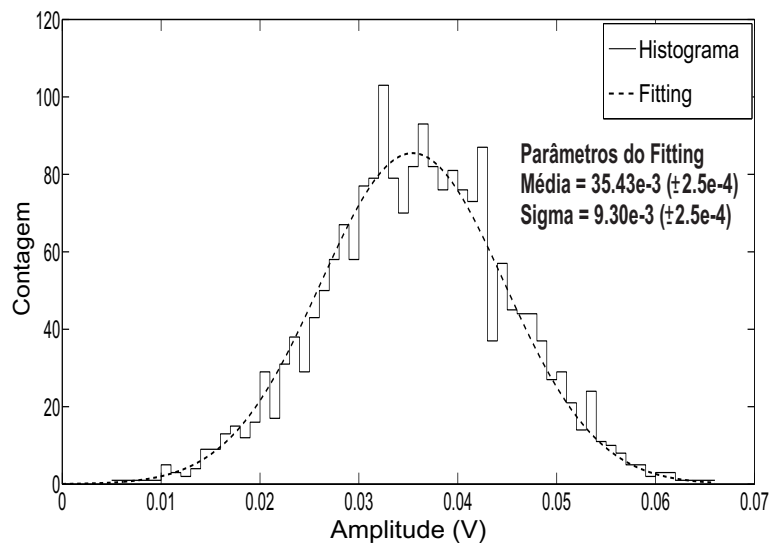


Figura 4.62: Distribuição dos valores de amplitude de pico na saída dos circuito de *Front-End* simulado no GSEP.

4.3.2 Resultados e Análises da Simulação

O GSEP e o GSEF geram o sinal elétrico a partir da soma de cada componente como demonstrado na Figura 4.58. As características de funcionamento dos dois aplicativos são idênticas, diferindo apenas nos parâmetros dos sinais elétricos. As simulações seguintes foram realizadas apenas para o sinal de saída

do *Front-End*. Um dos parâmetros de controle da simulação é uma *flag* que permite optar entre gerar o sinal para todo o intervalo de tempo definido, ou apenas para janelas de tempo que contenham a ocorrência de pelo menos um fóton oriundo de antineutrino em um dos PMTs. Esta opção foi desenvolvida devido a fatores de eficiência e de espaço de memória, pois a geração do sinal contendo uma amostra a cada 8 ns levaria a arquivos muito extensos. Ativando esta opção deve-se determinar o tamanho da janela a ser produzida. A simulação foi executada com um tamanho de janela de $0,8\text{ ms}$, ou seja, 100000 amostras.

Como arquivo de entrada, para a geração dos sinais elétricos na saída dos circuitos de *Front-End*, foram gerados dados a partir de uma simulação no SIPDC para um intervalo de tempo de 3600 s (tempo de exposição do detector à interação das partículas). Nesta simulação, interagiram 241 antineutrinos no interior do detector central, liberando 356092 fótons, dos quais 21,4% foram capturados pelo grupo de PMTs *Bottom* e 21,0% pelo grupo *Top*. Cerca de 75,0% dos eventos de antineutrino nesta simulação foram gerados por nêutrons e o restante por pósitrons.

Uma vez habilitada a opção de seleção de janelas que contenha algum evento, não se faz necessário a existência de simulações no SIPDC para os ruídos de *background* com mesmo intervalo de tempo que o simulado para antineutrino. Os arquivos de *background* de múons e nêutron foram gerados à parte. Basta que os arquivos para *background* simulados possuam um intervalo de tempo que contenha amostras suficientes para reproduzir o total de janelas que será processada decorrente à existência de eventos de antineutrino. O sinal na saída do Front-End é formado pela soma do ruído eletrônico, eventos de *dark current*, pelos sinais produzidos pelos pósitron e nêutron oriundo do decaimento beta inverso e pelos sinais de background produzidos por múons e nêutrons cósmicos.

Na simulação foram processadas 238 janelas contendo algum evento de antineutrino em pelo menos um dos PMTs. Para esta simulação, 96,2% dos antineutrinos que interagiram no decaimento beta inverso sensibilizaram um dos PMTs do detector.

Mesmo limitando a geração dos sinais para janelas em torno da ocorrência de algum evento, os arquivos finais ficam consideravelmente grandes. Para as 238 janelas processadas, foram criados 7616 arquivos contendo amplitude, e mais 238 contendo tempo para os sinais dos 32 PMTs. Foram também criados 32 arquivos para cada *truth*, totalizando mais 160 arquivos. Estes dados, compactados em um arquivo do tipo ROOT⁶ ocupam 5 GB de memória em disco rígido. Quando convertido para arquivo de texto (extensão *.txt), para serem analisados

⁶Uma *tree* salva em um arquivo de extensão *.root.

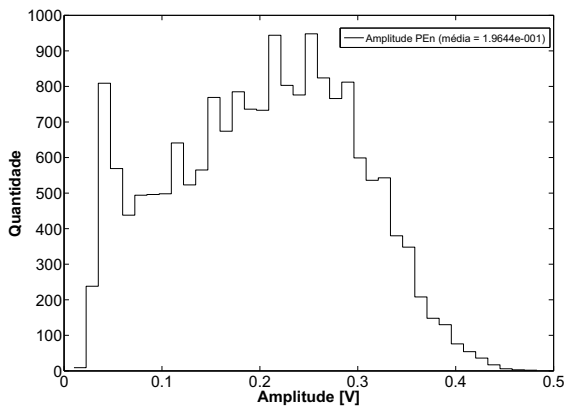


Figura 4.64: Distribuição dos valores de pico para sinais gerados pelo nêutron do decaimento beta inverso.

