



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Instituto de Física Gleb Wataghin

WILLIAN VIEIRA DOS SANTOS

**ESTUDO DA EFICIÊNCIA DO DETECTOR
NEUTRINOS-ANGRA UTILIZANDO GEANT4**

Campinas
2023

WILLIAN VIEIRA DOS SANTOS

**ESTUDO DA EFICIÊNCIA DO DETECTOR NEUTRINOS-ANGRA
UTILIZANDO GEANT4**

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

Orientador: Prof. Dr. Ernesto Kemp

ESTE TRABALHO CORRESPONDE À
VERSÃO FINAL DA DISSERTAÇÃO
DEFENDIDA POR WILLIAN VIEIRA DOS
SANTOS E ORIENTADA PELO PROF. DR.
ERNESTO KEMP.

Campinas
2023

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin
Lucimeire de Oliveira Silva da Rocha - CRB 8/9174

Santos, Willian Vieira dos, 1977-
Sa59e Estudo da eficiência do detector Neutrinos-Angra utilizando GEANT4 /
Willian Vieira dos Santos. – Campinas, SP : [s.n.], 2023.

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

1. Detectores Cherenkov. 2. Neutrinos de reatores. 3. GEANT4. I. Kemp, Ernesto, 1965-. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações Complementares

Título em outro idioma: Study of the efficiency of the Neutrinos-Angra detector using GEANT4

Palavras-chave em inglês:

Cherenkov counters

Reactor neutrinos

GEANT4

Área de concentração: Física

Titulação: Mestre em Física

Banca examinadora:

Pedro Cunha de Holanda

Edmilson José Tonelli Manganote

João Carlos Costa dos Anjos

Data de defesa: 17-05-2023

Programa de Pós-Graduação: Física

Identificação e informações acadêmicas do(a) aluno(a)

- ORCID do autor: <https://orcid.org/0009-0008-2841-9379>

- Currículo Lattes do autor: <http://lattes.cnpq.br/4639903214465525>



INSTITUTO DE FÍSICA
GLEB WATAGHIN

MEMBROS DA COMISSÃO EXAMINADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DO ALUNO WILLIAN VIEIRA DOS SANTOS - RA 86202 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 17/05/2023.

COMISSÃO JULGADORA:

- Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda – Presidente (IFGW/UNICAMP)
- Prof. Dr. Edmilson José Tonelli Manganote (IFGW/UNICAMP)
- Dr. João Carlos Costa dos Anjos (Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas)

OBS.: Ata da defesa com as respectivas assinaturas dos membros encontra-se no SIGA/Sistema de Fluxo de Dissertação/Tese e na Secretaria do Programa da Unidade.

CAMPINAS

2023

Dedicado ao meu pai Mario Vieira dos Santos Filho (in memoriam) por sempre ensinar os primeiros passos.

Agradecimentos

Agradeço a Deus pela vida.

Aos meus pais Mario (in memorian) e Sédia pela educação básica e por tudo que há de essencial na vida.

Ao meu orientador professor Dr. Ernesto Kemp, que tem sido um tutor e amigo desde meu ingresso na graduação em 2009. Ele me ensinou a compor, a filtrar, a proceder com as análises e escrever de maneira correta na física experimental de partículas. Me fez enxergar a Física em uma outra perspectiva.

À colaboração Angra e seus integrantes Drs. João dos Anjos, Pietro Chimenti, Luís Fernando Gonzalez, Rafael Nóbrega e aos colegas que passaram pela colaboração. As reuniões semanais sobre o experimento Neutrinos-Angra moldaram os principais focos deste trabalho.

Ao Prof. José Joaquin Lunazzi por acreditar em mim desde a graduação. Agradeço ao Prof. Marco Aurélio P. Lima pelos ensinamentos sobre Mecânica Quântica e pelo grupo do artigo publicado: Ana Elisa Barioni, Elsa Pimenta e Felipe Mazzi (que também me ajudou na conclusão da pós).

Agradeço ao Prof. Edmilson Manganotte por compor a banca no EQM, no seminário pré-requisito, defesa e ajudar na validação deste trabalho. Ao Prof. Sandro Guedes de Oliveira, Prof. David D. Chinellato, Prof. Rickson Mesquita e Prof. Pedro Cunha de Holanda que estiveram na banca do EQM, pré-requisito ou defesa.

Resumo

O neutrino é a segunda partícula mais abundante do Universo, logo após o fóton. Isso o coloca em um patamar de destaque nos estudos da física de partículas. Há várias fontes de neutrinos que podem ser pesquisadas, dentre elas, os reatores nucleares. Por não ter carga, a detecção dos neutrinos desafia os físicos experimentais que necessitam criar detectores baseados nos produtos das interações dos neutrinos com a matéria. A interação conhecida como decaimento beta inverso (*inverse beta decay* - IBD) gera sinais para reconhecimento do neutrino. Mas entre os sinais detectados muitos não são provenientes do IBD e são classificados como ruídos. Para obter critérios de seleção de sinais e descarte dos ruídos, utilizamos *software* de simulações como o GEANT4.

Neste trabalho, utilizamos o GEANT4 para obter a relação de carga e energia dos eventos coletados pelo detector do experimento Neutrinos-Angra que monitora o reator nuclear Angra II, na usina nuclear de Angra dos Reis. Também foram simulados sinais de *prompt* e *delay* que estão relacionados aos produtos do IBD para obter limites de corte em energia para seleção dos eventos. Para o sinal de *prompt* foi obtida uma função passa-banda para filtrar uma faixa de energia com pesos estatísticos e, para o sinal de *delay*, um filtro entre 1,60 - 7,12 MeV com uma multiplicidade maior do que 25PMTs. Simulamos nêutrons externos ao detector que falseiam os sinais de IBD para obter a proporção de ruídos em relação a taxa de eventos diários detectados (7,24%).

Ao final, estes critérios foram aplicados aos eventos coletados pelo detector Neutrinos-Angra em um período de atividade do reator (ON) em contraste com período de inatividade do reator (OFF) efetuando o corte de ruídos e obtendo os eventos candidatos a antineutrinos. A partir das análises diretas, foram obtidos 4280 ± 23 pares/dia para o reator ON e 4257 ± 23 pares/dia para o reator OFF. Pela subtração de contagem ON/OFF por energia de *prompt* foram obtidos pontos acima de 2σ da linha de base centrada a zero.

Palavras-chave: Detectores Cherenkov, Neutrinos de reatores, GEANT4

Abstract

The neutrino is the second most abundant particle in the Universe, after the photon. This places him at a prominent level in particle physics studies. There are several sources of neutrinos that can be researched, among them, nuclear reactors. Because it has no charge, neutrino detection challenges experimental physicists who need to create detectors based on the products of neutrino interactions with matter. The known interaction inverse beta decay (IBD) generates signals for neutrino recognition. But among the detected signals, many do not come from the IBD and are classified as noise. To obtain criteria for selecting signals and discarding noise, we use simulation software such as GEANT4.

In this work, we used GEANT4 to obtain the charge and energy relationship of the events collected by the detector of the Neutrinos-Angra experiment that monitors the Angra II nuclear reactor, at the Angra dos Reis nuclear power plant. Prompt and delay signals that are related to IBD products were also simulated to obtain power cut limits for event selection. For the prompt signal, a bandpass function was obtained to filter an energy range with statistical weights and a filter between 1.60 - 7.12 MeV with a greater multiplicity of 25PMTs for the delay signal. We simulated neutrons external to the detector that falsify the IBD signals to obtain the proportion of noise in relation to the rate of daily events detected (7.24%).

In the end, these criteria were applied to the events collected by the Neutrinos-Angra detector in a period of reactor activity (ON) in contrast to a period of reactor inactivity (OFF), cutting noise and obtaining candidate events for antineutrinos. From the direct analyses, 4280 ± 23 pairs/day were obtained for the ON reactor and 4257 ± 23 pairs/day for the OFF reactor. By subtracting the ON/OFF count by prompt energy, points above 2σ from the zero-centered baseline were obtained.

Key-words: Cherenkov counters, Reactor neutrinos, GEANT4

Lista de Figuras

1.1	Decaimento Beta do Bismuto	18
1.2	Decaimento α do ^{197}Po	19
1.3	Decaimento Beta incluindo neutrino	20
1.4	Projeto Poltergeist	22
1.5	Deteccção do antineutrino pelo El Monstro	22
1.6	IBD	23
1.7	Experimento de Savanna River	25
1.8	Traços do osciloscópio detectando <i>prompt/delay</i>	25
1.9	Polarização devido a passagem de uma partícula carregada	26
1.10	Frentes de onda da radiação Cherenkov	27
1.11	Modelo Padrão das Partículas Elementares	28
1.12	Fluxo de neutrinos e antineutrinos	30
1.13	Reação em cadeia do combustível do reator nuclear	32
2.1	Reator Angra II	35
2.2	Vista explodida do detector ν -Angra	36
2.3	Montagem do <i>target</i>	37
2.4	Eletronica do detector	38
2.5	Diagrama de blocos	39
2.6	Eletrônica de <i>Front-End</i> (FEE)	40
2.7	Digitalização (NDAQ)	41
2.8	Sistema de <i>trigger</i>	41
2.9	Aquisição de dados	43
2.10	Esquematização IBD	45
2.11	Taxas de <i>trigger</i> inicial	49
2.12	Taxas de <i>trigger</i> final	50
2.13	Caracterização dos Eventos	51
2.14	Eletrons de Michel	52
3.1	Correlação entre energia Cherenkov x energia depositada	57
3.2	Visualização do detector construído no GEANT4	60
3.3	Histograma da deteccção de sinal dos pósitrons	62
3.4	Reta de calibração	63
3.5	Medida pe x DUQ	64
3.6	Correlação de multiplicidade de PMT x fotoelétrons (pe)	67
3.7	Função de Distribuição Acumulada para os pósitrons	68
3.8	Função passa-banda para sinal de <i>prompt</i>	69
3.9	Posição de disparo de neutrons dentro do <i>target</i>	70
3.10	Histograma dos hits no <i>target</i> na simulação de nêutrons	71
3.11	Histograma de energia dos hits no <i>target</i> na simulação do sinal de <i>delay</i>	72

3.12	isótopos gerados durante termalização do nêutron	73
3.13	Energia depositada no <i>target</i> como produto da termalização dos nêutrons capturados	74
3.14	Correlação entre multiplicidade de PMTs e hits	75
3.15	Histograma de energia depositada em dois regimes de multiplicidade	76
3.16	Formação dos isótopos ^{239}Pu e ^{241}Pu a partir do ^{238}U	76
3.17	Evolução temporal do combustível nuclear	77
3.18	Espectro de antineutrinos por elemento de combustível do reator	78
3.19	Seção de choque x espectro de antineutrinos	79
3.20	Convolução da seção de choque x espectro de neutrinos	80
3.21	Sorteio de valores de energia para simulação do sinal de <i>prompt</i>	81
3.22	Densidade de probabilidade para o sinal de <i>prompt</i>	82
3.23	Densidade de probabilidade para o sinal de <i>delay</i>	83
3.24	Densidade de probabilidade para o tempo entre os sinais	83
3.25	Simulação dos elétrons de Michel a partir de <i>stopping muons</i>	84
3.26	Espectro de nêutrons ao nível do mar baseada na função analítica Sato e Niita	85
3.27	Espectro de <i>Cold / Thermal neutrons</i> normalizado	86
3.28	Simulação de <i>Cold / Thermal neutrons</i> no detector	87
3.29	Espectro de <i>Epithermal neutrons</i> normalizado	88
3.30	Simulação de <i>Epithermal neutrons</i> no detector	88
3.31	Espectro de <i>fast neutrons</i> normalizado	90
3.32	Simulação de <i>fast neutrons</i> no detector	90
3.33	Espectro de <i>relativistic neutrons</i> normalizado	91
3.34	Simulação de <i>relativistic neutrons</i> no detector	91
4.1	Eventos candidatos a <i>prompt</i> e <i>delay</i> com reator ON	98
4.2	Eventos candidatos a <i>prompt</i> e <i>delay</i> com reator OFF	99
4.3	Comparação de eventos <i>prompt</i> e <i>delay</i> com reator ON x OFF	100
4.4	Período de eventos candidatos <i>prompt</i> e <i>delay</i> com reator ON x OFF x ON	101
4.5	Histograma de <i>prompt</i> com aceitação pelo χ^2 em 3 períodos diferentes	102
4.6	Histograma de <i>delay</i> com aceitação pelo χ^2 em 3 períodos diferentes	103
4.7	Histograma de tempo entre eventos com aceitação pelo χ^2 em 3 períodos diferentes	104
4.8	Mapa ON	106
4.9	Mapa OFF	107
4.10	Mapa ON / OFF	108
4.11	Mapa Significância ON / OFF	108
4.12	Histograma da Significância ON / OFF	109
4.13	Subtração ON / OFF pela energia de <i>Prompt</i>	110

Lista de Tabelas

2.1	Classificação de nêutrons	45
2.2	Coefficientes obtidos por cada processo	51
3.1	Parâmetros de ajuste das gaussianas	63
3.2	Eventos apurados de nêutrons de todo espectro	92
3.3	Eventos espúrios referente a diferentes sinais de nêutrons	93
3.4	Representação de nêutrons externos	93
3.5	Cálculo dos eventos espúrios	94
3.6	Percentuais de pares diários	94
4.1	Coefficiente de correlação	103

Lista de Abreviaturas e Siglas

ν -Angra	Neutrinos-Angra
$CdCl_2$	Cloreto de Cádmiio
$GdCl_3$	Cloreto de Gadolínio
ADC	<i>Analog-to-Digital Converter</i>
DUQ	<i>Digital Unit of Charge</i>
FDA	função de distribuição acumulada
FDP	função de densidade de probabilidade
FEB	<i>Front End Boards</i>
FEE	eletrônica de <i>Front-End</i>
FIFO	<i>First-In/First-Out</i>
FPGA	<i>Field Programmable Gate Array</i>
HEP	<i>High Energy Physics</i>
IAEA	International Atomic Energy Agency
IBD	Inverse Beta Decay
msc	<i>multiple scattering</i>
NAS	<i>Network Attached Storage</i>
NDAQ	<i>Neutrino Data Aquisition</i>
NPT	<i>Treaty on the Non-proliferation of Nuclear Weapons</i>
PDF	<i>Probability Density Function</i>
pe	<i>photoelectron</i>
PMTs	fotomultiplicadoras
ROP	<i>Readout Processor</i>
SNF	<i>Spent Nuclear Fuel</i>
SNO	Sudbury Neutrino Observatory
UI	<i>User Interface</i>

Sumário

Introdução	15
Capítulo 1: Física de neutrinos	17
1.1 Radioatividade	17
1.2 Detecção do neutrino / antineutrino	19
1.3 Radiação Cherenkov	26
1.4 Modelo Padrão e o neutrino	28
1.5 Neutrinos de reator e outras fontes	29
Capítulo 2: Projeto Neutrinos-Angra	33
2.1 Objetivo do projeto	33
2.2 Localização do detector	34
2.3 Arquitetura do detector	34
2.4 Eletrônica de aquisição de dados	38
2.4.1 Eletrônica de <i>Front-End</i> (FEE)	39
2.4.2 Módulos digitalizadores de sinais (NDAQ)	40
2.4.3 Sistema de <i>trigger</i>	40
2.4.4 <i>Software</i> de aquisição de dados	42
2.5 Processo de obtenção de sinal	44
2.6 Estimativa de número de eventos IBD esperados	46
2.7 Comissionamento do detector	47
Capítulo 3: Modelo Computacional para Simulação de Eventos	53
3.1 Introdução	53
3.2 <i>Toolkit</i> para simulação de eventos	53
3.3 Visão geral do ambiente de simulação	54
3.4 Modelo computacional GEANT4 da colaboração ν -Angra	56
3.4.1 Geometria atual do simulador	56
3.4.2 Conceitos e definições	60
3.5 Simulação de eventos	61
3.5.1 Obtenção da relação de energia x carga x fotoelétrons	61
3.5.2 Métodos para simulação dos sinais para IBD	65
3.5.3 Simulação do sinal de <i>prompt</i>	66
3.5.4 Simulação do sinal de <i>delay</i>	68
3.5.5 Critérios de corte	72
3.5.6 Simulação para geração das funções de densidade de probabilidade	74
3.5.7 Simulação de <i>stopping muons</i>	81
3.5.8 Simulação de nêutrons de <i>background</i>	84
3.5.9 Análise do resultado para todo espectro de nêutrons	92

3.5.10	Eventos espúrios de outras partículas como <i>background</i>	93
Capítulo 4:	Eficiência do Detector Neutrinos-Angra	96
4.1	Estudo da eficiência do detector	96
4.1.1	Critérios de corte obtidos com a simulação	96
4.2	Análise direta para seleção <i>prompt/delay</i>	97
4.3	Análise <i>prompt/delay</i> /tempo com teste de hipótese χ^2	99
4.4	Análise ON/OFF para <i>prompt/delay</i>	104
4.5	Resultados recentes	107
Capítulo 5:	Conclusões	111
	Referências bibliográficas	113

Introdução

Neutrinos formam a segunda classe de partículas mais abundantes do Universo, logo após os fótons. Capazes de percorrer milhares de quilômetros sem interagir com a matéria devido sua baixa seção de choque, podem atravessar grandes volumes de matéria bariônica sem perturbação. Fazem parte da família dos léptons com *spin* meio, carga nula e massa praticamente nula.

Devido a estas propriedades, sua detecção se torna extremamente difícil, o que nos leva a procurar fontes de neutrinos com intensidade suficiente para aumentar a probabilidade de sua detecção. As conhecidas fontes de neutrinos são: o Sol, por suas reações nucleares; a atmosfera, pelos raios cósmicos; rochas terrestres, por decaimento radioativo natural; reatores nucleares, por decaimento radioativo da fissão dos elementos da queima do combustível nuclear. Há ainda os neutrinos provenientes do centro da Terra, neutrinos de supernovas e neutrinos astrofísicos de altíssima energia.

Reatores nucleares se tornaram a principal fonte de neutrinos por seu fluxo controlado de reação nuclear. Reines e Cowan elaboraram o primeiro experimento na década de 1950 que viria a comprovar experimentalmente a existência do neutrino.