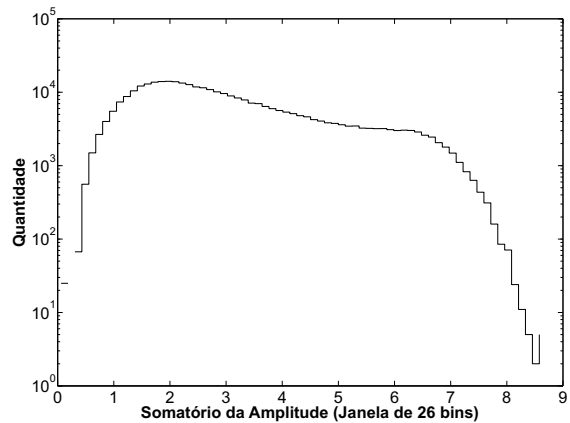


Figura 4.65: Energia do valor da amplitude do sinal gerado pelo nêutron em uma janela de 26 amostras.

No decaimento beta inverso, a quantidade de sinais emitidos pelos pósitrons, cerca de 25 %, foi menor que a do nêutron. Os sinais emitidos pelo pósitron apresentam valor de pico com média $85,27\text{ mV}$, conforme mostra a Figura 4.66. A Figura 4.67 apresenta a energia do valor da amplitude do sinal gerado pelo pósitron, em uma janela de 26 amostras.

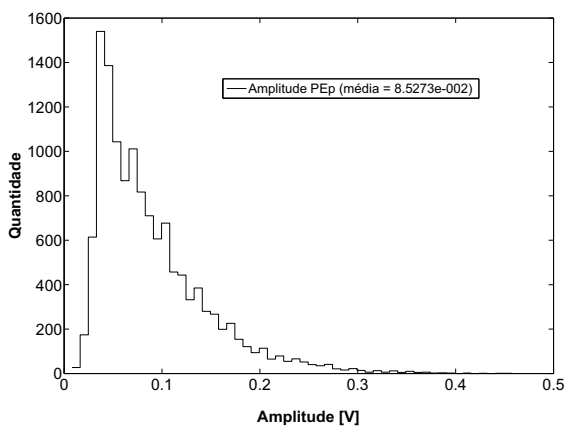


Figura 4.66: Distribuição dos valores de pico para sinais gerados pelo pósitron.

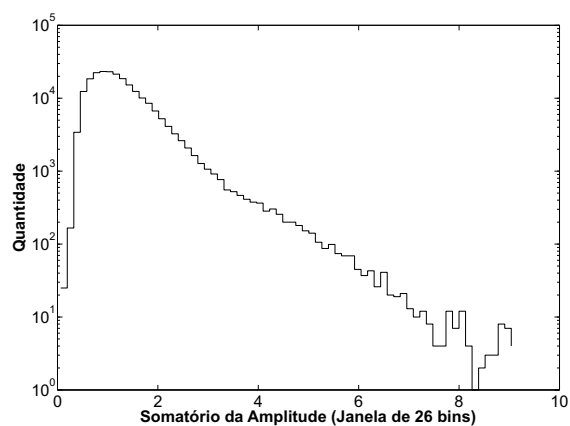


Figura 4.67: Energia do valor da amplitude do sinal gerado pelo pósitron em uma janela de 26 amostras.

A seguir são apresentadas análises para os sinais de *dark current* e para o *background* de múon e nêutron cósmicos, adquiridos nas 238 janelas de $0,8\text{ ms}$ simuladas.

Dark Current

A Figura 4.68 apresenta a distribuição dos valores de pico gerados pelos eventos de *dark current*, onde o valor médio é $34,22\text{ mV}$. Este valor é coerente com o obtido para eventos de um único fóton apresentado na Figura 4.56a. A Figura 4.69 apresenta a energia dos valores de amplitude para os sinais gerados por *dark current*.

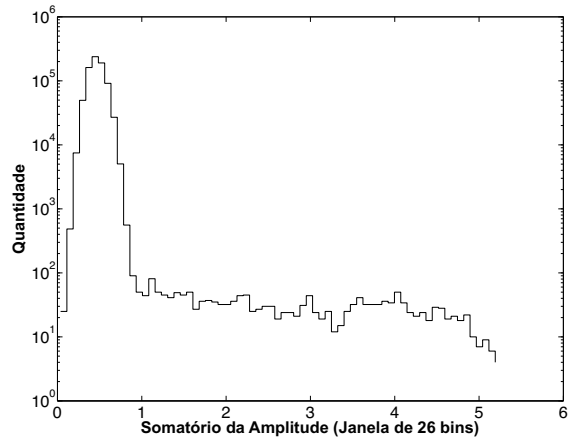
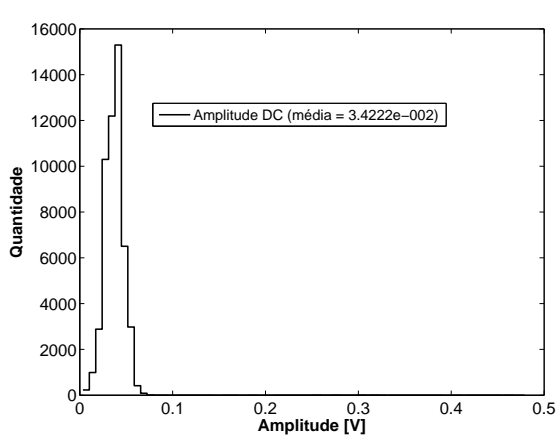


Figura 4.68: Distribuição dos valores de pico para sinais gerados por *dark current* nos PMTs.

Figura 4.69: Energia do valor da amplitude do sinal gerado por *dark current* em uma janela de 26 amostras.

Múons

As Figuras 4.70 e 4.71 mostram as distribuições do valor de pico e a energia dos valores de amplitude para os sinais emitidos pelos múons. O valor médio do sinal de pico para os eventos gerados por múons é 299 mV , caracterizando sinais de elevada energia, os quais podem ser descartados com a aplicação de um *threshold* em energia de valor superior.

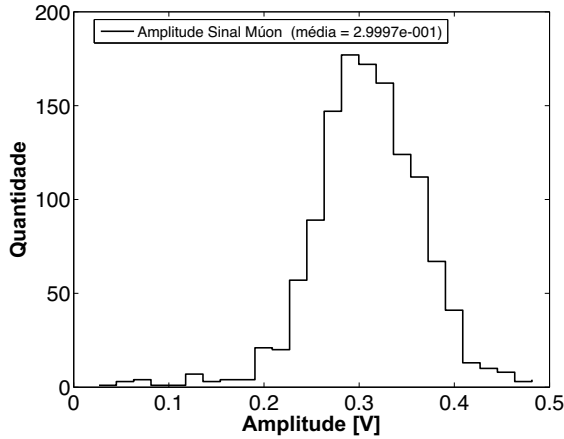


Figura 4.70: Distribuição dos valores de pico para sinais gerados por múon.