O projeto Neutrinos-Angra vem estender a compreensão do neutrino como o projeto brasileiro para estudo do neutrino relacionado com a potência nuclear do reator Angra II na usina nuclear de Angra dos Reis. O objetivo é obter a relação do fluxo de neutrinos de reator com sua potência térmica e criar uma tecnologia não invasiva para implementação de salvaguardas nucleares. Toda a colaboração do projeto se divide em diversas áreas de atuação como: elaboração do projeto, montagem do detector e manutenção dos equipamentos, simulação e análise dos dados.

A presente dissertação de mestrado vem apresentar as simulações do processo beta inverso para obter critérios de corte para aplicar nos eventos detectados, descartando os ruídos e filtrando os sinais relacionados com a interação de neutrinos no alvo do detector. Após ob-

ter critérios pelas simulações, estes foram aplicados aos eventos registrados no detector para estudo da eficiência na detecção de sinais.

O capítulo 1 descreve a física de partículas para introduzir os conceitos relacionados ao projeto, história da detecção do neutrino, propriedade e radiação Cherenkov. É descrita a proposta do neutrino pelo W. Pauli a partir do problema do decaimento beta, o processo do decaimento beta inverso e os experimentos de Reines e Cowan com o sucesso da detecção. Os tipos de neutrinos são apresentados e relacionados com os experimentos atuais;

O capítulo 2 apresenta detalhes sobre o detector instalado na usina Angra dos Reis, sua localização, arquitetura, diagrama de blocos e componentes. O Projeto Neutrinos-Angra surge com o objetivo de efetuar a contagem de neutrinos provenientes do decaimento beta das reações nucleares e relacioná-la com a potência térmica do reator Angra II com a motivação de construir um detector para controle adicional de salvaguardas nucleares. Detalhes sobre o comissionamento, início das primeiras medidas, estimativas diárias e taxas de *triggers* são apresentadas neste capítulo;

O capítulo 3 descreve o *software* de simulação do detector neutrinos-Angra, os detalhes dos componentes construídos com GEANT4, obtenção dos dados, métodos para obter critérios de corte e estudo de ruídos. Simulações com pósitrons e nêutrons, produtos do decaimento beta inverso, são executadas para construir os limites de corte em energia sobre os dados do detector. As simulações de pósitrons em escalas discretas de energia fornecem dados para obter a relação com a carga registrada no detector. O comportamento e detecção das capturas de nêutrons dentro do tanque-alvo evidencia o critério não somente pela unidade de energia mas também pela multiplicidade de fotomultiplicadoras acionadas;

O capítulo 4 aplica os critérios obtidos pela simulação nos dados detectados no detector neutrinos-Angra para fazer análises e estudos de sua eficiência mediante a relação sinal-ruído. São tomadas três abordagens para seleção de eventos candidatos ao decaimento beta inverso: análise direta, análise pela hipótese de χ^2 e análise ON/OFF (esta última dividida pelo mapa de correlação *prompt / delay* e por subtração de energia de *prompt*);

O capítulo 5 apresenta as conclusões gerais, proposta para melhorias e estudos futuros para continuidade do trabalho da colaboração do Experimento Neutrinos-Angra.

Capítulo 1

Física de neutrinos

1.1 Radioatividade

Em 1896, o físico francês A. Bequerel propôs a radioatividade ao observar manchas escuras em uma chapa fotográfica que estava guardada próxima a sais de urânio. Neste processo, substâncias radioativas decaem emitindo radiação, formando novos elementos. A radioatividade pode ser natural ou induzida.

A radioatividade natural é provocada por elementos radioativos encontrados na natureza que decaem formando novos elementos químicos e emitindo radiação. A radioatividade induzida é provocada pelo bombardeamento de núcleos instáveis por certas partículas que dão origem a outro núcleo e emitindo radiação.

Na natureza existem 92 tipos de elementos químicos, com os núcleos formados por prótons e nêutrons diferenciando-se pela quantidade. Quando um elemento possui o mesmo número de prótons em seu núcleo mas diferente número de nêutrons dizemos que tais elementos são isótopos. Dependendo da combinação de prótons e nêutrons (massa atômica), os núcleos podem ser estáveis ou instáveis. Exemplos de elementos radioativos, cujos núcleos são instáveis, são: o ^{235}U (urânio), o ^{137}Cs (césio), o ^{60}Co (cobalto) e o ^{232}Th (tório).

A radiação emitida pelo processo de decaimento possui classificação de acordo com a intensidade, sendo ionizante ou não ionizante e nível de penetração.

- Radiação α : é o fluxo de partículas carregadas positivamente, ionizantes mas pouco penetrantes. As partículas são formadas dois prótons e dois nêutrons (equivalente ao núcleo de Hélio). O núcleo atômico do elemento que emite a partícula alfa fica então com

sua massa atômica diminuída em 4 unidades e seu número atômico diminuído em 2 unidades. Foi descoberta pelo físico neozelandês E. Rutherford.

- Radiação β : é o fluxo de elétrons (ou pósitrons) ejetados pelo núcleo de um átomo instável. São ionizantes e mais penetrantes que a radiação α . O núcleo atômico emite o elétron (pósitron), sofre leve diminuição em sua massa, apesar da massa atômica permanecer constante. O número atômico aumenta (diminui) em uma unidade. Se a partícula emitida for um elétron, dizemos que houve um decaimento β^- . Se for um pósitron, há um decaimento β^+ . A velocidade da partícula ejetada é próxima da luz no vácuo.
- Radiação γ : são partículas (fótons) altamente energéticas, ionizantes e penetrantes. São emitidas imediatamente após a emissão de partículas α ou β . Pode causar danos em tecidos vivos.
- Radiação infravermelha e ultravioleta: são tipos de radiação eletromagnéticas não ionizantes.

Destes tipos de radiação, foi o decaimento β que levou o físico inglês J. Chadwick constatar uma aparente não conservação da energia e momento angular em 1914, devido à observação de um espectro de energia contínuo e não discreto (figura 1.1).

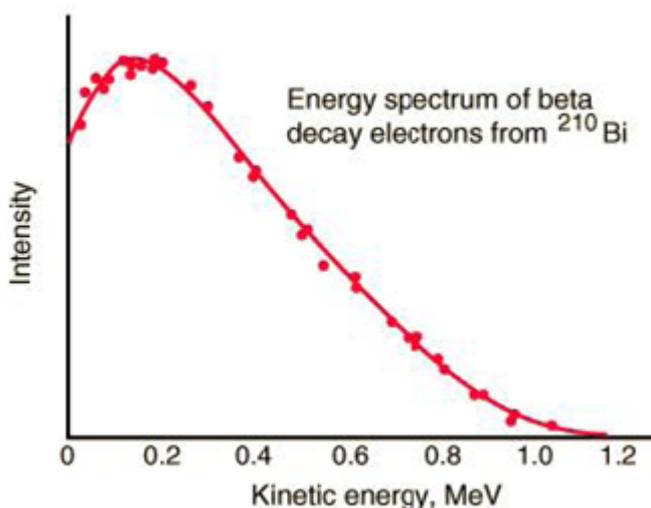


Figura 1.1: Espectro de energia do decaimento Beta do ^{210}Bi (NEARY, 1940)

Este resultado foi inesperado pois o decaimento α possui um espectro discreto bem definido (figura 1.2). Os experimentos para o decaimento β mostravam que a energia do elétron

assumia um valor de zero até um máximo (1,2 MeV). De acordo com a lei de conservação, esperava-se que o elétron assumisse um valor de energia fixo, tal como no decaimento α .

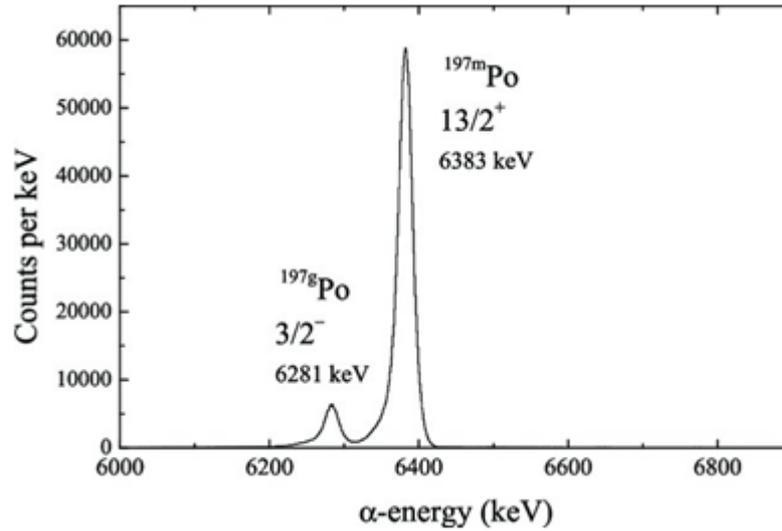


Figura 1.2: Espectro de energia do decaimento α do ^{197}Po (M. D. SELIVERSTOV, 2012)

1.2 Detecção do neutrino / antineutrino

O mistério do espectro contínuo do decaimento β se estendeu até 1930. O físico dinamarquês Niels Bohr chegou a propor que a lei de conservação de energia não valeria para o decaimento β . O valor discreto de energia do elétron emitido no decaimento deveria respeitar a relação (M.M. GUZZO, 2007):

$$A(Z) \rightarrow B(Z + 1) + e^- \quad (1.1)$$

$$E_e = \left[\frac{(M_A^2 - M_B^2 + m_e^2)}{2M_A} \right] c^2 = cte \quad (1.2)$$

onde M_A é a massa do núcleo antes de decair, M_B é a massa do núcleo após o decaimento e m_e é a massa do elétron emitido.

Wolfgang Pauli, em uma carta se desculpando pela ausência em uma conferência em Tübingen na Alemanha, propôs que o problema do espectro contínuo de energia do decaimento β seria resolvido com uma quarta partícula neutra que fugia aos detectores. Esta partícula seria

um férmion, $spin \frac{1}{2}$, carga elétrica neutra, com interação fraca com a matéria e que obedecesse o princípio de exclusão. A relação ficaria:



$$E_e + E_\nu = cte \quad (1.4)$$

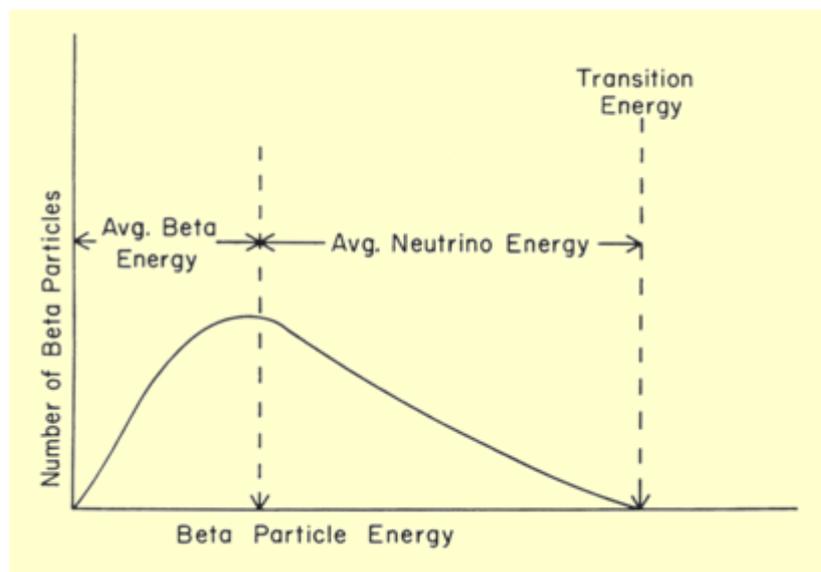


Figura 1.3: Espectro de energia do decaimento Beta incluindo neutrino (SPRAWLS, 2014)

Em 1931, em uma série de conferências, Pauli apresentou a ideia de como a nova partícula (inicialmente chamada de nêutron) resolvia o problema de conservação de energia. Em 1932, Chadwick descobre (e rotula) o nêutron como é hoje. Para diferenciá-lo, o físico italiano Enrico Fermi renomeou a partícula de Pauli de neutrino (nêutron pequeno em italiano).

Em 1933, Fermi juntou as ideias do neutrino postulado por Pauli, a recém descoberta do nêutron, a Mecânica Quântica e a criação / destruição de partículas para criar sua teoria do decaimento beta. Nessa teoria, o processo de decaimento β é um decaimento de 3 corpos que ocorre por meio de uma nova interação da natureza, que mais tarde veria a ser conhecida como força fraca. Em relação ao neutrino, o mesmo teria uma massa (quase) nula, o que seria consistente com dados experimentais, pois pode percorrer longas distâncias sem interagir com a matéria.

Alguns físicos, sentiam-se incomodados por uma teoria envolver uma partícula que não conseguiam detectar. A partir da teoria de Fermi, Hans Bethe e Rudolf Peierls calculou a seção

de choque do neutrino na ordem de 10^{-44}cm^2 , concluindo que seria praticamente impossível detectar o neutrino (“*one can conclude that there is no practically possible way of observing the neutrino*”) (H. BETHE, 1934).

No entanto, foram Bethe e Peierls que propuseram que se o neutrino era criado no processo de decaimento do nêutron, também poderia existir um processo inverso, onde o antineutrino seria absorvido por um próton para resultar em um nêutron e um anti-elétron (pósitron):



A partícula do decaimento β o neutrino da reação na verdade é sua antipartícula: o antineutrino. No processo inverso, um próton interage com o antineutrino do decaimento β resultando no par pósitron / nêutron. Este processo ficou conhecido como decaimento beta inverso (*Inverse Beta Decay – IBD*).

Após a Segunda Guerra Mundial, surgiram os primeiros reatores nucleares com a fissão do urânio por bombardeamento de nêutrons em uma reação em cadeia controlada. Dois físicos de Los Alamos nos Estados Unidos, Fred Reines e Clyde Cowan procederam com um experimento a partir dessa fonte de neutrinos controlada.

O projeto experimental inicial de Reines e Cowan de 1951, chamado de *Poltergeist* com uma alusão a uma partícula teorizada e não detectada há duas décadas, consistia em um detector de cintilador líquido de formato bi-piramidal com 8 fotomultiplicadoras, sensível aos pósitrons gerados no IBD. Os nêutrons do processo não seriam detectados, pois o cintilador não era sensível ao espectro dos nêutrons criados. Como fonte de neutrinos seria utilizado uma bomba nuclear de 20 ktons, detonada no topo de uma torre de 30 metros de altura, localizada a 50 metros do detector, o qual foi chamado de *El Monstro* (figura 1.4).

O processo de detecção do pósitron do decaimento Beta-Inverso procederia pela aniquilação do pósitron ao deparar com um elétron no tanque-alvo gerando 2 gamas de 511 keV. Os gamas transferem energia a outros elétrons pelo caminho por efeito Compton que por sua vez gera luz visível por radiação Cherenkov, sendo detectado pelas fotomultiplicadoras (PMTs).

Foi em 1952, que o líder da divisão do Laboratório de Física de Los Alamos J. M. B. Kellogg pediu a Reines e Cowan revisarem o projeto abrindo mão do uso da bomba nuclear em prol ao uso de reator nuclear como fonte de neutrinos. Os dois físicos propuseram usar a coincidência entre a detecção do pósitron e nêutron para reduzir o ruído do detector. Nesse projeto, usaram um sal de Cloreto de Cádmio (CdCl_2) dissolvido na base da solução cintiladora de tolueno para

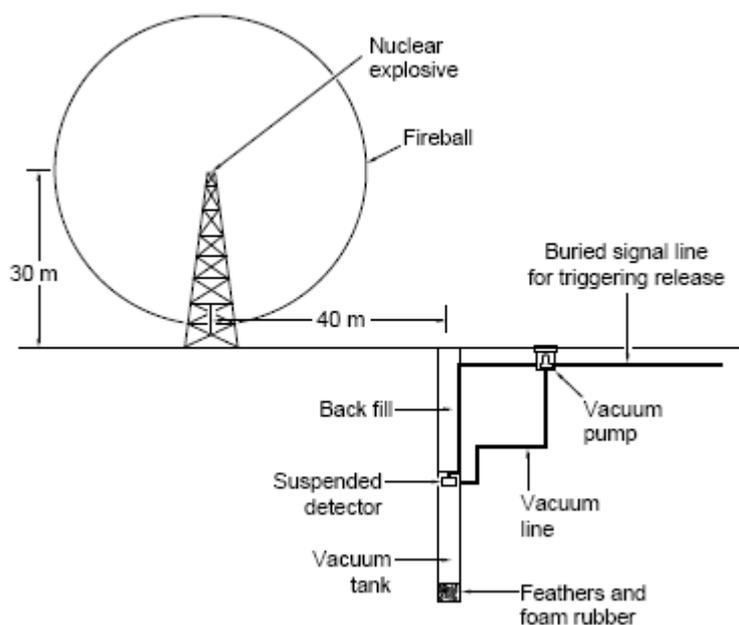


Figura 1.4: Esquema da proposta inicial do Projeto Poltergeist (C.L. COWAN, 1997)

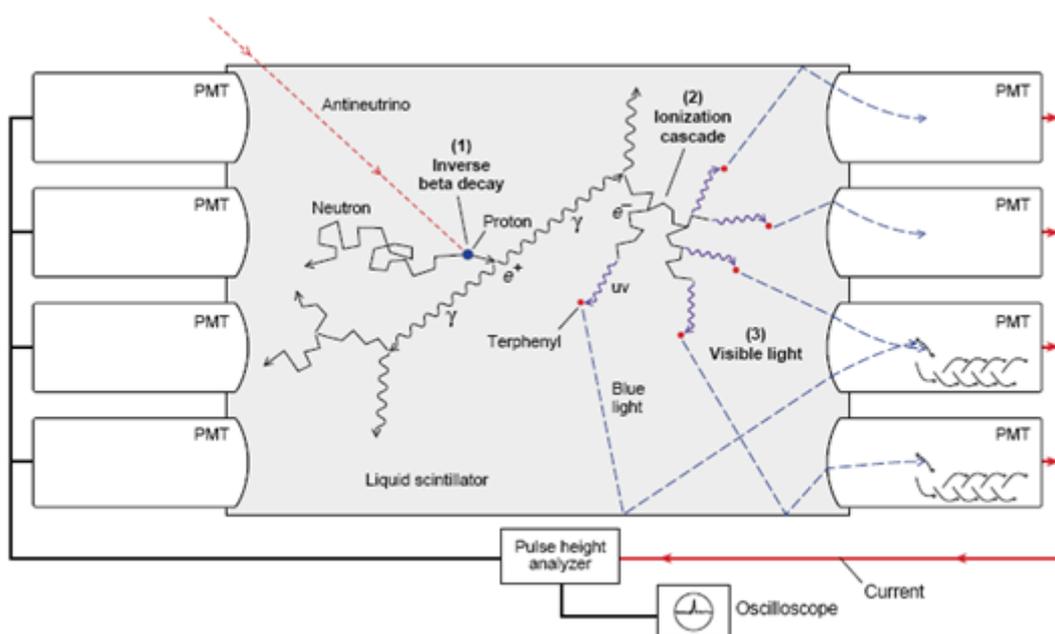


Figura 1.5: Processo de detecção do antineutrino pelo detector El Monstro (C.L. COWAN, 1997)

aumentar a seção de choque para os nêutrons do IBD. O Cádmiu captura o nêutron, o termaliza e entra num estado metaestável decaindo após um tempo da ordem de microssegundos. Neste decaimento são emitidos gamas de energia integral de 8MeV. Os gamas transmitem energia para elétrons no tanque-alvo do detector através de efeito Compton. Como no caso acima, os elétrons percorrem um trajeto gerando radiação Cherenkov que seria detectado pelas PMTs.