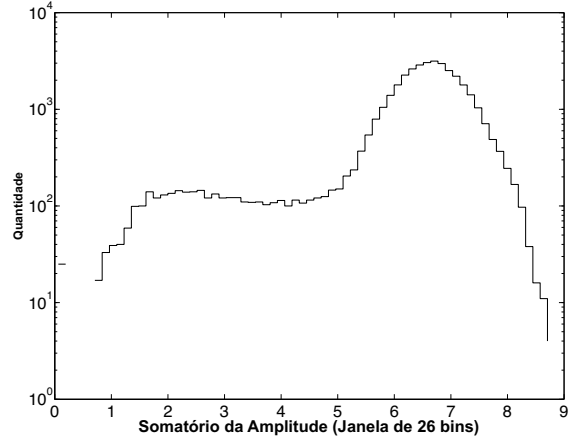


Figura 4.71: Energia do valor da amplitude do sinal gerado pelo múon em uma janela de 26 amostras.

Nêutrons Cósmicos

O ruído causado por nêutrons cósmicos apresenta característica muito semelhante às dos sinais emitidos nos eventos de antineutrino, pois apresenta $37,28\text{ mV}$ como média para os valores de pico, como mostra a Figura 4.72. Este fato dificulta a separação destes sinais apenas com a aplicação de um valor de *threshold*. A Figura 4.73 apresenta a energia do valor de amplitude do sinal gerado pelo nêutron cósmico.

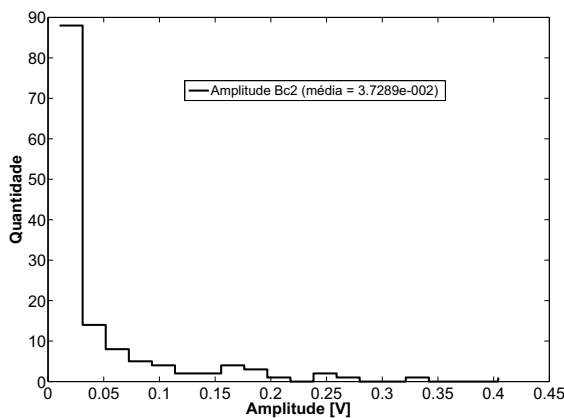


Figura 4.72: Distribuição dos valores de pico para sinais gerados por nêutron cósmico.

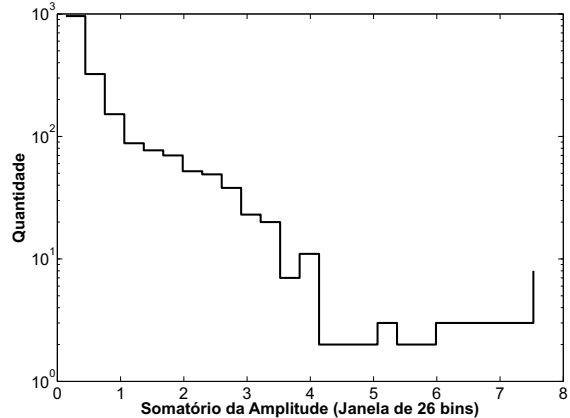


Figura 4.73: Energia do valor da amplitude do sinal gerado pelo nêutron cósmico em uma janela de 26 amostras.

Os valores obtidos para a média do sinal de pico, gerados por cada uma das partículas analisadas, foram reunidos na Tabela 4.3.

Tabela 4.3: Valor médio do pico do sinal (amplitude máxima)

	Nêutron	Póstron	Dark Current	Múon	Nêutron Cósmico
Pico	196 mV	85,27 mV	34,22 mV	299 mV	37,28 mV

Análise Conjunta

Alguns dos resultados mostrados anteriormente para cada partícula, de forma individual, foram agrupados em um mesmo gráfico de maneira a permitir uma comparação entre as características dos sinais. Nas Figuras 4.74 e 4.75 estão apresentadas as distribuições dos valores de pico para os sinais gerados pelas partículas analisadas. Na Figura 4.75 os dados foram normalizados.

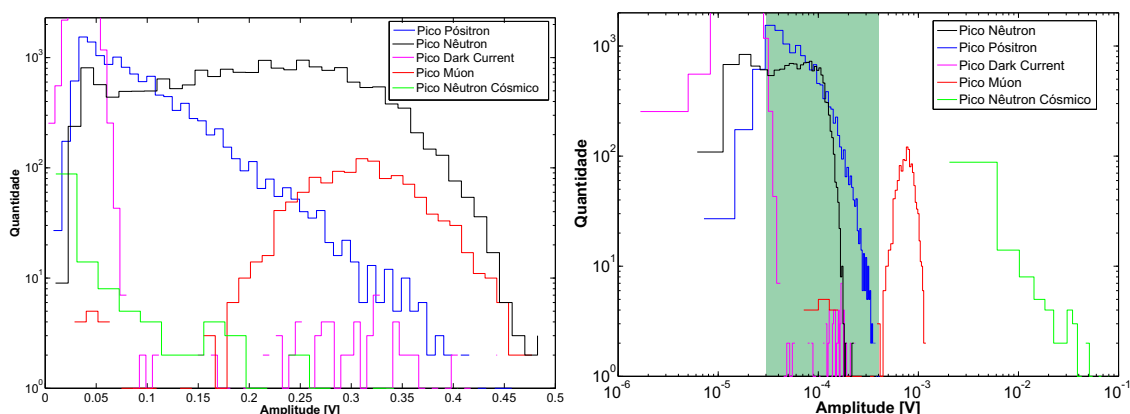


Figura 4.74: Valores de pico para todas as partículas analisadas.

Figura 4.75: Distribuição normalizada dos valores de pico para todas partículas analisadas.