Há uma sutil diferença na detecção do pósitron neste novo experimento: os gamas aniquilação interagem com meio e geram a luz visível ao invés de transferir momento (figura 1.6).

Em resumo: o antineutrino resultante da reação da fissão nuclear do reator atinge o alvo no detector e reage com um próton livre do detector resultando nos produtos do IBD. O pósitron produto do decaimento irá percorrer um caminho e ser aniquilado com um elétron no tanque-alvo gerando 2 fótons de radiação gama de 511keV que fará o líquido cintilar. A radiação luminosa produzida irá atingir uma das PMTs do detector e gerar um sinal o qual é conhecido como *prompt*. O nêutron produto do IBD será termalizado pelo Cádmiio no tanque-alvo que entrará num estado metaestável e decairá após alguns microssegundos gerando radiação gama. Os gamas transmitirão energia a elétrons do tanque-alvo por efeito Compton que percorrerão um caminho gerando radiação Cherenkov sendo detectada pelas PMTs. Este sinal conhecido como *delay*.

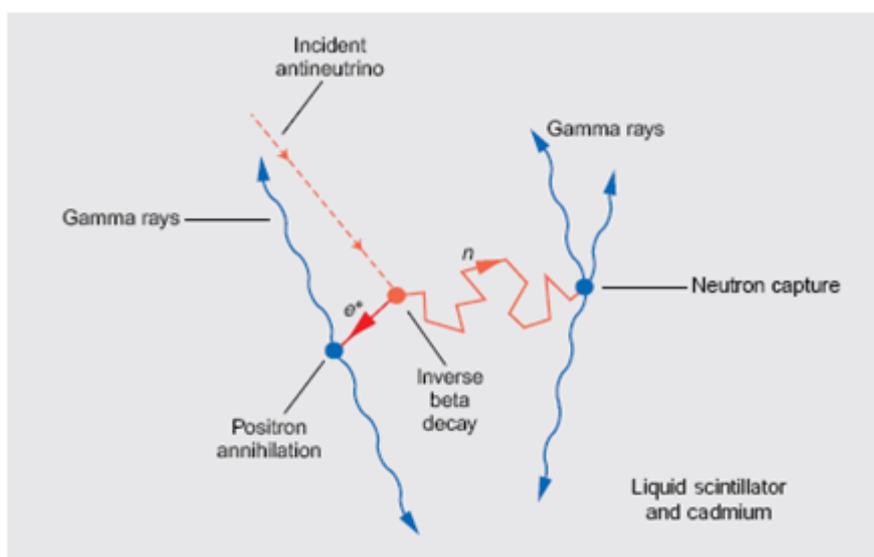


Figura 1.6: Dupla assinatura do decaimento Beta-Inverso (C.L. COWAN, 1997)

Nesta nova etapa do Projeto *Poltergeist*, um novo detector foi construído e chamado de *Herr Auge*. Consistia em uma estrutura cilíndrica de 71cm de diâmetro por 76cm de altura, preenchido com 300 litros de líquido cintilador dopado com $CdCl_2$ e equipado com 300 PMTs de 2 polegadas.

O detector foi instalado próximo ao isolamento do reator da *Hanford Engineering Works* em Hanford, Washington. Sua blindagem com blocos de chumbo e parafina dopada com boro proporcionava proteção contra raios gamas e nêutrons oriundos do reator evitando *background*. Havia dois circuitos configurados para detectar os sinais de *prompt* e *delay* com

coincidência de intervalos de tempo até 9 microssegundos. A taxa esperada de eventos de antineutrinos era de 0,1 a 0,3 por segundo (COOPER, 1997).

O Experimento de Hanford, como ficou conhecido, registrava em média 5 coincidências por minutos. Nos meses que passaram, observaram que a taxa de coincidências superavam à esperada, provenientes de ruídos de raios cósmicos. Reines e Cowan relataram um pequeno excesso quando o reator estava ligado (ON) vs quando estava desligado (OFF), mas insuficiente para confirmar a existência do antineutrino.

Em 1953, com o término do Experimento de Hanford, uma nova equipe no Laboratório de Los Alamos formada por K. Harrison, A. McGuire, H. Kruse, Cowan e Reines, com base no conhecimento adquirido no Herr Auge, revisaram e reprojeteram a eletrônica de aquisição do detector com a ideia de separar os ruídos de raios cósmicos e do reator dos sinais do decaimento beta-inverso. O novo detector ficou pronto em 1955 e foi montado a 11 metros do centro de um reator produtor de plutônio na instalação de Savanna River, na Carolina do Sul. O detector foi instalado a uma profundidade de 12 metros do solo para reduzir as altas taxas de ruído.

Conforme desenho esquemático da figura 1.7, o detector possuía dois tanques-alvos preenchidos com água e dopado com cloreto de cádmio para aumentar a seção de choque para captura do nêutron do decaimento beta-inverso. Os dois tanques-alvo estavam cercados por três tanques com 1400 litros de líquido cintilador e 110 PMTs em cada tanque para cintilar os raios gamas da reação gerando sinais luminosos.

Com este esquema, um decaimento beta-inverso que viria a ocorrer no tanque-alvo A, os gamas deveriam ser capturados pelos tanques I e II. Se houvesse sinal no tanque III, tal coincidência seria considerado ruído. Da mesma maneira, um decaimento no tanque-alvo B, somente deveria observar sinais nos tanques II e III.

A equipe do Experimento de Savanna River, como foi chamado, observaram por mais de cinco meses, tomando 900 horas de medidas com reator ON e 250 horas com reator OFF. Traços do osciloscópio usado no experimento podem ser vistos na figura 1.8.

Reines, Cowan e equipe concluíram o experimento em julho 1956 publicando um artigo com as medidas realizada que comprovava a existência do antineutrino. Em um telegrama enviado a Pauli notificaram a descoberta da partícula proposta.

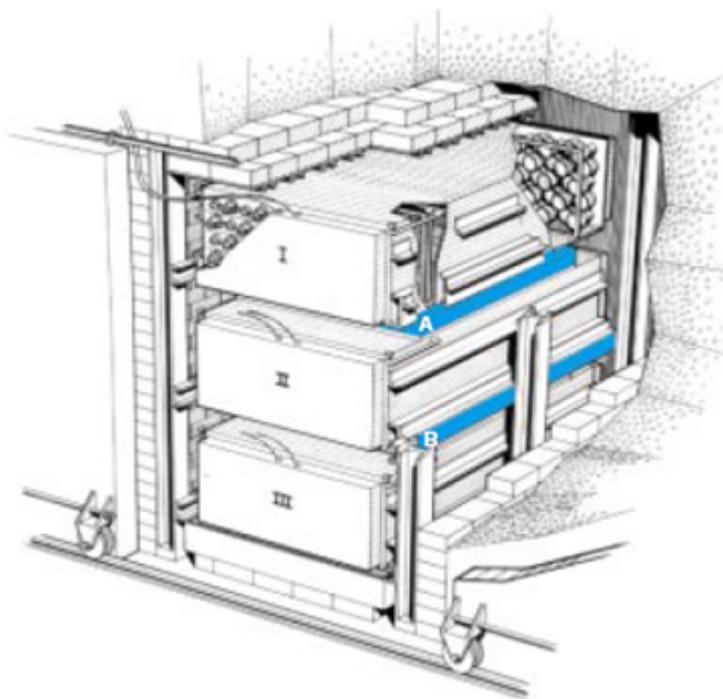


Figura 1.7: Experimento de Savannah River: dois tanques retangulares com 200 litros de água dopada com cloreto de cádmio cada (A e B) cercados por três tanques retangulares maiores com 1400 litros de cintilador líquido (I, II e III) (C.L. COWAN, 1997)

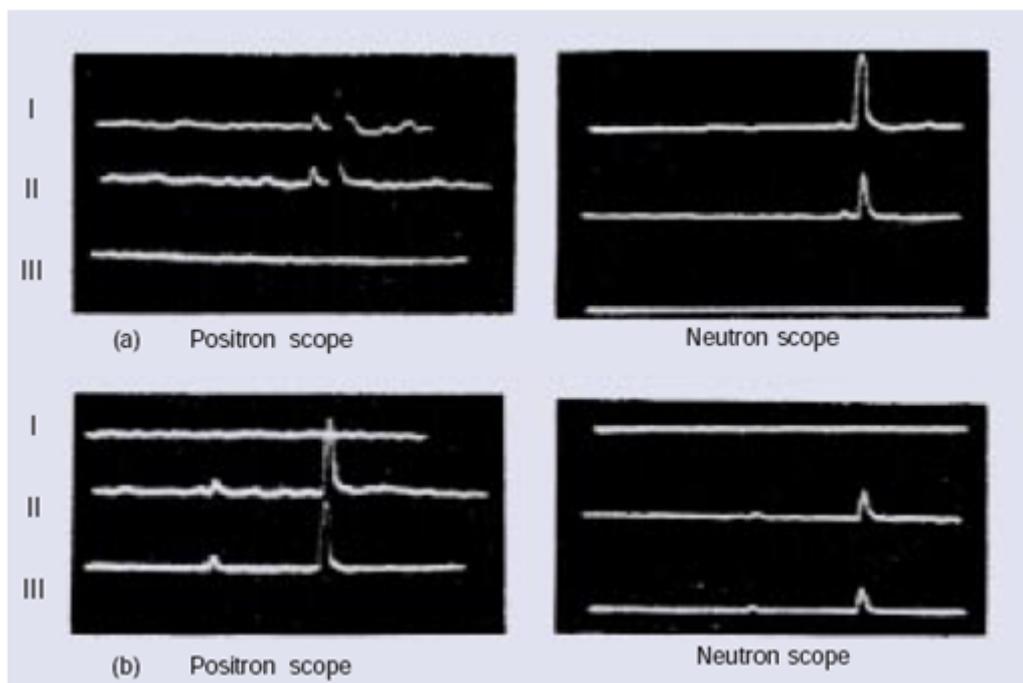


Figura 1.8: Traços do osciloscópio detectando a coincidência *prompt / delay*. (a) Sinais detectados nos tanques I e II; (b) Sinais detectados nos tanques II e III (C.L. COWAN, 1997)

1.3 Radiação Cherenkov

A observação de uma pálida luz azul nas vizinhanças de uma fonte radioativa motivou trabalhos na década de 1930 para explicar o fenômeno. Foram as séries de experimentos de Pavel Cherenkov entre 1934 e 1938 que forneceram resultados de acordo com a teoria proposta por Frank e Tamm em 1937 (JELLEY, 2015). A radiação ficou conhecida como radiação Cherenkov.

A passagem de um elétron ao longo de um trajeto de A a B em baixa velocidade, polariza os átomos de um meio os quais emitem um pulso eletromagnético ao retornar ao estado fundamental. Porém, a simetria azimutal e ao longo do trajeto destes átomos polarizados não resulta em um campo a longas distâncias, então não há radiação propagada (figura 1.9a). Porém, se a partícula estiver a uma alta velocidade (relativística), uma assimetria na polarização causará a emissão da radiação conhecida como Cherenkov (figura 1.9b).

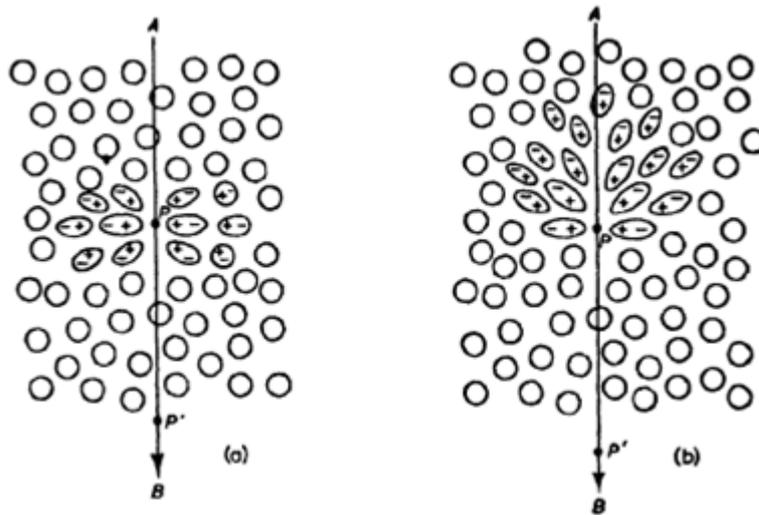


Figura 1.9: Polarização em um dielétrico devido a passagem de uma partícula carregada: (a) a baixa velocidade; (b) a alta velocidade. (JELLEY, 2015)

Entretanto, a menos que a partícula esteja a uma velocidade maior que a da luz no meio, a radiação emitida será interferida destrutivamente e nada será observado. Portanto, temos que a condição para observar a radiação Cherenkov seja que a partícula esteja sob a relação Cherenkov dada por um ângulo mínimo para se abra o cone de observação da radiação. Esta relação é dada por

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta\eta}, \beta\eta > 1 \quad (1.6)$$

onde β é o fator de Lorentz e η o índice de refração do meio. Para o caso de $\theta = 0$, temos uma velocidade mínima no meio dada por $\beta_{min} = 1/\eta$ para a partícula causar a polarização e produzir radiação Cherenkov. Por outro lado, para o limiar de $\beta \rightarrow 1$ teremos o ângulo máximo das frentes de onda (figura 1.10) dado por

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\eta}, \theta_{max} = \cos^{-1}\left(\frac{1}{\eta}\right) \quad (1.7)$$

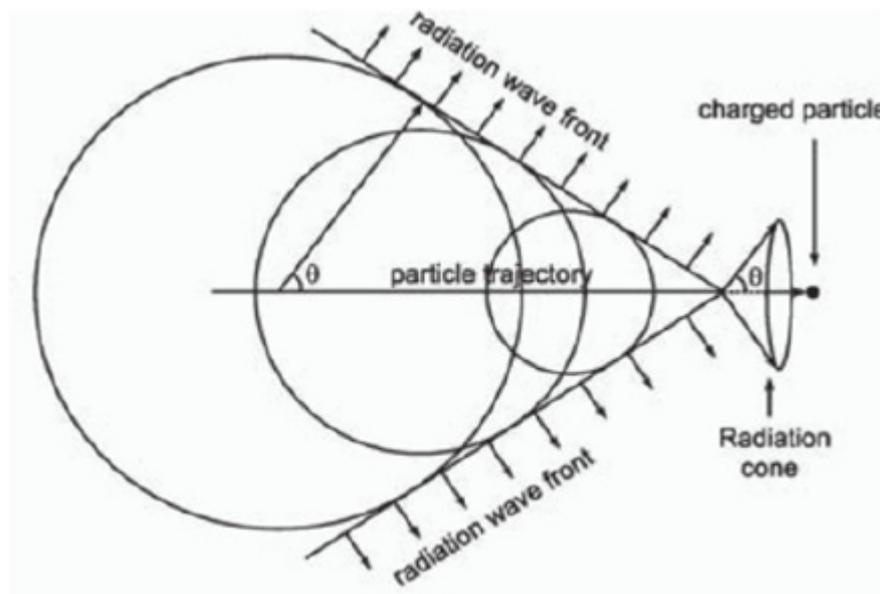


Figura 1.10: Frentes de onda da radiação Cherenkov produzida por uma partícula carregada viajando a uma velocidade maior que a da luz no meio (TRZECIAK, 2020)

Como exemplo, considere o caso de um elétron percorrendo um trajeto dentro da água (índice de refração $\eta = 1,33$). A velocidade mínima para iniciar o cone Cherenkov será:

$$v = \beta c = \frac{c}{\eta} = \frac{3 \cdot 10^8}{1,33} \cong 2,256 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (1.8)$$

O ângulo máximo do cone será:

$$\theta_{max} = \cos^{-1}\left(\frac{1}{1,33}\right) \cong 41^\circ \quad (1.9)$$

A aplicação da radiação Cherenkov na procura por neutrinos de reatores está relacionada ao decaimento Beta-inverso, quando o nêutron do produto da reação for termalizado e capturado pelo Cádmiio (no caso do experimento de Savanna River). O Cádmiio entra no estado excitado e ao retornar para o estado fundamental, radiação gama será emitida. A radiação

gama transfere energia à elétrons do meios que percorrem o trajeto tal como na figura 1.9b. A radiação Cherenkov, no espectro da luz visível, será emitida pelos átomo que retornam da sua polarização. A luz capturada pela PMT caracteriza o sinal de *delay*.

1.4 Modelo Padrão e o neutrino

Modelo Padrão é uma teoria quântica de campos desenvolvida entre 1970 e 1973 o qual sustenta todas as propriedades da física de partículas atualmente. Descreve as interações fundamentais da natureza (forte, fraca e eletromagnética) e é consistente com a Mecânica Quântica e teoria da Relatividade. Classifica as partículas elementares e suas propriedades em uma “tabela periódica” (figura 1.11).



Figura 1.11: Modelo Padrão das Partículas Elementares (MISSMJ, 2019)

Esta tabela basicamente separa as partículas em dois grupos: férmions e bósons. O grupo dos férmions, por sua vez, é composto por quarks e léptons. Esta classificação está relacionada a propriedades comuns das partículas como *spin*, massa e carga.

- **Bósons:** as partículas possuem *spin* inteiros (0, 1, 2, ...), não possuem massa e podem se agrupar ocupando o mesmo estado quântico e desta forma não obedecem o princípio de exclusão de Pauli. São responsáveis por mediar as interações fundamentais da natureza – eletromagnética (fotóns), forte (glúons), fraca (W^+ , W^- e Z_0). O bóson de Higgs está associada a atribuição de massa às partículas. O gráviton, que ainda não foi confirmado, seria o mediador da força gravitacional. Seguem a estatística de Bose-Einstein.
- **Férmions:** as partículas possuem *spin* semi-inteiros ($1/2$, $3/2$, $5/2$, ...), obedecem o princípio de exclusão de Pauli e a estatística de Fermi-Dirac. Os férmions leves (léptons) são formados pelo elétron, múon, tau e seus respectivos neutrinos. Os férmions pesados (há-drons) correspondem aos prótons e nêutrons que não são partículas elementares. Na sua estrutura interna são formados por trio de quarks (bárions), que são de fato elementares. Há uma variada classificação de quarks cujas propriedades de sabor e cor determinam sua formação para constituir os elementos pesados e de massa intermediária. Atualmente, são conhecidos seis sabores de quarks: *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top* e *bottom*. Os quarks ainda podem se agrupar em duplas com um quark e um antiquark formando um méson que se caracteriza como um Bóson.

Apesar da tabela atual apresentar os neutrinos como partículas sem massa, existem os experimentos de mistura de ângulos (oscilação de neutrinos) cuja determinação do parâmetro θ_{13} sugere uma massa não-nula para os neutrinos. O experimento Double Chooz, recentemente finalizado, publicou a descoberta do valor para o ângulo de mistura sugerindo a massa não-nula aos neutrinos.

1.5 Neutrinos de reator e outras fontes

Neutrinos e antineutrinos são provenientes de fontes naturais ou artificiais. Os reatores de fissão nuclear são uma fonte artificial de antineutrinos de elétrons, produto do decaimento Beta-inverso. Fontes naturais de neutrinos são explosões de supernovas, galáxias ativas (AGNs), atmosfera e outras de origens cósmicas. Outra fonte artificial são os aceleradores de prótons, com a produção de neutrinos de múons. A figura 1.12 apresenta os tipos de neutrinos (ν) e antineutrinos ($\bar{\nu}$) em função do seu fluxo.

- **Neutrinos atmosféricos:** são produzidos por raios-cósmicos, partículas penetrantes viajando próximo a velocidade da luz, que bombardeiam a atmosfera terrestre e interagem

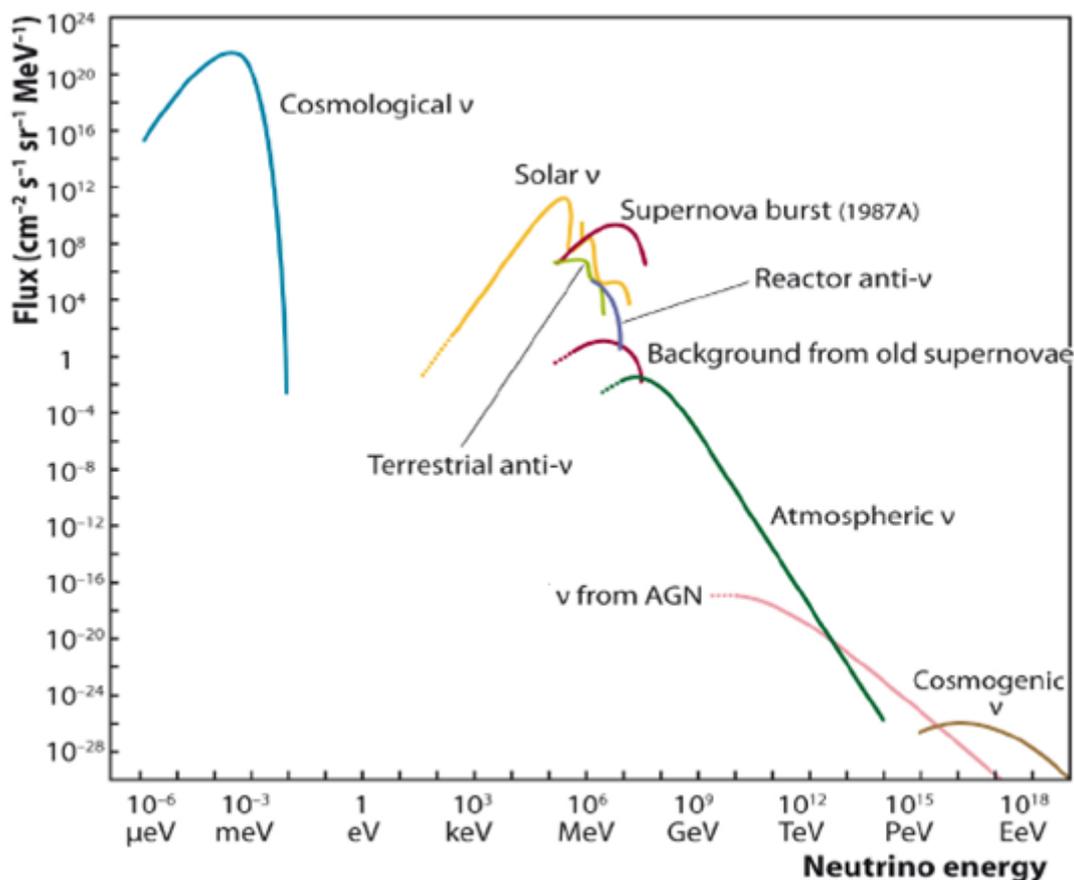


Figura 1.12: Fluxo das diversas fontes de neutrinos e antineutrinos (NUNES, 2011)

com núcleos das moléculas da composição desta. Como resultado temos os chuviscos atmosféricos com a produção de píons, que decaem em múons e neutrinos de múons. Os neutrinos produzidos possuem energias entre 100MeV e 100GeV, podendo ser detectados em laboratórios subterrâneos.

- Neutrinos cosmológicos: são remanescentes do Big Bang. Surgiram no momento inicial do Big Bang e são conhecidos como “neutrinos cósmicos de fundo”. Possuem energia muito baixa, cerca de 1eV. Para serem detectados, os detectores necessitam ter dimensões além do comum, muito maiores dos atuais. O detector IceCube na Antártida tem este objetivo.
- Neutrinos de supernovas: são emitidos quando uma estrela massiva colapsa. Existem várias classificações de supernovas, mas todas se classificam basicamente em dois grupos: termonuclear e *core-collapse*, sendo o segundo grupo de interesse para estudo dos neutrinos. Durante o colapso, são emitidos a ordem de 10^{58} neutrinos e antineutrinos

de todos os sabores leptônicos. Eles carregam 99% da energia gravitacional dos últimos dez segundos da estrela colapsada. A energia média destes neutrinos está entre 10 e 20 MeV. O estudo deste tipo de neutrino oferece oportunidade de conhecer as interações neutrino-neutrino e a formação de estrelas de nêutrons e buracos negros.

- Neutrinos solares: são produzidos pelas reações de fusão nuclear ocorridas no interior do Sol com energia da ordem de dezenas de keV. Como sua interação com a matéria é extremamente fraca, eles atravessam as camadas internas do Sol sem perturbação e ultrapassam a Terra da mesma forma. O detector do experimento *Sudbury Neutrino Observatory (SNO)* é formado por uma estrutura geodésica contendo 1000 toneladas de água pesada (D_2O) e 9600 PMTs. Mas algum fenômeno físico faz com que a detecção de neutrinos solares não corresponda ao previsto. Este é conhecido como o “problema do neutrino solar”.
- Neutrinos de aceleradores: são produzidos por decaimento de mésons produto das colisões de feixes de prótons em aceleradores de partículas. Um dos métodos de geração de neutrinos é por decaimento de píons e káons resultantes das colisões dos prótons e outro método por múons em repouso. Existem experimentos com detectores a 1 km (*short-baseline neutrino experiment*) e outros a 100 – 1000 km (*long-baseline neutrino experiment*). Os detectores ICARUS e DUNE são exemplos de curto e longo experimento.
- Geoneutrinos: são antineutrinos (terrestres) produzidos pelo decaimento radioativo do interior da Terra e por processos naturais de radioatividade dos elementos ^{236}U , ^{232}Th e ^{40}K . Possuem energia menor que 3,6MeV. O processo de detecção é pelo decaimento Beta-inverso. O KamLAND apresentou resultados da detecção dos geoneutrinos em 2005.
- Antineutrinos de reatores: são produzindo no processo de fissão nuclear. O processo de detecção é por decaimento Beta-inverso. Por ter um processo controlável de reação, são usados para estudos de contagens (salvaguardas) e ângulo de mistura (oscilação de neutrinos). Os detectores neutrinos-Angra e Double Chooz estão entre os respectivos experimentos.

No processo fissão nuclear, cada núcleo de actínido do combustível do reator é dividido em dois fragmentos geralmente de massas desiguais. Como exemplo, o ^{235}U ao colidir inelasticamente com um nêutron, o produto é ^{236}U que se divide em um ^{144}Ba e ^{89}Kr ejetando

3 nêutrons que dará sequência a outras colisões caracterizando uma reação em cadeia. Os elementos fragmentados produzidos, para alcançar a estabilidade, seu nêutron se transforma em um próton emitindo um gama, um elétron e seu antineutrino (decaimento β^-). Uma cascata de decaimento β continua ocorrendo com o fragmento até encontrar a estabilidade (figura 1.13). Um reator típico emite $\sim 6 \cdot 10^{20}$ antineutrinos de elétrons por cada GW de sua potência térmica (ANNA C. HAYES, 2016).

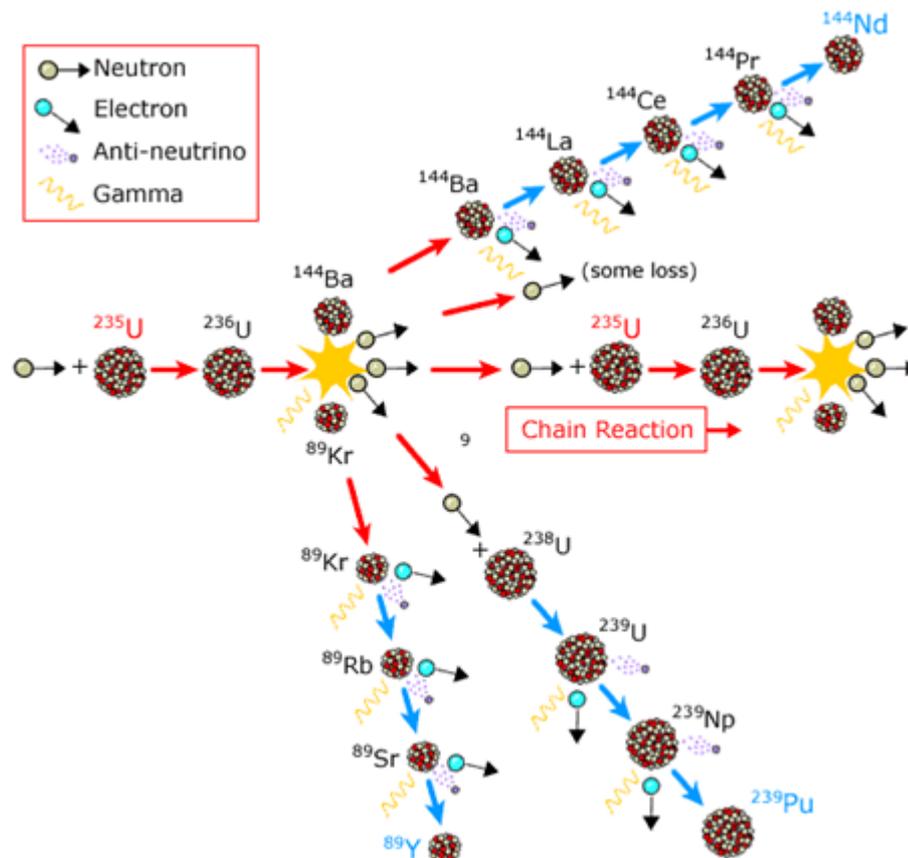


Figura 1.13: Reação em cadeia do combustível do reator nuclear resultando na produção do antineutrino por decaimento β^- (BAL, 1998)

Capítulo 2

Projeto Neutrinos-Angra

2.1 Objetivo do projeto

O experimento Neutrinos-Angra foi proposto em 2006, inicialmente com objetivo de pesquisar a oscilação de neutrinos. No entanto, outras colaborações já vinham firmado as mesmas perspectivas de estudos sobre o parâmetro do ângulo de mistura θ_{13} para estudos de oscilação de neutrinos. Foi decidido então que o projeto teria seu objetivo modificado para detectar o fluxo de neutrinos relacionado à potência térmica com o objetivo de salvaguarda nuclear.

O controle de salvaguardas do combustível dos reatores no complexo da usina nuclear de Angra dos Reis está previsto nos termos de controle nuclear da *International Atomic Energy Agency (IAEA)*. A IAEA mantém controle sobre o material físsil através de uma série de diretivas e monitoramento por inspeções e medidas contábeis dentre os reatores nucleares espalhados no mundo (A. BERNSTEIN, 2020).

Todas as etapas do ciclo do combustível nuclear está sujeito às salvaguardas: mineração do urânio, enriquecimento, fabricação de combustível, uso no reator, combustível nuclear irradiado (*Spent Nuclear Fuel* – SNF) e reprocessamento. Atualmente, existem de 454 reatores nucleares civis em operação espalhados no planeta. O objetivo maior da agência é a não-proliferação de armas nucleares (*Treaty on the Non-proliferation of Nuclear Weapons* – NPT).

Com o objetivo de determinar a contagem de antineutrinos oriundos da queima de combustível nuclear e determinação da relação com a potência térmica despendida na reação, o experimento avança para o desenvolvimento de uma tecnologia não invasiva de controle de fissão nuclear seja com o objetivo de NPT, para otimização do processo de geração de energia elétrica ou controle de resíduos.

O projeto inicial previa a instalação do equipamento em laboratório subterrâneo, como a maioria dos experimentos vem sendo conduzido. Mas por restrições impostas pela Eletrobrás Eletronuclear referente à estrutura da construção civil no complexo da usina, o projeto com poço subterrâneo foi vetado e o detector foi desenvolvido para ser posicionado na superfície. O principal motivo para instalação subterrânea dos detectores é a ideia de criar um veto para partículas oriundas das vizinhanças e que não seja do reator (ex.: raios cósmicos). Este caso é compensado por um sistema de veto desenvolvido exclusivamente para o detector. Neste contexto, o experimento Neutrinos-Angra se posiciona como pioneiro entre projetos de detectores de superfície de neutrinos de reatores.

2.2 Localização do detector

Angra dos Reis no Rio de Janeiro foi o local escolhido para instalação dos reatores nucleares por dois fatores: a localização está próxima dos grandes centros de consumo de energia elétrica (Rio de Janeiro, São Paulo e Belo Horizonte); e também está próximo ao mar, de modo que sua água pode ser utilizada em um dos sistemas de resfriamento.

A construção do reator Angra I foi iniciado em 1972, finalizado em 1982 e entrou em atividade em 1985 com capacidade de geração de 1882 MW de potência térmica. O reator Angra II foi iniciado em 1981 e entrou em atividade em 2001 com uma potência térmica de 3764 MW. Angra III está em construção e com previsão para entrar em atividade em 2026, mas atualmente as obras se encontram paralisadas. O detector Neutrinos-Angra está instalado dentro de um container tangente à cúpula do reator Angra II, como se observa na figura 2.1. A distância do detector ao centro das reações é de 25 metros. Por causa desta proximidade, o alvo do detector não pode conter líquidos inflamáveis. Consequentemente, foi proibido pela Eletronuclear o uso de cintilador líquido no tanque-alvo do detector, como solução de tolueno ou p-dioxano para detecção de raios gamas de baixa energia (cerca de 1 MeV).

2.3 Arquitetura do detector

O detector do experimento Neutrinos-Angra (ν -Angra) é um sistema baseado em detector Cherenkov de água capaz de medir o fluxo de antineutrinos emitidos pelo reator (J.A.M. AFONZO, 2019). Em sua estrutura é composto por um tanque-alvo cúbico, comumente chamado por *target*, contendo 1340,28 litros de água dopada com 0,2% (em massa) de cloreto de gadolínio



Figura 2.1: Localização do detector Neutrinos-Angra tangente ao reator Angra II (GONZALEZ, 2009)

($GdCl_3$), equipado com 32 fotomultiplicadoras (PMTs) de 8 polegadas Hamamatsu R5912. As seis faces internas do *target* são cobertas por uma membrana refletora difusa que fornece refletância maior que 99,0% para comprimentos de luz de 400nm.

O *target* é circundado por outros subsistemas com detectores que funcionam como veto da radiação cósmica e outras partículas das vizinhanças que possam ser porventura detectadas e confundidas como sinal de um decaimento Beta-Inverso. Estes sinais indesejados são conhecidos como ruídos (*background*).

O detector, como já comentado, não é subterrâneo por motivos estruturais nos domínios da usina. No entanto, a circundação por morros ao redor da usina, proporciona um veto natural ao experimento. Para aumentar a eficiência de registro de sinais, há dois subsistemas de vetos para descartar os ruídos: o veto superior (*top veto*) para filtrar a radiação cósmica e veto lateral (*lateral veto*) para filtrar processos de decaimentos circunvizinhos. O *top veto* possui 4 PMTs de modelos iguais ao *target* apontados para o centro do volume preenchido com água pura que gera um pulso de *trigger* quando um múon cósmico atravessa o tanque. As faces internas são cobertas por uma membrana de refletância maior que 97,0% conhecido comercialmente como Tyvek. O *lateral veto* (também chamado de *active inner veto*) envolve toda lateral do *target*

com uma espessura de 0,25m com 4 PMTs – uma para cada lateral do veto, fixada no ponto médio lateral-superior e apontando do topo para base – com seu volume preenchido com água pura. Quando duas PMTs dos vetos são ativadas ao mesmo tempo, há o bloqueio do sistema de *trigger* do *target* para que não registre o sinal em nenhuma das 32 PMTs, identificado como ruído.

Por fim, o subsistema de veto lateral também é circundado por um volume blindado chamado *non-active volume* com dois lados de 0,145m de espessura e outros dois lados de 0,225m de espessura preenchido com água pura com objetivo de bloquear nêutrons que fazem parte de ruído de fundo (*background neutrons*).

A vista explodida do detector ν -Angra (figura 2.2) e um resumo das propriedades podem ser observadas abaixo.