As taxas dos eventos de *dark current*, e de *background* de múon e nêutron cósmicos, estão referenciadas às janelas que foram processadas. Portanto, elas representam apenas uma parcela destes eventos. Na distribuição dos valores de pico, apresentada na Figura 4.74, pode-se eliminar uma grande quantidade dos eventos de *dark current* e múon aplicando um *threshold* de 70 mV e 170 mV, respectivamente. Porém, os eventos de nêutron cósmicos ainda estarão presentes. Na Figura 4.75 pode-se observar que ao aplicar cortes pelos *thresholds* citados boa parte dos eventos de antineutrinos também serão perdidos, sendo que o restante ainda permanecerá contaminado por *background*.

As Figuras 4.76 e 4.77 apresentam as distribuições contendo a energia do valor de amplitude para os sinais emitidos por todas as partículas consideradas. Análise semelhante pode ser desenvolvida com estas distribuições, e mais uma vez pode-se observar que ao se aplicar uma faixa de seleção, além de uma

grande quantidade de informação ser descartada o restante continua com presença de ruído.

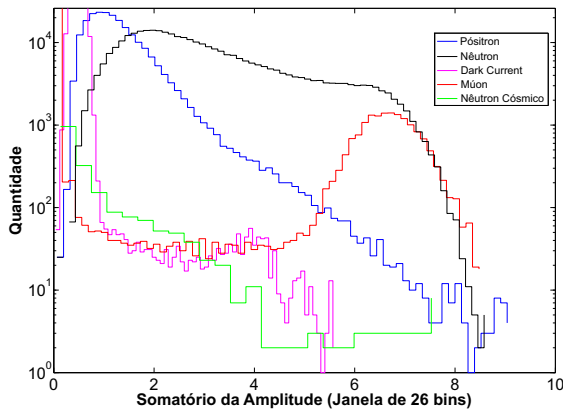


Figura 4.76: Energia do valor da amplitude em janelas de 26 amostras.

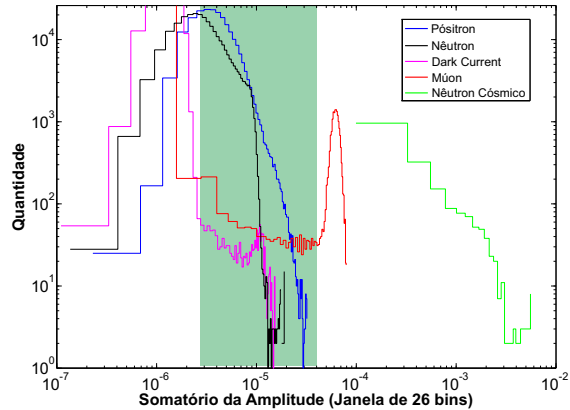


Figura 4.77: Energia do valor da amplitude em janela de 26 amostras normalizado.

A identificação dos eventos gerados pelo nêutron e pelo pósitron deve ser realizada a partir de um conjunto de análises que permitam desmembrar suas características das geradas por outras partículas. Além dos histogramas de energia das amplitudes, e do histograma dos valores de pico, podemos também analisar com os simuladores a distribuição do número de PMTs atingidos por cada ocorrência do decaimento beta inverso e a distribuição dos intervalos de tempo entre os sinais captados. Com este conjunto de padrões podemos separar de forma mais eficiente os sinais gerados pelo pósitron e pelo nêutron, e assim inferir com maior precisão a ocorrência de um evento emitido pelo neutrino.

A Figura 4.78 apresenta uma proposta de análises necessárias que permitiram uma separação mais eficiente dos sinais decorrentes da reação do decaimento beta inverso.

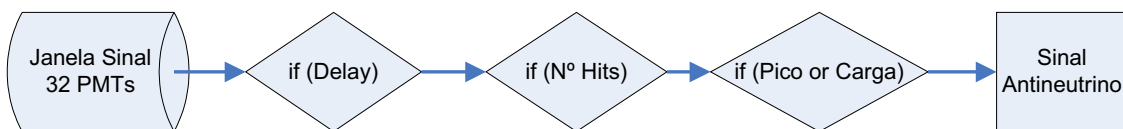


Figura 4.78: Proposta para o processo de seleção de eventos de antineutrino.

Capítulo 5

Conclusão

Este trabalho apresentou um conjunto de ferramentas desenvolvidas com o propósito de auxiliar no desenvolvimento do detector de neutrinos do projeto Neutrinos Angra. Com estas ferramentas, chegou-se a resultados importantes que auxiliaram na tomada de decisão do desenho final do detector central, que hoje se encontra pronto.

O trabalho apresentado tem como objetivos o desenvolvimento de um simulador dos processos de interação de partículas no interior do detector central e a reprodução dos sinais elétricos produzidos na eletrônica de leitura do projeto. Estas ferramenta tem a finalidade de ajudar no desenvolvimento do detector, prever características de funcionamento, ajudar a entender os resultados que serão obtidos e servir como base para o desenvolvimento de algoritmos de seleção de eventos.

O conjunto de simuladores que tratam os processos de interação das principais partículas com o detector central, até a geração do sinal elétrico da eletrônica de leitura, constitui uma ferramenta de muita utilidade na atual fase do projeto, pois este se encontra em finalização e em breve estará em funcionamento. A partir disto se faz necessário o aperfeiçoamento das técnicas de processamento dos dados coletados pelo detector, para que se possa identificar os eventos de antineutrino originados pelo reator.

Com a simulação da propagação de luz dentro do detector central, chegou-se às seguintes conclusões: não há nenhuma diferença considerável entre a forma de se alocar os PMTs na superfície superior e inferior do detector, ficando determinado o alinhamento deslocado por motivo de facilitar o processo de montagem; em relação à eficiência de detecção, as estruturas refletoras (cone ou parabolóide) não diferem uma da outra, apresentando aumento na eficiência de captura dos fótons, e para eventos de origem cósmica, a utilização delas garante um aumento na proporção dos eventos capturados pelo grupo de PMTs inferior, o que pode ajudar no sistema de veto; a utilização de PMTs nas paredes laterais

do detector aumenta a velocidade com que os fótons são capturados, mas não altera a proporção de fótons entre o grupo de PMTs superior e inferior.