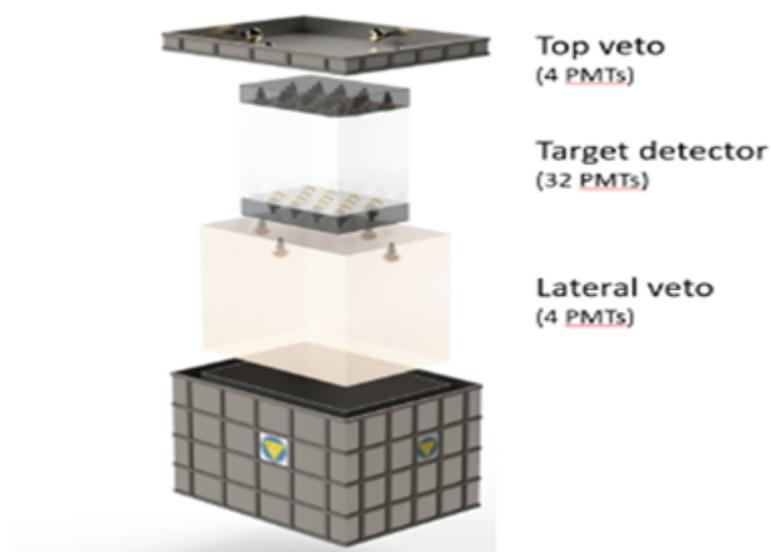


Figura 2.2: Vista explodida do detector ν -Angra (J.A.M. AFONZO, 2019)

- Tanque-Alvo (*target*)
 - Dimensões: 0,90m x 1,46m x 1,02m (altura x comprimento x largura)
 - PMTs: 32 unidades de 8 polegadas do tipo Hamamatsu R5912
 - Posição das PMTs: 16 no topo e 16 na base (figura 2.3)
 - Volume: 1340,28 litros de água dopada com 0,2% em massa de gadolínio ($GdCl_3$)
- Veto superior (*top veto*)

- Dimensões: 0,28m x 2,66m x 2,02m
- PMTs: 4 unidades de 8 polegadas do tipo Hamamatsu R5912
- Posição das PMTs: fixada no meio de cada lado apontando para o centro do volume
- Volume: preenchido com água pura
- Veto lateral (*lateral veto*)
 - Dimensões: 1,25m x 1,81m x 1,36m
 - PMTs: 4 unidades de 8 polegadas do tipo Hamamatsu R5912
 - Posição das PMTs: meio de cada lado com direção apontando do topo para base
 - Volume: preenchido com água pura
- Blindagem de volume não ativo (*non-active volume*)
 - Dimensões: envolve lateralmente o *lateral veto* com dois lados contendo uma espessura de 0,145m em outros dois com 0,225m de espessura. Efetivamente 1,72m x 2,70m x 2,10m (RIBEIRO, 2017).
 - Não possui PMTs
 - Volume: preenchido com água pura



Figura 2.3: Montagem das PMTs no *target* do detector. Esquerda: instalação na base do tanque-alvo. Direita: 16 fotomultiplicadoras instaladas na tampa (topo) do tanque-alvo. (J.A.M. AFONZO, 2019)

2.4 Eletrônica de aquisição de dados

A eletrônica de aquisição de dados do experimento ν -Angra está montada em um *rack* com 3 divisões onde se localizam (de cima para baixo): (i) os módulos digitalizadores ou *Neutrino Data Acquisition* (NDAQ); (ii) eletrônica de *Front-End* (FEE) e sistema de *trigger*; (iii) gerador de alta-tensão. A distribuição destes componentes podem ser vistos na figura 2.4.



Figura 2.4: Rack com os módulos de aquisição de dados do experimento ν -Angra (GONZALEZ, 2019)

Na parte inferior do *rack* está instalado o sistema de alta-tensão com sistema de main-frame versão SY4527, modelo de placa A1535SP de tensão positiva em 24 canais com conectores de saída do tipo SHV fabricado pela CAEN. O gerador fornece alimentação às 40 PMTs e é remotamente controlado por uma conexão Ethernet por um simples terminal. Os sinais de saída das PMTs são amplificadas pela FEE e enviadas para digitalização (NDAQ), caso seja permitido pelo sistema de *trigger*. A digitalização é registrada e enviada ao servidor DAQ que irá armazenar o evento em um *Data Storage* de 16Tb (4 discos de 4Tb) modelo TS-431P. O diagrama de blocos é apresentada na figura 2.5.

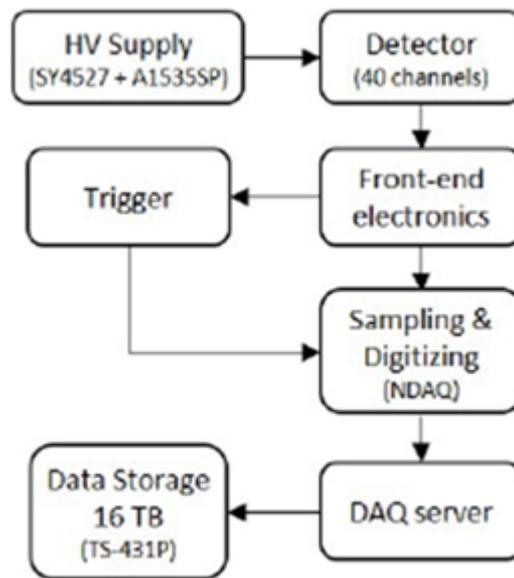


Figura 2.5: Diagrama de blocos da eletrônica de aquisição de dados (J.A.M. AFONZO, 2019)

2.4.1 Eletrônica de *Front-End* (FEE)

A FEE foi desenvolvida na Universidade Federal de Juiz de Fora (UFJF) exclusivamente para o experimento ν -Angra. O sistema condiciona os sinais de saída das PMTs para a eletrônica de digitalização (módulos NDAQ), ajustando a amplitude e formato do pulso e para informar quais canais foram acionados para o sistema de *trigger* através de um sinal discriminado. A sensibilidade do *Front-End* foi medida em $71,5 \pm 0,9$ mV por fotoelétron e saturam ao atingir uma amplitude de pico de saída de 1,4 V o que leva cada canal a processar até 20 fotoelétrons sem perda de linearidade (J.A.M. AFONZO, 2019).

Cinco placas de *Front-End* (*Front End Boards* – FEB) com oito canais independentes são usadas no experimento. Cada canal é composto de um circuito amplificador/formador (*amplifier/shaper*) de quatro estágios, um circuito discriminador (*discriminator*) e um sistema de controle. O primeiro recebe o sinal da PMT e prepara para o digitalizador (NDAQ) com saída de sinal analógico (ASIG), a saída do discriminador entrega um sinal digital (DSIG) ao sistema de *trigger*. O sistema de controle permite mudar os parâmetros de *threshold* do discriminador e de *offset* do sinal via barramento I2C usando um Raspberry Pi 3 Model B (GONZALEZ, 2019). Todo esquema da FEE pode ser vista no diagrama da figura 2.6.

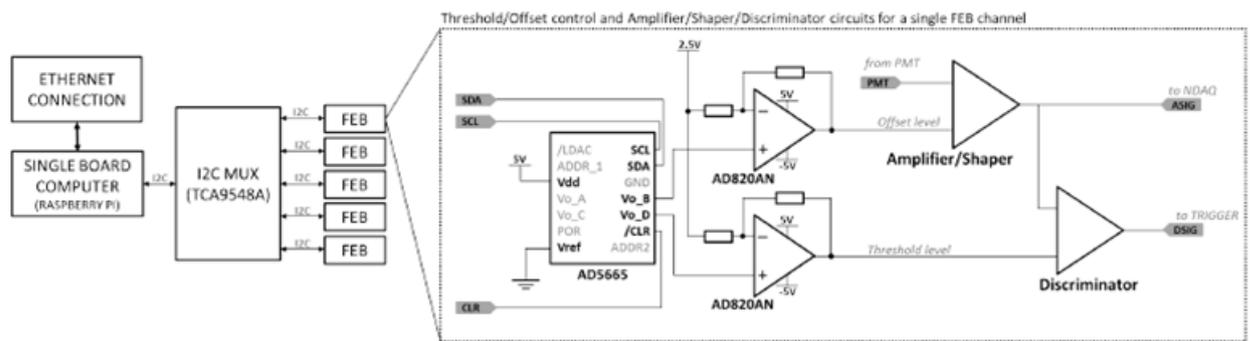


Figura 2.6: Diagrama do sistema de eletrônica de *Front-End* (J.A.M. AFONZO, 2019)

2.4.2 Módulos digitalizadores de sinais (NDAQ)

Os sinais do detector, após serem amplificados e formados pela FEE, são enviados para digitalização através do barramento VME sempre que receber um pulso do sistema de *trigger*. Os módulos digitalizadores de sinais são compostos por 5 placas NDAQ desenvolvidas pelo Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), um computador de placa única modelo MVME3100 desenvolvido pela Artesyn Embedded Technologies e um módulo Fan-In Fan-Out modelo V976 da CAEN. Cada placa NDAQ recebe os sinais de uma placa FEB.

O computador de placa única funciona com um programa em linguagem C que controla e lê os cartões NDAQ durante a obtenção de dados. O módulo *Fan-In Fan-Out* distribui o pulso de *trigger* vindo do sistema de *trigger* para as cinco placas NDAQ.

Cada placa tem oito canais *Analog-to-Digital Converter* (ADC) trabalhando com uma taxa de amostragem de 125 MHz com resolução de 10bits. As amostras de saída do ADC são enviadas para *Field Programmable Gate Array* (FPGA) que possui um circuito baseado em memórias *First-In/First-Out* (FIFO) conectadas em série e armazena o pulso das amostras aguardando a confirmação do sinal digital de *trigger*. Se o evento for confirmado pelo sistema de *trigger* os dados digitalizados são armazenados no *Data Storage* do servidor DAQ via barramento VME. Este processo está ilustrado no diagrama de blocos da figura 2.7.

2.4.3 Sistema de *trigger*

O sistema de *trigger* é baseado em dois componentes principais: uma placa de desenvolvimento Altera DE-2 e um Raspberry Pi 1 Model B. A placa de desenvolvimento é a placa principal desse sistema e possui uma FPGA Altera Cyclone II com capacidade de processar sinais rápidos em

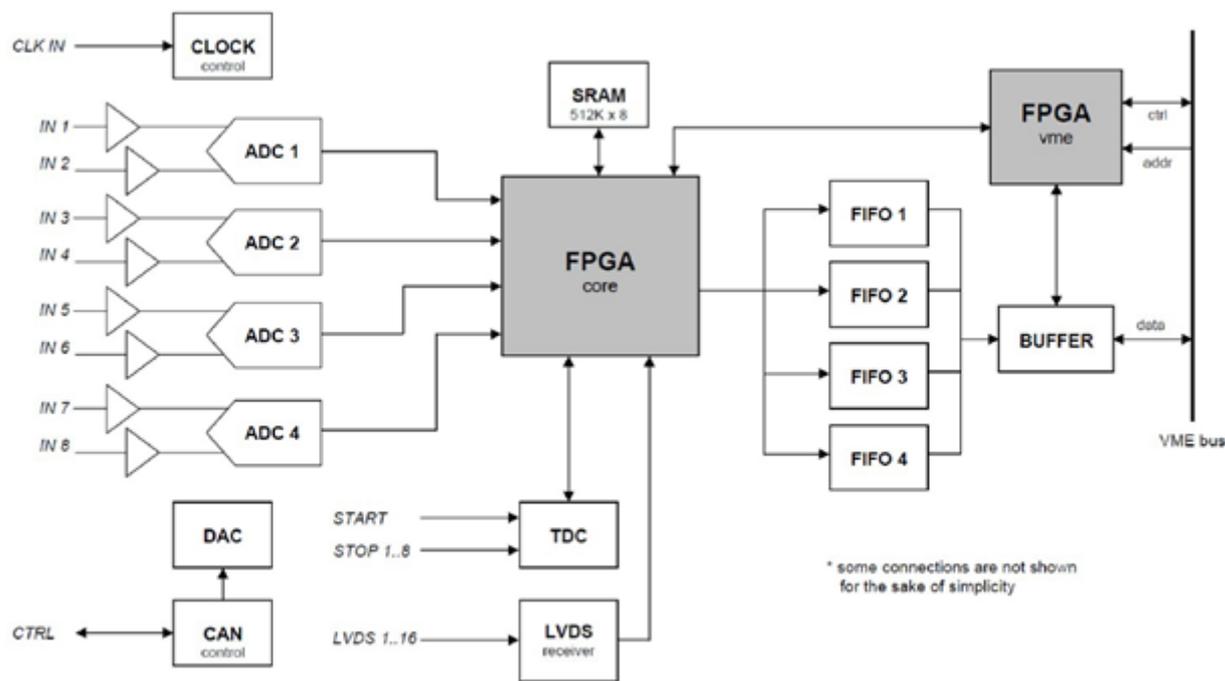


Figura 2.7: Diagrama do módulo de digitalização NDAQ (J.A.M. AFONZO, 2019)

uma lógica programável. O Raspberry Pi possui capacidade de leitura e gravação de registradores a FPGA via SPI, controlando e monitorando o sistema de *trigger*.

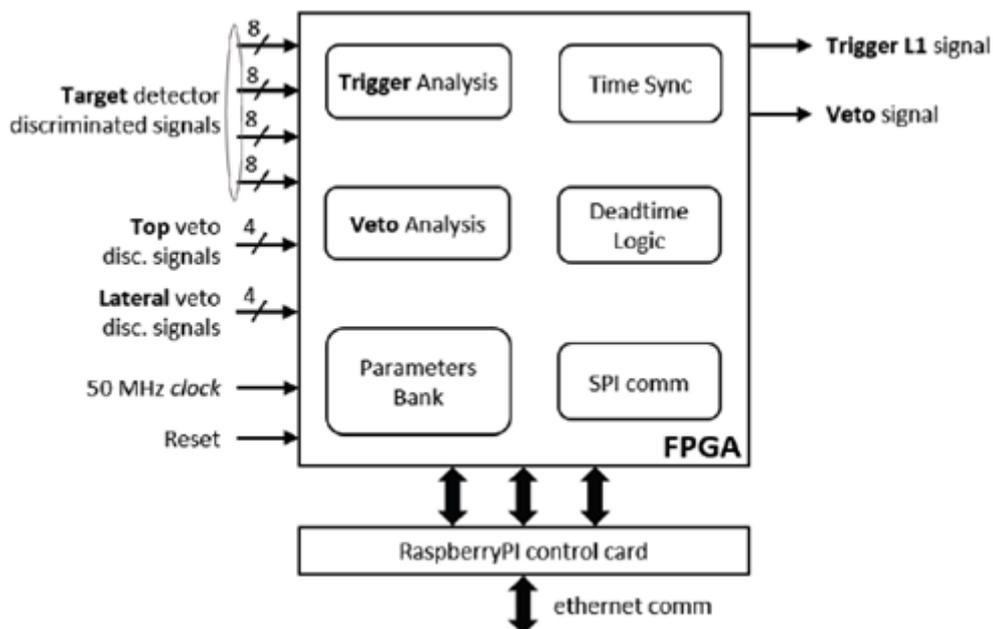


Figura 2.8: Diagrama do sistema de *trigger* (J.A.M. AFONZO, 2019)

A placa de desenvolvimento recebe como entrada os 40 sinais discriminados dos módulos de *Front-End*: 32 sinais dos PMTs detectores do *target*, 4 do *top veto* e 4 do *lateral veto*. Dois

conectores de saída fornecem os resultados do processamento da lógica do gatilho: o sinal *trigger* L1, um pulso de alto nível que indica sempre que um mínimo de PMTs foram disparadas na mesma janela de tempo, e o sinal de veto, que informa que uma condição de veto foi encontrado. A condição de veto, como o nome sugere, bloqueia no *firmware* do FPGA qualquer pulso do *trigger* L1 durante um curto período (atualmente definido como $2,5 \mu\text{s}$) após a borda de subida do sinal de veto.

As condições de disparo do *trigger* L1 e do veto podem ser modificadas usando a comunicação SPI entre a placa principal e o Raspberry Pi. Entre os parâmetros configuráveis do sistema temos:

- Número mínimo de PMTs acionadas no *target* para gerar um pulso L1 de *trigger*;
- Número mínimo de PMTs acionadas no *top veto* e no *lateral veto* para gerar uma condição de veto;
- Duração da janela de tempo para aceitar pulsos discriminados das PMTs do *target*;
- Duração da janela de tempo para bloqueio dos pulsos do *trigger* L1 em uma condição de veto;

2.4.4 Software de aquisição de dados

A primeira versão de aquisição de dados instalada na eletrônica do detector em 2018 foi um software escrito em linguagem C instalado em um computador de placa única (*Single Board Computer*) que se encarregava de ler o barramento de dados e gravá-los em um disco local. Este programa, no entanto, teve problemas ao lidar com taxas de *trigger* de mais de 1kHz. O sistema então foi redesenhado da seguinte forma: um *script* em Python conhecido como *Run Control* no servidor Angra DAQ inicia o subsistema *Readout Processor* (ROP) no computador de placa única, lê o sistema de *trigger*, recebe os dados adquiridos e gravá-os num arquivo no disco com identificação de tempo de término conhecido como *run*. O banco de dados de rede conhecido como Redis recebe os dados do ROP e armazena na memória RAM do Angra DAQ. Os dados do *run* são processados e gravados no disco local no formato *Apache Parquet* pela biblioteca do Pandas do Python. Este disco local funciona apenas como um *buffer* pois de hora em hora um *script* do Cron do Linux transfere o arquivo para o *Network Attached Storage* (NAS), que possui 4 discos de 4TB operando em RAID 5 como garantia de falha de algum HD

(figura 2.9). Cada arquivo de *run* possui 30 minutos de dados com aproximadamente 200MB de dados no arquivo bruto e 25MB no arquivo processado estimando 3 anos de obtenção de eventos contínuos em dados armazenados. Dois *clusters* de espelhamento na UNICAMP e CBPF servem como primeiro nível de *backup*.

Os arquivos brutos são gravados na NAS e depois são processados por um *script* em Python de modo que os dados de todas as NDAQs referente a um evento sejam organizados *in-line* com a forma de onda de cada PMT integrada e a carga total calculada, diminuindo o tamanho total em $\sim 87\%$ para facilitar e aumentar a performance da análise futura. Os arquivos também são gravados no formato *Parquet* dentro do servidor LSD Angra.