Os PMTs que seriam utilizados nas paredes laterais do detector central foram remanejados para o sistema de veto e optou-se pela utilização das paredes espelhadas sem a utilização de estruturas refletoras, devido a dificuldade de se fabricar uma estrutura com tais características.

Um simulador que engloba os processos de interação das principais partículas com o detector central permite a criação de informações sobre os processos decorrentes em seu interior através de um ambiente controlado. Este simulador, junto aos que geram os sinais elétricos referente à captura de eventos, constitui um conjunto de ferramentas que permitem elaborar mecanismos de identificação dos processos que ocorrem no interior do detector central.

As análises realizadas com sinais gerados nas simulações da eletrônica de leitura do *Front-End* ainda são prematuras para se definir faixas efetivas que permitam a separação e identificação dos eventos. Mas estas poderão ser alcançadas, com a utilização das ferramentas apresentadas neste trabalho, e análises mais detalhadas.

Referências Bibliográficas

- ACHKAR, B., ALEKSAN, R., AVENIER, M., et al., 1995, “**Search for neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a nuclear power reactor at Bugey**”, *Nuclear Physics B*, v. 434, n. 3, pp. 503–532.
- ADEMARLAUDO, B. F., 2010, *Técnicas de Detecção*. Notas de aula, Centro Brasileiro de Pesquisas Física (CBPF), Rio de Janeiro, RJ, Brasil.
- AHMED, S. N., 2007, *Physics and Engineering of Radiation Detection*. 1 ed. Queen’s University, Kingston, Ontario, Elsevier. ISBN: 13: 978-0-12-045581-2.
- ALVARENGA, T. A., NÓBREGA, R. A., LUCIANO, et al., 2012. “**Simulation results for light propagation in the central detector: 3D case**”. Disponível em: <http://lsd.cbpf.br/neutrinos/index.php/documentos/cat_view/6-angra-notes>.
- ANJOS, J., GALVÃO, R. M. O., JÚNIOR, H. P. L., et al., 2007. “**Portal Projeto Neutrinos Angra**”. Disponível em: <<http://lsd.cbpf.br/neutrinos/>>.
- ANJOS, J., AZZI, G., A.F.BARBOSA, et al., 2011. “**Monitoring Nuclear Reactors with Antineutrino Detectors: the ANGRA Project**”. Disponível em: <http://lsd.cbpf.br/neutrinos/index.php/documentos/cat_view/19-artigos-cientificos-publicados>. Acesso em: 25 de janeiro de 2012.
- ARAKI, T., HORTON-SMITH, G. A., MAUGER, C., et al., 2005, “**Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion**”, *Physical Review Letters*, v. 94, n. 8 (March), pp. Art. No. 081801. Disponível em: <<http://resolver.caltech.edu/CaltechAUTHORS:20110513-104709373>>. Acesso em: 15 de novembro de 2012.

- ASCH, T., GEMMEKE, H., KLEIFGES, M., et al., 2005, “**Single photoelectron resolution for the calibration of photomultiplier systems**”. In: *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2005 IEEE*, v. 2, pp. 887–890. IEEE.
- ASHOK, D., FERBEL, T., 2003, *Introduction to Nuclear and Particle Physics*. 2 ed. , World Scientific.
- BARBOSA, A., ANJOS, J., FUNCHAL, R., et al., 2011. “**Detector de Antineutrinos para Monitorar a Composição do Combustível e Potência Térmica de Reatores Nucleares**”. Disponível em: <http://www.cbpf.br/~hlima/files/angra/Neutrinos_Angra.pdf>. Acesso em: 16 de novembro de 2012.
- BERGER, M., HUBBELL, J., SELTZER, S., et al., 1998. “**XCOM: Photon Cross Sections Database**”. Disponível em: <<http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>>. Acesso em: 01 de setembro de 2011.
- BERINGER, J., BEATTY, J., MATTHEWS, J., et al., 2012, “**Cosmic Rays**”, *Phys. Rev. D*, v. 86, pp. 010001. Disponível em: <<http://pdg.lbl.gov/2011/reviews/rpp2011-rev-cosmic-rays.pdf>>. Acesso em: 14 de fevereiro de 2012.
- BICHSEL, H., GROOM, D., KLEIN, S., 2010, “**Passage of particles through matter**”, *Physics Letters B*, v. 592, pp. 2004.
- BINDER, K., HEERMANN, D. W., 2010, *Monte Carlo simulation in statistical physics: an introduction*. Springer.
- BOEHM, F., BUSENITZ, J., COOK, B., et al., 2001, “**Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment**”, *Physical Review D*, v. 64, n. 11, pp. 112001.
- BOWDEN, N., 2008, “Reactor monitoring and safeguards using antineutrino detectors”. In: *Journal of Physics: Conference Series*, v. 136, p. 022008. IOP Publishing.
- COLLABORATION, D. C., ARDELLIER, F., OTHERS, 2006, “**Double Chooz: A search for the neutrino mixing angle θ_{13}** ”, *arXiv preprint hep-ex/0606025*.
- COWAN, C. L., JR., REINES, F., et al., 1956, *Detection of the Free Neutrino: a Confirmation*. Relatório técnico, Los Alamos Scientific Laboratory,

Los Alamos National Laboratory (LANL). Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1956Sci...124..103C>>.

FERNANDEZ, R. A., 2011, “**Double Chooz: Neutron Capture Analysis**”, Disponível em: <<http://www.nevis.columbia.edu/reu/2011/FernandezReport.pdf>>.

FERNANDO, G. G. L., 2009, **Dissertação de Mestrado Estudo da Resolução em Energia do Detector de Neutrinos do Projeto ANGRA para Medidas de Composição do Combustível Nuclear**. Dissertação, Universidade Estadual de Campinas, agosto. Disponível em: <http://lsd.cbpf.br/neutrinos/index.php/documentos/doc_details/367-dissertacao-luisfernando20091009>.

GRIEDER, P. K., 2001, **Cosmic rays at Earth**. Elsevier Science.

GRUPEN, C., BÖHRER, A., SMOLÍK, L., 2008, **Particle Detectors**. 2 ed. , Cambridge.

GUIMARÃES, V. S., BEZERRA, T. J., DOS ANJOS, J. C., et al., 2010. “**Estudo do Ruído de Fundo (Background) de Nêutrons e Múons no Detector de Antineutrinos de Angra**”. Disponível em: <http://lsd.cbpf.br/neutrinos/index.php/documentos/cat_view/6-angra-notes>.

HAMAMATSU, 2008a. “**Large Photocathode Area Photomultiplier Tubes**”. a. Disponível em: <http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/LARGE_AREA_PMT_TPMH1286E05.pdf>. Acesso em: 14 de janeiro de 2012.

HAMAMATSU, 2008b. “**Photomultiplier Tubes: Construction and Operating Characteristics**”. b. Disponível em: <<http://physik.uibk.ac.at/hephy/muon/pmtcnste.pdf>>. Acesso em: 30 de agosto de 2013.

HAMAMATSU, 2008c. “**Photomultiplier Tubes: basics and applications**”. c. Disponível em: <http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf>. Acesso em: 30 de agosto de 2013.

KLIMOV, Y. V., KOPEIKIN, V., MIKAÉLYAN, L., et al., 1994, “Neutrino method remote measurement of reactor power and power output”, *Atomic Energy*, v. 76, n. 2, pp. 123–127.

KNOLL, G. F., 2000, **Radiation Detection and Measurement**. 3 ed. Michigan, John Wiley and Sons, Inc.

- LEO, W. R., 1993, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How-to Approach*. 2 ed. , Springer-Verlag.
- LIU, L., SOLIS, P., 2007. “**The Speed and Lifetime of Cosmic Ray Múons**”. Disponível em: <<http://web.mit.edu/lululiu/Public/pixx/not-pixx/muons.pdf>>. Acesso em: 14 de fevereiro de 2012.
- MAGALHÃES, G. P. A., BARBOSA, L., 2011. “**Desenho do Detector de Neutrinos**”. Disponível em: <http://lsd.cbpf.br/neutrinos/index.php/documentos/doc_details/352-detneutrinoslaudo>. Acesso em: 01 de setembro de 2011.
- NEWMAN, M. E., BARKEMA, G. T., 1999, *Monte Carlo methods in statistical physics*. Clarendon Press - Oxford.
- NUNES, M. G., 2011, *Estimativa das Contribuições do Sinal de Antineutrinos e Ruído Cósmico no Experimento Neutrinos Angra*. Dissertação, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF. Disponível em: <http://lsd.cbpf.br/neutrinos/index.php/documentos/doc_details/373-dissertacao-marcionunes20111612>.
- PEEBLES, P. Z. J., 2001, *Probability, Random Variables, and Random Signal Principles*. 4 ed. , McGraw-Hill New York.
- RADEMAKERS, F., CANAL, P., BELLENOT, B., et al., 2002. “**ROOT Framework**”. Disponível em: <<http://root.cern.ch/drupal/>>. Acesso em: 01 de março de 2011.
- RAGHAVAN, R. S., SCHOENERT, S., ENOMOTO, S., et al., 1998, “**Measuring the Global Radioactivity in the Earth by Multidetector Antineutrino Spectroscopy**”, *Phys. Rev. Lett.*, v. 80 (Jan), pp. 635–638. doi: 10.1103/PhysRevLett.80.635. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.635>>.
- REILLY, D., 1991, *Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials*. Washinton, DC, USGPO.
- REIS, A., 2010, *Métodos Experimentais em Física de Altas Energias*. Aula 3: Interação da radiação com a matéria, Centro Brasileiro de Pesquisas Física (CBPF), Rio de Janeiro, RJ, Brasil, julho.
- TAVERNIER, S., 2010, *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics*. Springer.

- TOKAR, S., SÝKORA, I., PIKNA, M., et al., 1999, “**Single Photoelectron Spectra Analysis for the Metal Dynode Photomultiplier**”, *Acta Phys. Univ. Comeniana*, v. 40, pp. 114.
- VUILLEUMIER, J., 1986, “**The oscillation experiment at the GOESGEN reactor**”. In: *'86 Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics*, v. 1, p. 321.
- ZBIRI, K., 2005. “**Radiative spectra of Gd**”. Disponível em: <http://hcpl.knu.ac.kr/neutrino/renosim/sourcecode/MyGLG4sim_fullDetectorSim_v0/src/GdCaptureGammas.cc>.

Apêndice A

Publicações

1. Tiago A. Alvarenga, Rafael A. Nóbrega, Luciano M. A. Filho e Barbosa F. Ademarlaudo. *Simulation results for light propagation in the central detector for the Angra anti-neutrinos experiment*. Encontro de Física - SBF, 2011, Foz do Iguaçu, PR.
2. Tiago A. Alvarenga, Rafael A. Nóbrega, Luciano M. A. Filho e Barbosa F. Ademarlaudo. *Simulation results for light propagation in the central detector: 3D case*. AngraNote 019-2012. Centro Brasileiro de Pesquisa Física, 2012, Rio de Janeiro, RJ.

Abstract: An antineutrino detector to be installed in the area surrounding the Angra II nuclear reactor in Angra dos Reis is currently under development. The related experiment is intended to measure the antineutrino flux coming from the reactor, making use of a detection system placed near the reactor dome, and correlate it to the nuclear fuel fission and burn-up. The proposed detector is a box-shaped volume filled with water and doped with Gadolinium. The photons generated by the passage of particles in the target volume are collected by photomultiplier tubes (PMT). Aiming to evaluate the importance of reflecting inner surfaces and to provide directives concerning the best positioning of the PMTs inside the detector, a Monte Carlo simulation of light propagation in the active volume has been done. Photons are supposed to be point-like entities traveling in straight lines. We investigate the overall photon counting efficiency by analyzing the number of reflections and the length traveled by the photons before being collected or absorbed, as well as the distribution of these photons in different configurations of the PMTs. Different light reflecting structures around the PMTs are also simulated, in order to find those that reduce the probability for a photon to be bounced back to the direction from which it was emitted. We show that a configuration in which the photon emission direction is preserved may be

used as veto for cosmic events.