A análise dos dados é o processo de filtro de separação de sinal e ruído, na aplicação de métodos estatísticos aplicados pelos colaboradores do projeto para identificar os registros candidatos do decaimento Beta-inverso, aqui nomeado como sinal, e separá-los de eventos provenientes de outros decaimentos, ou ruídos. Cada colaborador Angra possui um acesso a uma interface via Jupyter Hub acessível por um navegador web, não sendo necessária a instalação de *softwares* locais na máquina. Esta interface fornece um ambiente de desenvolvimento através de células de código em Python com bibliotecas para extração e análise de dados instaladas como Pandas, Numpy e Matplotlib.

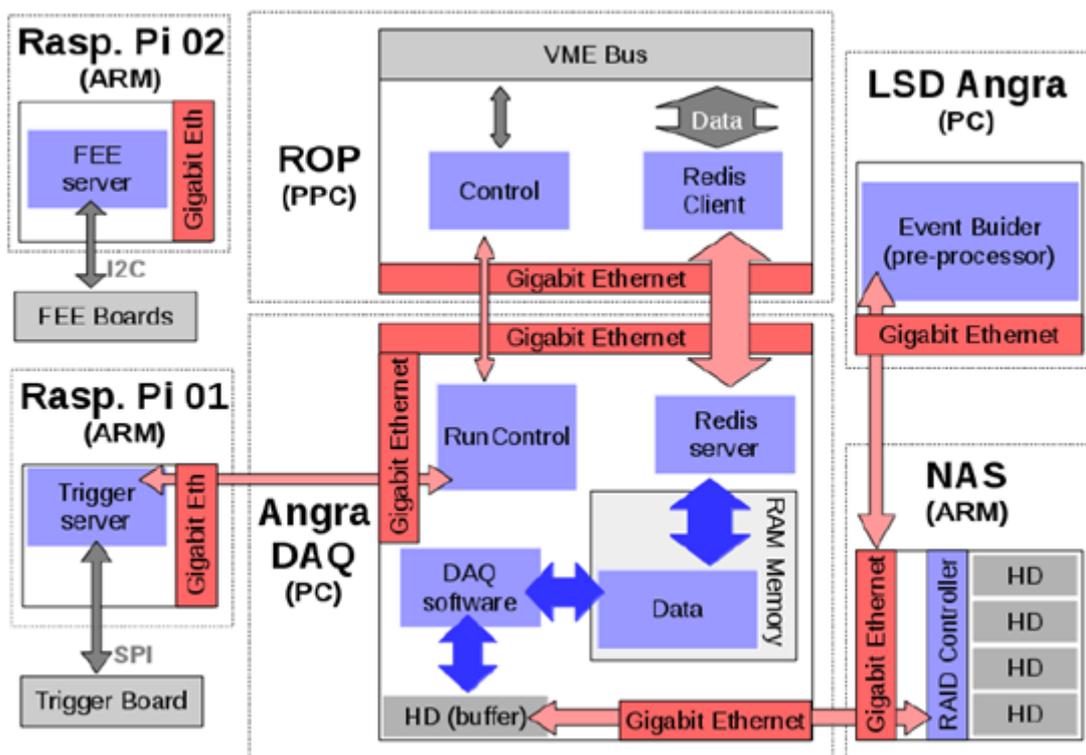


Figura 2.9: Diagrama do sistema de aquisição de dados (GONZALEZ, 2019)

2.5 Processo de obtenção de sinal

O processo de obtenção de sinal do detector ν -Angra registrando um evento candidato a IBD difere do experimento de Savanna River de Cowan e Reines em muitos pontos, por exemplo: o uso de Gadolínio ao invés do Cádmio, o uso de água pura nos tanques e não de cintiladores líquidos (como tolueno) e o uso de subsistemas de veto para bloquear ruídos sem um posicionamento em subsolo.

O uso de cintiladores líquidos favorecem a detecção do sinal de *prompt* pois há a cintilação em baixa energia (1MeV). No processo IBD o antineutrino interage com um próton e como produto temos um pósitron e um nêutron. O sinal de *prompt* está relacionado com a detecção do pósitron. No caso de uso de cintiladores líquidos, quando o pósitron colide com um elétron no volume do *target*, dois raios gamas são gerados com energia de 511keV cada. Os cintiladores líquidos absorvem e geram sinais luminosos que são detectados pelas PMTs. Mas o uso de cintiladores líquidos foram vetados pela Eletronuclear pois são inflamáveis e isso causa risco estrutural nos domínios da usina. No caso do sinal de *prompt* para detector baseado em água, o pósitron gera radiação Cherenkov pela polarização de moléculas do meio do *target*. Esta radiação visível que será captado pela PMT e registrado como sinal.

Por outro lado, o nêutron resultante do decaimento está relacionado com o sinal de *delay*. O nêutron possui várias classificações de acordo com sua energia (veja Tabela 2.1)¹ e no caso do decaimento IBD para uma energia média de 10keV é conhecido como nêutron intermediário ou epitérmico (*intermediate/epithermal neutron*). Ele irá percorrer um trajeto perdendo energia até se tornar um nêutron térmico (*thermal neutron*) e então será capturado pelo Gadolínio (Gd). O Gd entra num estado excitado (Gd*) e após um tempo volta ao estado fundamental gerando gamas com energia média de 8 MeV. Os gamas colidem com os elétrons livres no tanque-alvo (*target*) e transferem energia por efeito Compton. Os elétrons percorrem um trajeto polarizando as moléculas de água emitindo radiação Cherenkov (figura 2.10). A radiação visível produzida irá atingir uma das PMTs do detector e gerar um registro do sinal.

Os sinais de *prompt* e *delay* são registrados pela eletrônica do detector iniciando pela radiação visível capturada nas fotomultiplicadoras e liberação do elétron da PMT por efeito fotoelétrico (fotoelétron). A carga é multiplicada gerando uma corrente que é lida pelo sistema FEE e a comunicação é feita ao NDAQ, cuja aceitação do sinal será mediante validação do

¹Várias literaturas não concordam com os limites de energia para classificação de nêutrons. Esta tabela foi criada a partir de várias publicações da coleção de documentos armazenados na base da IAEA.

Tabela 2.1: Tabela de classificação de energia de nêutrons

Classificação do nêutron	Energia
<i>Cold</i> (frio)	<0,025eV
<i>Thermal</i> (térnico)	0,025eV – 1eV
<i>Epithermal/Intermediate</i> (epitérmico/intermediário)	1eV – 100keV
<i>Fast</i> (rápidos)	100keV – 20MeV
<i>Relativistic</i> (relativístico)	>20MeV

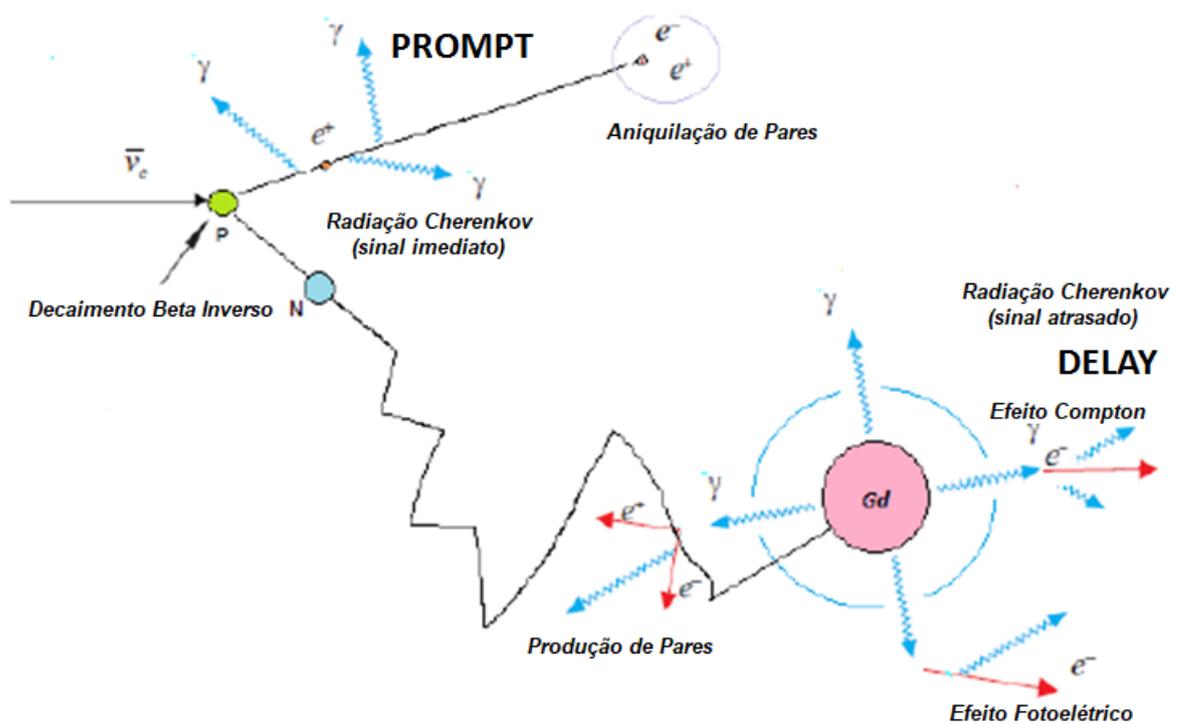


Figura 2.10: Esquemática IBD para detector water-based (RIBEIRO, 2017) (reditado pelo autor)

sistema de *trigger*. Se aceite, o sinal é registrado no servidor DAQ e armazenado como um evento (conforme processo mencionado na seção 2.4).

A diferença de tempo entre o sinal de *prompt* e *delay* é da ordem de 10^{-5} s. O tempo médio (τ) da diferença de tempo entre o *prompt* e *delay* dependem da concentração de gadolínio no tanque. Quanto maior a concentração de gadolínio maior a seção de choque e menor será o tempo de captura do nêutron e desexcitação do gadolínio gerando os gamas responsáveis pelos elétrons que gerarão radiação Cherenkov (*delay*) em relação a gerada pelo pósitron (*prompt*). Em outras palavras, quanto maior a concentração de gadolínio, menor o tempo médio τ .

Existe uma concentração ótima de gadolínio para obter o tempo médio entre *prompt* e *delay* de modo que se a concentração for alta, a seção de choque será alta e o tempo médio será baixo e poderá ser confundido com decaimento de múons cósmicos, que é da ordem de $2\mu\text{s}$ entre os eventos. Por outro lado, se a concentração for muito baixa, a seção de choque será baixa e o tempo médio alto, sendo confundido com ruídos (*background*). O tempo de termalização do nêutron por captura pelo hidrogênio em um tanque com água é cerca de $180\mu\text{s}$. Adicionando 0,1% em massa de gadolínio no volume de água obtemos uma redução para um tempo médio de captura de $30\mu\text{s}$. Isso ocorre porque a seção de choque no hidrogênio é de 0,294 barns ($2,94 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2$) enquanto que a seção de choque no gadolínio é de 60740 barns ($6,07 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$) para o isótopo ^{155}Gd e 253700 barns ($2,54 \cdot 10^{-19} \text{cm}^2$) para ^{157}Gd em processos de decaimento beta inverso (KIM, 2016).

A concentração de Cloreto de Gadolínio (GdCl_3) utilizado no experimento foi de 0,2% em massa em relação aos 1340,28 litros de água do tanque-alvo do detector. Isso fornece um tempo médio de $12,32\mu\text{s}$ entre o sinal *prompt* e *delay*, como veremos adiante.

2.6 Estimativa de número de eventos IBD esperados

Para o experimento ν -Angra uma aproximação razoável de número de eventos esperados de antineutrinos provenientes de IBD pode ser obtido usando-se alguns valores médios. Seja R_ν o número de eventos esperados por dia, temos a expressão dada por (J.C.ANJOS, 2011):

$$R_\nu = \frac{N_f N_p \langle \sigma \rangle}{4\pi D^2} \quad (2.1)$$

onde N_f é a taxa média de fissões ocorridas por segundo na queima do combustível do reator, N_p é o número aproximado de prótons no volume do tanque-alvo, $\langle \sigma \rangle$ a seção de choque média do antineutrino e D a distância entre o centro de reações do reator e o detector.

O número médio de fissões por segundo (N_f) é dado por:

$$N_f = \frac{P_t}{\langle E_f \rangle} \quad (2.2)$$

onde P_t a potência térmica nominal do reator e $\langle E_f \rangle$ a energia média realizada por fissão. Para $P_t = 3764 \text{MW}$ e $\langle E_f \rangle = 203,78 \text{MeV}$:

$$N_f = \frac{3,764 \cdot 10^9}{203,78 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 1,15 \cdot 10^{20} s^{-1} \quad (2.3)$$

O número aproximado de prótons no *target* (N_p) é calculado considerando que 1 mol de água tem 18g, 1340 litros de água equivalente a 1340kg e 2 átomos de hidrogênio por molécula, temos:

$$N_p = \frac{1340 \cdot 6,022 \cdot 10^{23} \cdot 2}{0,018} = 8,97 \cdot 10^{28} \quad (2.4)$$

sendo $6,022 \times 10^{23}$ o número de Avogrado.

A seção de choque estimada do antineutrino para o decaimento beta-inverso é $\sigma = 5,825 \times 10^{-47} m^2$, $D = 25m$ e $1dia = 86400s$ temos então que o número esperados por dia é:

$$R_\nu = \frac{1,15 \cdot 10^{20} \cdot 8,97 \cdot 10^{28} \cdot 5,825 \cdot 10^{-47}}{4\pi \cdot 25^2 \cdot 86400} \approx 6610 \text{ eventos/dia} \quad (2.5)$$

A eficiência intrínseca está associada a capacidade do detector registrar o sinal em relação a todos os eventos capturados pelo detector (PONTES, 2010). A taxa de *trigger* do detector ν -Angra é apurado em cerca de 120 Hz (ver seção seção 2.7), que nos leva a $1,04 \times 10^7$ eventos/dia ou $5,18 \times 10^6$ pares/dia. A eficiência intrínseca do detector é estimada em:

$$\epsilon_{intr} = \frac{6610}{5,18 \cdot 10^6} = 0,13\% \quad (2.6)$$

Usando *software* de simulação, podemos obter critérios robustos para filtrar os eventos que passaram pelo *trigger* e aumentar a eficiência intrínseca do detector.

2.7 Comissionamento do detector

Comissionamento (*commissioning*) é o processo de assegurar que um sistema e seus componentes sigam os requisitos do projeto planejado para o qual foi construído. Envolve instalação, testes, laudos técnicos e manutenção dos subsistemas que não estejam em conformidade com o plano inicial. O comissionamento do detector ν -Angra iniciou em setembro de 2017 e terminou em junho de 2018 (J.A.M. AFONZO, 2019), sendo que a coleta de dados em fase de testes começou em janeiro 2018. A partir do segundo semestre de 2018 houve mais 3 campanhas de comissionamento: entre junho e julho, julho e agosto e finalmente de setembro a novembro.

As duas primeiras campanhas do 2º semestre foram tomados por um problema no sistema de *trigger*, invalidando o subsistema de veto e aumentando o número de eventos registrados (GONZALEZ, 2019).

Em cada campanha, desde a instalação da eletrônica, a colaboração do projeto vem acompanhando e avaliando o sistema de aquisição de dados (*DAQ system*) reconfigurando os subsistemas e software para o ajuste fino do detector. A campanha de junho a julho foi caracterizada pela primeira versão do *software* de aquisição de dados com performance suficiente para adquirir dados com frequência acima de 1kHz. Entre julho e agosto, foram realizados ajustes no *threshold* do FEE e instalação do NAS e um *nobreak*.

Durante o período das duas campanhas do 2º semestre foram identificados problemas em um dos 5 módulos digitalizadores da NDAQ que não estava acessíveis pelo barramento VME. Este módulo digitalizador era o responsável pela leitura das 8 PMTs relacionada com o sistema de *trigger* ocasionado o problema do veto relatado acima. Sem o sistema de veto, o detector não rejeitava eventos relacionados com múons cósmicos que, para os propósitos do projeto, são considerados ruídos.

No período de setembro a novembro de 2018 o sistema de *trigger* foi corrigido o que baixou a frequência de eventos de 1kHz para 120Hz (figura 2.11). Também foi adicionado um Raspberry Pi para controle remoto dos *Front-Ends*. Encerrada esta última campanha, a colaboração começou a se empenhar em estudos de relação sinal/ruídos e filtro dos eventos candidatos a IBD.

Estas campanhas de comissionamento foram fundamentais para obter a estabilidade do detector, que viria a coletar dados de forma contínua por anos. Observe que as duas primeiras campanhas do 2º semestre são marcadas por um período de 1 mês. Isto porque o acesso à usina onde o detector está localizado na Zona Controlada da Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto e devem ser agendadas com 1 mês de antecedência. Na 3ª campanha, a maioria do hardware já estava em conformidade com o projeto inicial então houve um tempo maior de aquisição de dados.

A estabilidade do detector depende de fatores como a opacidade da água e sensibilidade das PMTs. Caso a água do tanque-alvo seja muito opaca devido à concentração de gadolínio a radiação de luz visível (radiação Cherenkov) não chegará às fotomultiplicadoras com eficiência esperada, de forma que estaríamos perdendo registros importantes de sinais. Ao longo dos meses pode haver degradação da transparência da água e deve ser acompanhado através da

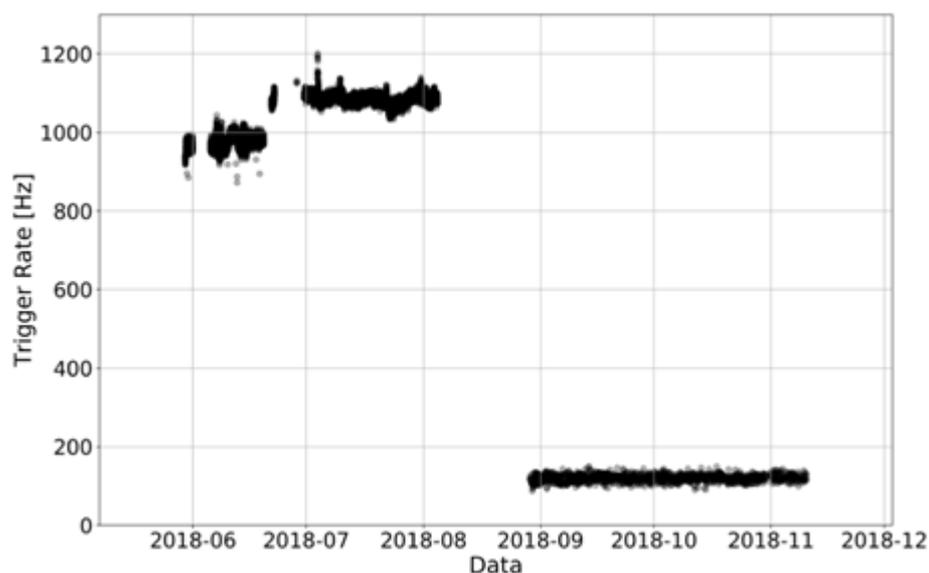


Figura 2.11: Registro das taxas de *trigger* durante as campanhas de comissionamento do detector ν -Angra (J.A.M. AFONZO, 2019)

análise de estabilidade. Assim também deve ser com a questão da sensibilidade das PMTs. Existem LEDs instalados no topo do tanque-alvo, ao lado das 16 PMTs, de modo a fazer uma calibração periódica das fotomultiplicadoras. Na figura 2.12 vemos a estabilidade do detector durante a campanha de setembro a novembro de 2018.