3. Tiago A. Alvarenga, Bruno M. Schettino, Rafael A. Nóbrega, Augusto S. Cerqueira, Tony I. Dornelas. *Análise do Sinal da Resposta ao Fotoelétron para Tubo Fotomultiplicador utilizado no Experimento Neutrinos-Angra*. XIX Congresso Brasileiro de Automática, 2012, Campina Grande, PB.

Resumo: Este trabalho apresenta um estudo do sinal do Tubo Fotomultiplicador do projeto Neutrinos-Angra gerado como resposta à incidência de um único fotoelétron. Medições foram realizadas para gerar os dados de análise e dois tipos de filtros foram projetados com o intuito de melhorar a relação sinal-ruído do sinal de saída do PMT. O resultado foi então usado para caracterizar o sinal do PMT e dar insights para o desenvolvimento da eletrônica de leitura do sinal do PMT.

4. Tiago A. Alvarenga, Flávia T. Araújo, Rafael A. Nóbrega. *Simulação do Sinal de Saída do Sistema de Leitura do Sinal da PMT para o detector do Projeto Neutrinos-Angra*. XIX Congresso Brasileiro de Automática, 2012, Campina Grande, PB.

Resumo: O projeto Neutrinos Angra consiste no desenvolvimento de um detector capaz de medir o fluxo de anti-neutrinos vindos do reator nuclear de Angra II. Uma das partes fundamentais do projeto é a simulação do próprio detector e seu sinal de saída, que é o produto final da rede de aparatos. Neste documento é descrito o software de simulação do sinal que é desenvolvido para dar o sinal elétrico e digitalizado do detector baseado no tempo de chegada dos fótons às fotomultiplicadoras do detector gerados pela interação das partículas passantes.

Apêndice B

Script MatLab: Taxa de Múons e Nêutrons

```
clear all; close all; clc;
% Intensidade vertical de múon
Iu = 0.94e-2; % [cm-2 s-1 sr-1]

% Dependência zenital do múon
n = 2.16;
p = 350; % [MeV]

% Dimensões do detector
H = 90; % [cm]
L = 90; % [cm]
C = 128; % [cm]

areaTampa = C*L; % área da tampa [1]
areaL1 = H*L; % área da lateral lados [2]
areaL2 = H*C; % área da lateral frente [2]
areaLateral = 2*(areaL1+areaL2); % área da lateral

disp('*****');
disp('FLUXO DE RADIAÇÃO DE MÚONS CÓSMICOS');
% Fluxo na Tampa
FluxoT = (pi/((n/2)+1))*Iu*areaTampa;
disp('*****');
fprintf('\nFluxo na Tampa = %2.2f [s-1]\n', FluxoT);

% Fluxo na Tampa
```


Apêndice C

Tabelas: Resultados Propagação de Luz no Detector

Tabela C.1: Tabela de eficiência geral na captura dos fótons em relação da variação da distância máxima que um fóton pode percorrer. Detector com PMTs nas laterais.

Com PMTs Laterais		Origem Interna	Cósmica cos	Cósmica Unif	
Estrutura Refletora	Distância (m)	Eficiência (%)	Eficiência (%)	Eficiência (%)	
Com PMTs Laterais	Plano	5	70,92	70,94	70,16
		10	81,95	81,96	81,6
		25	91,36	91,47	91,42
		50	95,26	95,39	95,43
		75	96,73	96,83	96,84
		100	97,51	97,60	97,56
	Cone	5	71,49	76,25	73,79
		10	81,82	85,84	84,25
		25	91,04	93,46	92,68
		50	95,03	96,52	96,17
		75	96,52	97,60	97,41
		100	97,31	98,23	98,00
	Parabolóide	5	72,08	77,78	74,35
		10	82,15	86,71	84,31
		25	91,17	93,90	92,77
		50	95,14	96,85	96,24
		75	96,60	97,82	97,32
		100	97,41	98,37	97,95

Tabela C.2: Tabela de eficiência geral na captura dos fótons em relação da variação da distância máxima que um fóton pode percorrer. Detector sem PMTs nas laterais.

Sem PMTs Laterais		Origem Interna	Cósmica cos	Cósmica Unif	
Estrutura Refletora	Distância (m)	Eficiência (%)	Eficiência (%)	Eficiência (%)	
Sem PMTs Laterais	Plano	5	65,52	66,12	65,19
		10	77,67	78,34	77,95
		25	88,59	89,30	89,22
		50	93,44	93,45	94,17
		75	95,30	95,94	95,92
		100	96,35	96,89	96,86
	Cone	5	69,95	75,41	72,74
		10	80,50	85,20	83,52
		25	90,09	93,10	92,31
		50	94,34	94,37	95,93
		75	95,93	97,42	97,26
		100	96,82	98,04	97,87
	Parabolóide	5	70,55	77,04	73,39
		10	80,81	86,16	83,56
		25	90,24	93,60	92,36
		50	94,46	94,41	96,00
		75	96,02	97,67	97,17
		100	96,91	98,24	97,85

Tabela C.3: Tabela de eficiência para captura de fótons gerados no interior no detector para os grupo *Bottom* e *Top*.

Sem PMT Lateral		Origem Interna			
Estrutura Refletora	Distância (m)	Eficiência (%) Total	Top (%)	Bottom (%)	Side (%)
Plano	5	65,52	49,86	50,14	0
	10	77,67	50,05	49,95	0
	25	88,59	50,05	49,95	0
	50	93,44	50,08	49,92	0
	75	95,30	50,10	49,90	0
	100	96,35	50,09	49,91	0
Cone	5	69,95	49,86	50,14	0
	10	80,50	49,87	50,13	0
	25	90,09	49,96	50,04	0
	50	94,34	50,04	49,96	0
	75	95,93	49,86	50,14	0
	100	96,82	50,07	49,93	0
Parabolóide	5	70,55	50,00	50,00	0
	10	80,81	50,05	49,95	0
	25	90,24	50,12	49,88	0
	50	94,46	50,13	49,87	0
	75	96,02	50,16	49,84	0
	100	96,91	50,19	49,81	0

Tabela C.4: Tabela de eficiência para captura de fótons de origem cósmica com PDF Uniforme no detector para os grupo *Bottom* e *Top*.

Sem PMT Lateral		Cósmica pdf Uniforme			
Extrutura Refletora	Distância (m)	Eficiência (%) Total	Top (%)	Bottom (%)	Side (%)
Plano	5	65,19	36,04	63,96	0
	10	77,95	38,10	61,90	0
	25	89,22	39,79	60,21	0
	50	94,17	29,26	70,74	0
	75	95,92	40,42	59,58	0
	100	96,86	40,52	59,48	0
Cone	5	72,74	24,13	75,87	0
	10	83,52	26,85	73,15	0
	25	92,31	28,69	71,31	0
	50	95,93	29,27	70,73	0
	75	97,26	29,50	70,50	0
	100	97,87	29,63	70,37	0
Parabolóide	5	73,39	24,44	75,56	0
	10	83,56	26,78	73,22	0
	25	92,36	28,65	71,35	0
	50	96,00	29,26	70,74	0
	75	97,17	29,47	70,53	0
	100	97,85	29,58	70,42	0

Tabela C.5: Tabela de eficiência para captura de fótons de origem cósmica com PDF $\cos^2\theta$ no detector para os grupo *Bottom* e *Top*.

Sem PMT Lateral		Cósmica cos			
Extrutura Refletora	Distância (m)	Eficiência (%) Total	Top (%)	Bottom (%)	Side (%)
Plano	5	66,12	36,10	63,90	0
	10	78,34	34,83	65,17	0
	25	89,30	39,79	60,21	0
	50	93,45	40,32	59,68	0
	75	95,94	40,45	59,55	0
	100	96,89	40,58	59,42	0
Cone	5	75,41	19,71	80,29	0
	10	85,20	22,37	77,63	0
	25	93,10	24,24	75,76	0
	50	94,37	24,89	75,11	0
	75	97,42	25,10	74,90	0
	100	98,04	25,25	74,75	0
Parabolóide	5	77,04	20,40	79,60	0
	10	86,16	22,66	77,34	0
	25	93,60	24,44	75,56	0
	50	94,41	25,17	74,83	0
	75	97,67	25,41	74,59	0
	100	98,24	25,54	74,46	0

Tabela C.6: Tabela de eficiência para captura de fótons gerados no interior do detector para os grupo *Bottom* e *Top* e *Side*.

Com PMT Lateral		Origem Interna			
Extrutura Refletora	Distância (m)	Eficiência (%) Total	Top (%)	Bottom (%)	Side (%)
Plano	5	70,92	42,02	41,84	16,14
	10	81,95	41,85	41,73	16,42
	25	91,36	41,65	41,62	16,73
	50	95,26	41,64	41,58	16,78
	75	96,73	41,62	41,52	16,86
	100	97,51	41,60	41,52	16,88
Cone	5	71,49	47,82	48,09	4,09
	10	81,82	47,74	48,00	4,26
	25	91,04	47,71	47,80	4,49
	50	95,03	47,70	47,65	4,65
	75	96,52	47,69	47,59	4,72
	100	97,31	47,68	47,57	4,75
Parabolóide	5	72,08	47,97	48,04	3,99
	10	82,15	47,87	47,92	4,21
	25	91,17	47,81	47,71	4,48
	50	95,14	47,74	47,63	4,63
	75	96,60	47,72	47,56	4,72
	100	97,41	47,73	47,52	4,75

Tabela C.7: Tabela de eficiência para captura de fótons de origem cósmica com PDF Uniforme no detector para os grupo *Bottom* e *Top* e *Side*.

Com PMT Lateral		Cósmica pdf Uniforme			
Extrutura Refletora	Distância (m)	Eficiência (%) Total	Top (%)	Bottom (%)	Side (%)
Plano	5	70,16	28,79	53,47	17,74
	10	81,60	30,44	52,08	17,48
	25	91,42	31,67	50,86	17,47
	50	95,43	31,99	50,54	17,47
	75	96,84	32,12	50,39	17,49
	100	97,56	32,18	50,32	17,50
Cone	5	73,79	22,90	73,18	3,92
	10	84,25	25,47	70,69	3,84
	25	92,68	27,18	68,98	3,84
	50	96,17	27,71	68,41	3,88
	75	97,41	27,92	68,20	3,88
	100	98,00	28,03	68,07	3,90
Parabolóide	5	74,35	23,20	73,02	3,78
	10	84,31	25,38	70,82	3,80
	25	92,77	27,11	69,07	3,82
	50	96,24	27,63	68,51	3,86
	75	97,32	27,82	68,33	3,85
	100	97,95	27,92	68,24	3,84

Tabela C.8: Tabela de eficiência para captura de fótons de origem cósmica com PDF $\cos^2\theta$ no detector para os grupo *Bottom* e *Top* e *Side*.

Com PMT Lateral		Cósmica \cos			
Extrutura Refletora	Distância (m)	Eficiência (%) Total	Top (%)	Bottom (%)	Side (%)
Plano	5	70,94	29,04	54,32	16,64
	10	81,96	30,88	52,55	16,57
	25	91,47	31,99	51,42	16,59
	50	95,39	32,36	51,06	16,58
	75	96,83	32,46	50,96	16,58
	100	97,60	32,96	50,59	16,45
Cone	5	76,25	18,80	78,15	3,05
	10	85,84	21,25	75,64	3,11
	25	93,46	22,94	73,89	3,17
	50	96,52	23,52	73,30	3,18
	75	97,60	23,70	73,09	3,21
	100	98,23	23,83	73,05	3,12
Parabolóide	5	77,78	19,56	77,46	2,98
	10	86,71	21,67	75,34	2,99
	25	93,90	23,33	73,68	2,99
	50	96,85	24,00	72,97	3,03
	75	97,82	24,22	72,73	3,05
	100	98,37	24,52	72,57	2,91