Com o *hardware* em ordem, iniciou-se as primeiras análises de eventos coletados. A unidade utilizada neste ponto do projeto é a quantidade de carga registrada pela soma dos valores obtidos pelos *flash-ADCs* da eletrônica durante a detecção de um sinal. Esta unidade é conhecida como *Digital Unit of Charge* (DUQ) sendo proporcional a carga de cada sinal, de modo que um dos trabalhos da colaboração foi encontrar a relação desta unidade com a quantidade de fotoelétrons e posteriormente com a energia.

Na procura por eventos candidatos a IBD, dados que não estejam dentro da especificação destes candidatos são considerados ruídos (*background*). Um *background* muito conhecido na detecção de neutrinos é o decaimento de múons cósmicos cujo decaimento durante a trajetória é uma partícula conhecida como elétron de Michel que mimetiza o sinal do *prompt* e *delay* do IBD. Saber separar estes eventos de decaimento de múons cósmicos, captura de nêutron (a partir do tempo do sinal de *prompt* relacionado com processo IBD) e demais *backgrounds* fazem parte do longo trabalho de análise para determinar a contagem de antineutrinos.

Com os primeiros *runs* de eventos obtidos durante o final do comissionamento, um histograma da diferença de tempo entre os eventos registrados pode ser visto na figura 2.13. Os

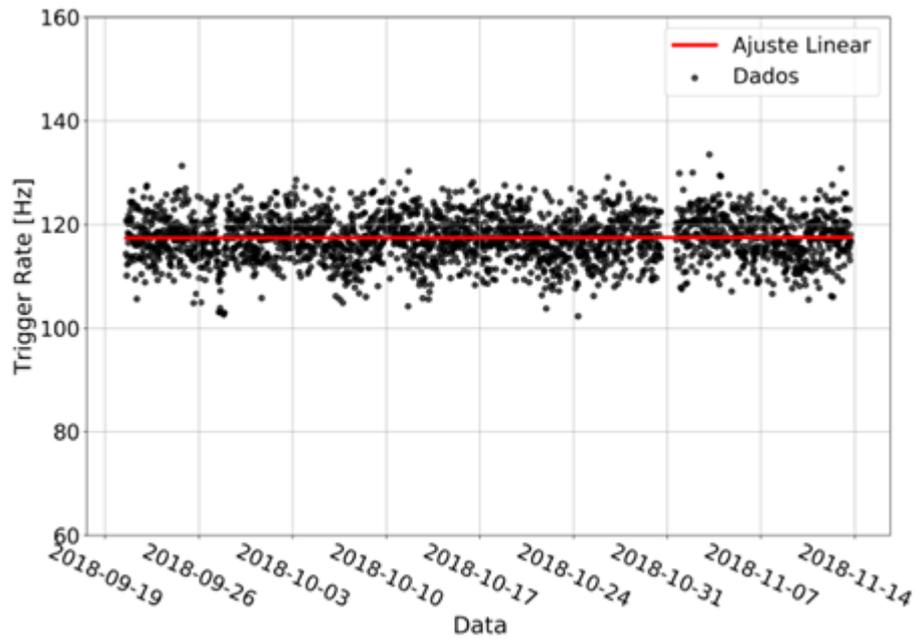


Figura 2.12: Curva de estabilidade do detector durante a 3ª campanha de comissionamento do 2º semestre de 2018 (GONZALEZ, 2019)

eventos selecionados nesta análise possuem cargas entre 5.10^4 e $7,5.10^4$ DUQ, região selecionada por ter chance de conter múons cósmicos que não foram vetados, além da carga por captura de nêutrons. A análise revela o tempo entre eventos para identificar o intervalo de tempo de cada processo e obter um critério de seleção entre sinal e ruído.

Para determinar o tempo característico de cada processo (múons cósmicos, captura de nêutrons e demais *background*) é feito um ajuste baseado na soma de três exponenciais levando-se em conta que os processos de decaimento obedecem a distribuição de Poisson:

$$f(x) = \alpha_1 \cdot e^{(-x/\lambda_1)} + \alpha_2 \cdot e^{(-x/\lambda_2)} + \alpha_3 \cdot e^{(-x/\lambda_3)} \quad (2.7)$$

Utilizando um programa desenvolvido em Python para a soma das exponenciais os resultados do melhor ajuste obtido com minimização de 6 graus de liberdade relacionado aos parâmetros α_i e λ_i podem ser visto na tabela 2.2. Os valores de tempo característico de cada processo (λ_i) nos traz uma faixa de intervalo de tempo para procurar por eventos relacionados com o processo.

Nesta etapa inicial de leituras, de modo a comprovar que o detector estava registrando eventos coerentes com o esperado, a colaboração do projeto utilizou o critério de tempo entre eventos do processo do decaimento de múons aplicado na faixa de carga menores a 10^5 DUQ

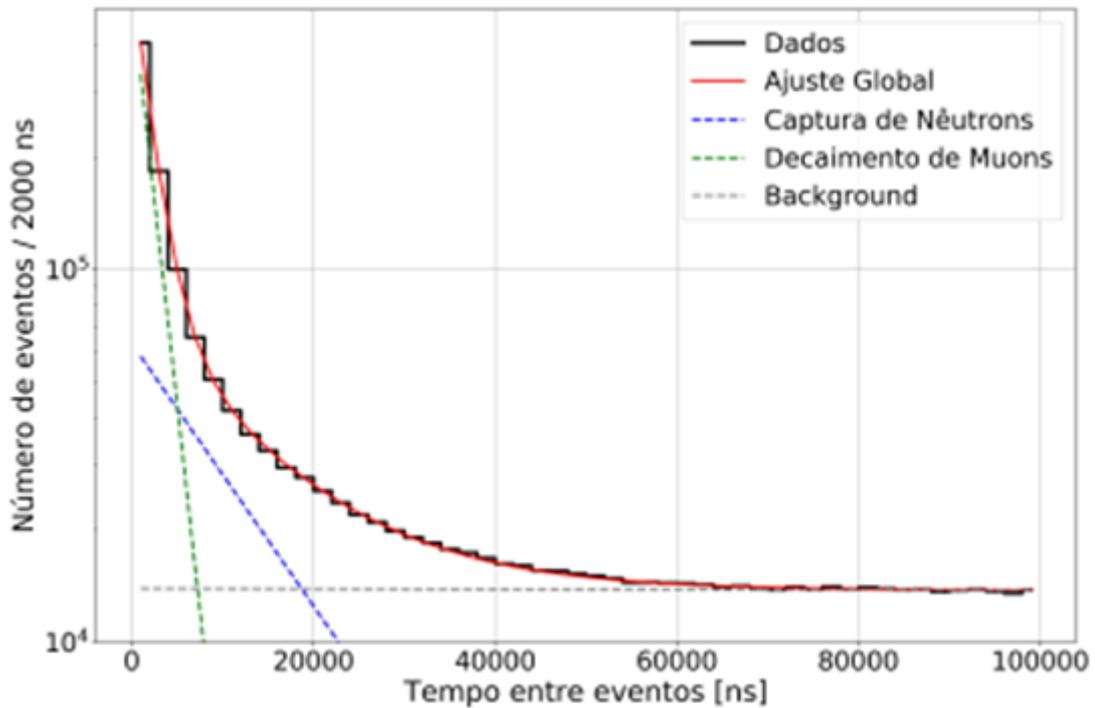


Figura 2.13: Tempo entre eventos registrados pelo detector ν -Angra (GONZALEZ, 2019)

Tabela 2.2: Coeficientes obtidos por cada processo

Processo	i	α_i (eventos)	λ_i (ns)
Múons	1	$(5,558 \pm 0,003) \cdot 10^5$	(1965 ± 3)
Captura nêutrons	2	$(6,34 \pm 0,03) \cdot 10^4$	$(12,32 \pm 0,05) \cdot 10^3$
<i>background</i>	3	$(1,3933 \pm 0,0006) \cdot 10^4$	$(7,92 \pm 0,01) \cdot 10^6$

para construir um histograma de candidatos a elétrons de Michel. Com base no tempo característico, foi utilizado neste critério de seleção a faixa de tempo entre eventos de $1\mu s$ a $6\mu s$ onde estima-se encontrar cerca de 55% de eventos candidatos a elétrons de Michel subtraído dos eventos com tempo entre $6\mu s$ a $11\mu s$ considerado como *background* (neste caso os candidatos a captura de nêutrons são considerados como ruído). O resultado do histograma pode ser visto na figura 2.14, sendo um formato próximo da proposta na literatura (A. CZARNECKI, 2014).

Uma observação que pode ser destacada neste espectro dos elétrons de Michel são valores negativos no limite de baixa energia devido a subtração do *background*, o que já é esperado pois há muito ruído em baixas energias. A queda acentuada na região de $5 \cdot 10^4$ a $6 \cdot 10^4$ DUQ se deve a saturação de cerca de 40% de eventos esperados nesta região, combinado com o pequeno tama-

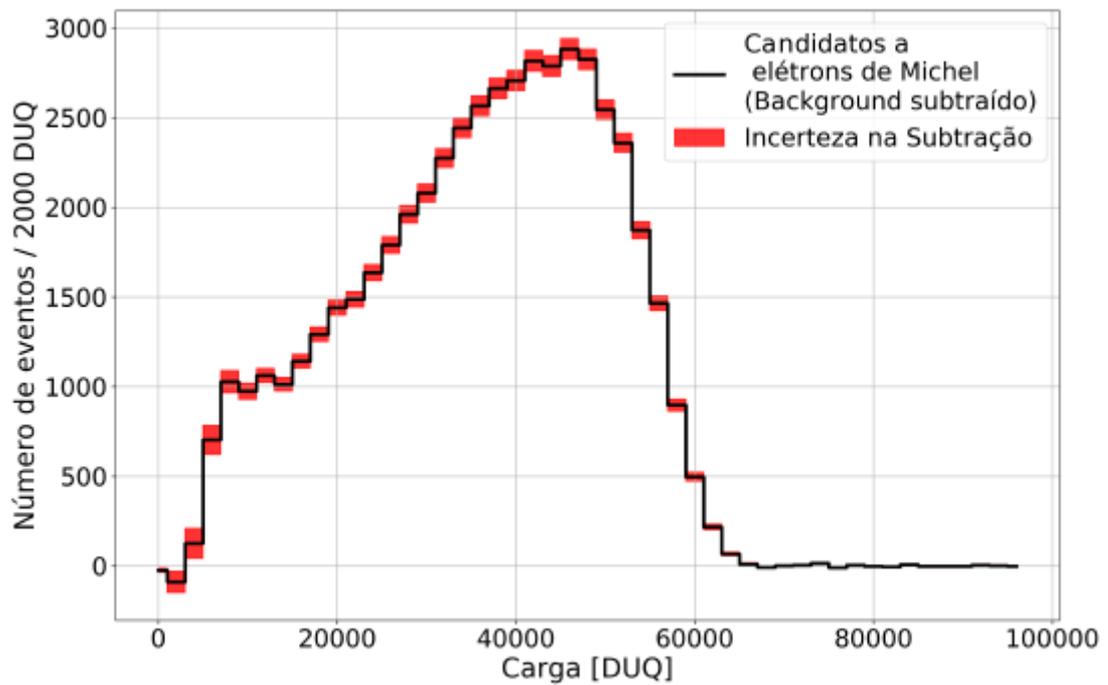


Figura 2.14: Histograma de candidatos a elétrons de Michel (GONZALEZ, 2019)

no do *target* do detector, causando *spill-out* dos elétrons de Michel (J.A.M. AFONZO, 2019). Com este resultado, a colaboração concluiu que o detector ν -Angra estava apto a obter eventos consistentes com a aquisição de antineutrinos provenientes do decaimento Beta-inverso nos períodos subsequentes ao final das campanhas de comissionamento.

Capítulo 3

Modelo Computacional para Simulação de Eventos

3.1 Introdução

O trabalho aqui apresentado traz a simulação de eventos para observar como as partículas se comportam dentro do detector. O desenvolvimento de *software* simulador se faz necessário para encontrar a relação entre energia e fotoelétron (*photoelectron* – pe), bem como obter critérios de corte para extrair ruído dos eventos registrados no detector ν -Angra.

No que diz respeito ao primeiro motivo, a relação energia-pe poderia ser obtida por uma fonte radioativa para o estudo de resposta do detector, mas tal fonte até o momento não foi autorizada pela Eletronuclear nas mediações da usina onde se encontra o detector. Assim, se fez necessário obter a relação através de simulações. O segundo motivo está ligado ao objetivo principal deste trabalho, pois permite efetuar o estudo da eficiência do detector. Os resultados das análises da eficiência são dadas em pe, logo a relação energia-pe-DUQ precisa ser conhecida.

3.2 *Toolkit* para simulação de eventos

A ferramenta para desenvolver simulações do detector é o GEANT4. Este *software* é composto por bibliotecas que permitem codificar simulações por métodos de Monte Carlo para extrair dados estatísticos de interações de partículas com a matéria.

GEANT é um acrônimo para *GEometry ANd Tracking* e a versão 4 foi liberada em 1998 e desde então vem recebendo pacotes atualizações crescendo em sua biblioteca. A versão estável atual é 4.10.4. É composto de classes escritas em C++ desenvolvidas em colaboração internacional envolvendo mais que 400 desenvolvedores (MORALLES, 2018).

Outra ferramenta que utilizada, acoplada aos resultados de saída do GEANT4, é o ROOT, também baseado em linguagem C++. O ROOT é a base de desenvolvimento para filtragem da saída do GEANT4, tratamento e formatação de dados e construção de gráficos para análise de dados. Com o ROOT é possível codificar uma *interface* interativa para parametrizar saídas e visualizações de dados.

Tanto o ROOT como GEANT4 foram instalados no sistema operacional Linux Ubuntu 14 – 32bits, rodando em uma Virtual Machine (VM) Oracle VM VirtualBox em um Notebook Acer i5, 8Gb RAM e HD de 1Tb com sistema operacional Windows 10. As instalações dos dois pacotes levaram muitas horas para construção (*building*) e o uso de uma VM, neste caso, facilita o compartilhamento para outros membros da colaboração envolvidos no projeto, que economizam o tempo de instalação, bastando restaurar o *appliance* exportado.

Uma terceira ferramenta é o *framework* Jupyter Notebook (TEAM, 2015). Este ambiente foi desenvolvido de modo a oferecer um processo computacional completo entre desenvolvimento (linguagem Python), documentação e execução de código interagindo com texto exploratório, matemática, imagens e representação gráfica. O Jupyter Notebook foi instalado localmente para gerar as análises das simulações através do arquivos otimizados do ROOT.

As análises dos eventos registrados no detector ν -Angra são realizadas no Jupyter Notebook compartilhado entre os colaboradores do projeto através de área disponibilizada via Web. Por este motivo também as análises pelas simulações seguem o incentivo de uso do mesmo *framework* para aproveitamento de código e bibliotecas.

3.3 Visão geral do ambiente de simulação

O GEANT4 possui um ambiente interativo através de lista de comandos para simular o comportamento de partículas através da matéria com saídas em modo texto das principais interações da sua trajetória enquanto estiver dentro do “universo” projetado no simulador.

Toda a simulação é criada instanciando classes desenvolvidas em C++ oferecidas no próprio pacote. À medida que uma visão da interação da partícula em questão seja de interesse

observar, novas implementações são necessárias. Por exemplo: se há o interesse de simular partícula de alta energia, o desenvolvedor precisa implementar uma classe *High Energy Physics* (HEP) que já vem com o *framework*, mas não instanciada como padrão.

Ao implementar um ambiente de simulação, há dois modos que o operador pode trabalhar: *interactive mode* e *batch mode*. O modo interativo (*interactive mode*) é um ambiente em que o operador entra numa sessão conhecida como *User Interface* (UI) e envia comandos para preparar o ambiente e parametrizar as propriedades da partícula de interesse, como sua energia inicial, posição e momento. Em seguida, o operador manda rodar a simulação e as interações e processos serão gerada durante o trajeto da partícula simulada. Este modo não é útil para os fins de análises, pois ele visa apresentar uma saída gráfica para as interações da partícula com o ambiente.

No modo de lote (*batch mode*) os comandos são executados no código do simulador através de um arquivo de entrada e os processos podem ser direcionados para um arquivo de saída formatado (*verbose*). A lista de comandos na entrada é similar ao modo interativo, mas deve ser armazenado em um arquivo de lote. Com o arquivo de saída o desenvolvedor pode extrair o dado de interesse do trajeto da partícula para montar sua análise, por exemplo, no ROOT. Existe uma extensão deste modo chamado de *hard-coded batch mode* cujos comandos são passados dentro do código e compilado para processar uma partícula durante a execução do *software* simulador desenvolvido.

Para construir um *software* simulador é necessário construir um mundo (*world*) que vem de uma classe de volume físico (G4VPhysicalVolume) declarando propriedades com dimensões definidas e preenchido com alguma matéria (água, ar, sólidos), para que a partícula a simular interaja com o ambiente criado e gere o arquivo de saída com os processos envolvidos nesta interação. Também é necessário carregar uma lista de comandos para parametrizar a partícula e lançá-la dentro do mundo criado (G4VModularPhysicsList).

Uma simulação bem simplificada do detector ν -Angra foi criar um mundo preenchido de ar (G4_AIR) e um volume de água (G4_WATER) no centro deste mundo. A forma deste mundo é um cubo com dimensão de 20km em suas arestas contendo um tanque de água de 1m³. Lançamento de radiação gama com energia de 8MeV simulam o sinal de *delay* tal como quando o nêutron é capturado pelo Gadolínio e desexcitado gerando a radiação gama. O lançamento de um fóton de raio gama foi realizado com o vetor posição randômica dentro do tanque pois no processo beta-inverso do detector existe a igual probabilidade de geração do sinal de *delay* em

qualquer posição no tanque. Outra propriedade importante no lançamento é o vetor momento da partícula que também deve ser randômica e aponta a direção para o qual a partícula deve iniciar seu trajeto.

Esta simples simulação permitiu avaliar a correlação da parcela de energia depositada no tanque-alvo (*target*) com a energia Cherenkov convertida, pois no *verbose* (saída formatada) somente nos interessa as interações onde a radiação gama lançada gerou efeito Compton com elétrons dentro do *target* descartando as interações no mundo exterior ao volume de água. Os elétrons relativísticos geraram luz Cherenkov devido sua passagem na água e a saída registrou a quantidade de energia dispendida no processo.

A figura 3.1 apresenta a correlação de energia Cherenkov x energia depositada para um lançamento de 1200 fótons de raios gama. Observe que há casos que o lançamento do fóton de 8MeV foi totalmente depositado em processo Compton nos elétrons do *target*, mas também há casos em que nada foi depositado (o fóton saiu do volume de água e foi para o mundo exterior). O fótons que depositaram toda sua energia no máximo cerca de 5MeV foi convertido em energia Cherenkov. Além do mais, apenas se a energia depositada for maior a 3MeV que a energia luminosa começa a aparecer. Esta energia luminosa que acionarão as PMTs dentro do *target*.

A simulação aponta que energias depositadas abaixo de 3MeV favorecem efeito de *multiple scattering* (*msc*) que transferem energia para os elétrons mas não possuem energia suficiente para gerar luz luminosa, sendo de desinteresse para colaboração.

3.4 Modelo computacional GEANT4 da colaboração ν -Angra

3.4.1 Geometria atual do simulador

O simulador da colaboração ν -Angra foi iniciado em 2008, logo no início da aprovação do projeto. Suas funcionalidades estão todas implementadas no GEANT4 e vem recebendo atualizações para deixá-lo com as propriedades mais próximas possíveis do detector físico. A geometria do detector do modelo virtual teve suas modificações ao longo do desenvolvimento do projeto, antes do comissionamento, conforme as estratégias adotadas. Por exemplo, inicialmente o projeto previa um sistema de veto na base do detector (J.C.ANJOS, 2011), mas apenas prevaleceu o *top veto* e o *lateral veto* (que foi reimplementado no simulador).

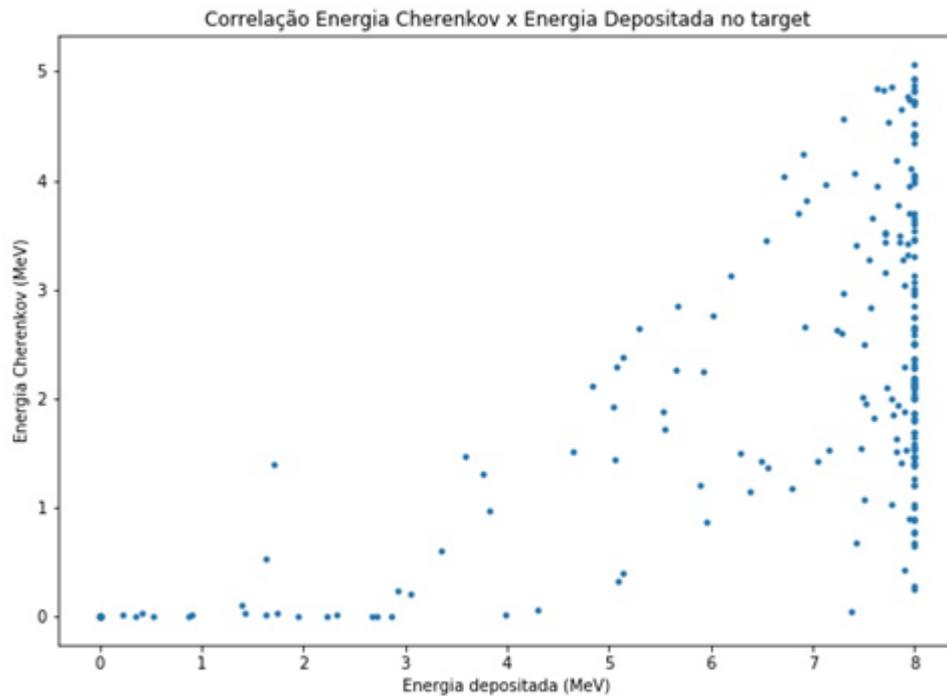


Figura 3.1: Correlação entre energia Cherenkov x energia depositada para simulação de 1200 fótons de raio gama dentro do volume de 1m^3 de água pura (do autor).

Toda geometria está codificada na construção do volume físico (G4VPhysicalVolume) conforme apresentado na seção 3.3. A geometria do detector foi separada do código compilado para um arquivo constants.dat de modo que os componentes e suas dimensões possam ser revisados e readaptados sem recorrer a alterações direto no código do simulador. Podemos definir as dimensões e a concentração de gadolínio no *target* e até atribuir valores da eficiência quântica nas PMTs. Um trecho das dimensões do detector e a composição do preenchimento do *target* no arquivo constants.dat tem a seguinte forma:

```
ExpHall_X 10000
```

```
ExpHall_Y 10000
```

```
ExpHall_Z 10000
```

```
Shield_Struc_Thick 10.0 # Thickness of the external PP structure (mm).
```

```
Shield_Y 860.0 # Half of the internal Y dimension of the Shield (mm). Y is Height.
```

```
Shield_Z 1350.0 # Half of the internal Z dimension of the Shield (mm). Z is Depth
```

```
Shield_X 1050.0 # Half of the internal X dimension of the Shield (mm). X is Wide
```

```
target_Struc_Thick 10.0 # Thickness of the external PP structure (mm).
target_Y 450.0 # Half of the internal Y dimension of the Central target (mm).
target_Z 730.0 # Half of the internal Z dimension of the Central target (mm).
target_X 510.0 # Half of the internal X dimension of the Central target (mm).
```

```
Inner_Struc_Thick1 20.0 # Thickness of the inner veto PP structure (mm).
Inner_Struc_Thick2 10.0 # Thickness of the inner veto PP structure (mm).
Inner_Y 625.0 # Half of the internal Y dimension of the Inner Veto (mm).
Inner_Z 905.0 # Half of the internal Z dimension of the Inner Veto (mm).
Inner_X 680.0 # Half of the internal X dimension of the Inner Veto (mm).
```

```
VetoTop_Y 140.0 #
VetoTop_Z 1330.0 #
VetoTop_X 1010.0 #
```

```
Frac_Water_GDW 99.8 # Water 99.8%
Frac_Gd_GDW 0.2 # Gd 0.2%
```

Um trabalho de melhoria das constantes atribuídas foi desenvolvido em (RIBEIRO, 2017): a utilização de um arquivo GDML (Geometry Description Markup Language). Este arquivo segue um estilo XML (Extensible Markup Language) para definir propriedades igualmente ao arquivo constants.dat mas com formatação bem melhor estruturada. Um trecho para construir a dimensão do *target* e o líquido composto de água e cloreto de gadolínio com o código GDML é dado por:

```
<gdml xsi:noNamespaceSchemaLocation="GDMLSchema/gdml.xsd">
<define>
<constant name="target_Y" value="900."/>
<constant name="target_Z" value="1460."/>
<constant name="target_X" value="1020."/>
</define>
```

```
<material formula="H2O"name="Water">
  <D value="1.0"unit="g/cm3"/>
  <composite n="2"ref="hydrogen"/>
  <composite n="1"ref="oxygen"/>
</material>

<material formula="GdCl3"name="Gd">
  <D value="1.0"unit="g/cm3"/>
  <composite n="1"ref="gadolinium"/>
  <composite n="3"ref="chlorine"/>
</material>

<material formula="GdW"name="GdW">
  <D value="1.0"unit="g/cm3"/>
  <fraction n="0.998"ref="Water"/>
  <fraction n="0.002"ref="Gd">
</material>

<structure>
  <volume name="volWatertarget"
  <materialref ref="GdW">
</volume>
</structure>

</gdml>
```

Entretanto, esta estrutura ainda não está em uso pela colaboração.

Uma visualização completa do simulador construído é vista na figura 3.2. Ele foi gerado pelo *software* WIRED Event Display a partir de arquivos de saída de extensão .heprep que o GEANT4 gerou durante a execução de uma simulação.

As simulações descritas na seção 3.5 utilizam o *batch mode* para executar o lançamento das partículas. No entanto, nos casos em que há seleção de momentos e posições aleatórias das partículas o uso do *hard-coded batch mode* fez-se necessário para gerar números randômicos.

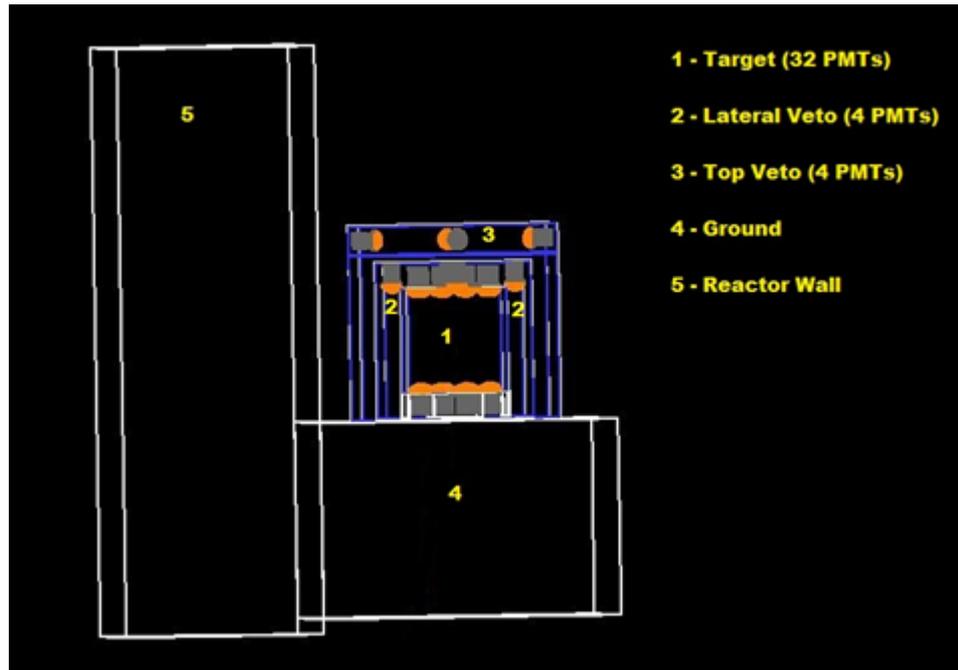


Figura 3.2: Visualização do detector construído no GEANT4

3.4.2 Conceitos e definições

De posse do simulador desenvolvido pela colaboração do projeto, os colaboradores envolvidos pela simulação trabalham na melhoria da geometria do detector do *software* para posicioná-lo na situação de maior fidelidade em relação ao detector ν -Angra, assim como na execução dos lançamentos das partículas envolvidas no IBD para obter critérios para seleção de sinais ou simulação de eventos espúrios que falseiam o sinal, de modo a ter outros critérios para descarte de ruídos.

Este trabalho se designa a simular partículas envolvidas no processo IBD o que é explicado nas próximas seções. Para entendimento da execução da simulação é necessário conceituar alguns termos para esclarecer as etapas ocorridas.

- Evento: interações ocorridas dentro do detector.
- Verbose: formato de saída das interações registradas pelo simulador. No *software* da colaboração podemos obter a saída no formato padrão do GEANT4, contendo detalhes do trajeto da partícula e suas interações, ou no modo proprietário ν -Angra, desenvolvido para filtrar os dados específicos de prioridade na análise dos dados.
- Run: arquivo contendo vários eventos registrados com *verbose* formato ν -Angra.

- Fotoelétron (pe): fóton liberado da PMT pela radiação Cherenkov com energia suficiente para produzir o efeito fotoelétrico. É comum nas análises apresentar a unidade em *pe*.
- Hit: sinal simulado que representa o registro do sistema de aquisição de dados (NDAQ), ou seja, um fotoelétron que passou pelo filtro da eficiência quântica da PMT, amplificado pelo circuito analógico da PMT, digitalizado pela FEE. Vale ressaltar que o *hit* pode vir de qualquer PMT, seja das 32 que compõem o *target* ou das 8 unidades que compõem o veto. É o analista de dados que deve filtrar os eventos conforme sua apresentação de resultados.
- Volume fiducial: é o volume de confiança onde as interações de partículas trarão resultados confiáveis provenientes da simulação dos sinais ((TRZECIAK, 2020)).

3.5 Simulação de eventos

3.5.1 Obtenção da relação de energia x carga x fotoelétron

Nas simulações é comum dispararmos as partículas com especificação de energia definida em unidades de elétron-Volt (eV) e seus múltiplos (keV, MeV, GeV). No entanto, os eventos registrados pelo acionamento das PMTs são proporcionais aos fotoelétrons (*pe*). Além disso, o detector ν -Angra registra os eventos da NDAQ em unidades de carga (DUQ). A unidade intuitiva para publicações é dada em valores de energia e não em DUQ. Então, foi necessário encontrar a relação energia-*pe*-DUQ para fazer a correspondência entre simulação e dados do detector.

A análise da dos disparos de pósitrons dentro do simulador possibilitou obter a calibração em energia do detector ν -Angra. A calibração absoluta em energia no atual momento está em discussão com a Eletronuclear que tem que autorizar o uso de fontes radioativas na usina. Um método de calibração usando-se simulações pôde nos fornecer uma correspondência aproximada ao método físico.

Para obter tal calibração, foram simulados o lançamento de pósitrons com valor discreto de energia entre 1MeV e 10MeV. Para cada valor de energia foram lançados 1200 pósitrons com vetor momento e posição aleatório dentro do *target* do simulador. O arquivo de saída no formato ν -Angra possui os *hits* registrados para cada lançamento. Como definido, cada *hit* representa um fotoelétron e com base no arquivo de saída utilizando um código em ROOT um

novo arquivo processado foi gerado para ser lido pelo Jupyter Notebook. Para esta simulação, apenas foram considerados os eventos detectados em 5 PMTs no mínimo. Foi construído um histograma de quantidade de pe detectados para cada valor de energia. O resultado pode ser visto na figura 3.3.

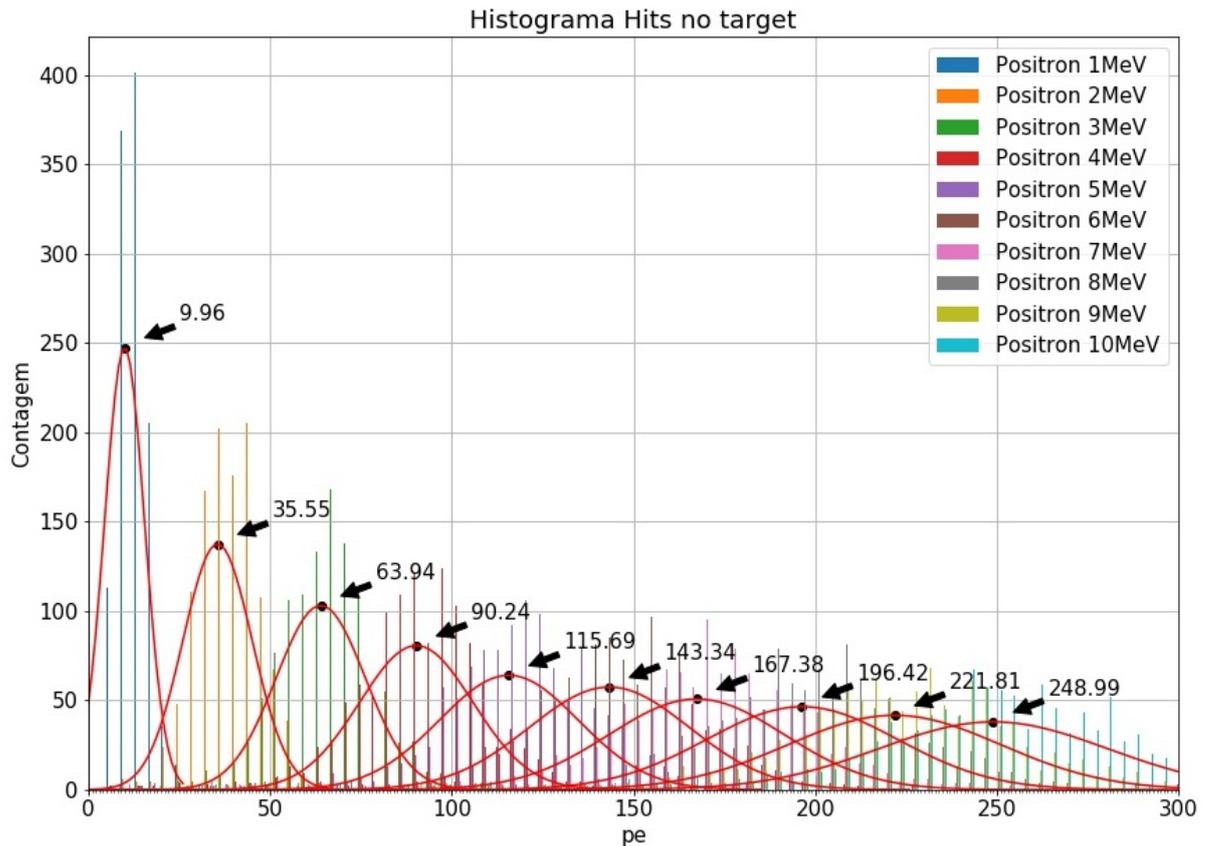


Figura 3.3: Histograma da detecção de sinal dos pósitrons de valores discretos de energia

As gaussianas associadas a cada energia foram ajustadas pela função `curve_fit` da biblioteca `optimize` do Python no *framework* Jupyter Notebook. Os parâmetros de amplitude, pico e largura para cada valor de energia se encontra na tabela 3.1. Os valores de ajustes de pico como proporção de pe x energia e as larguras como propagação de erros foram utilizados para obter a reta de calibração (figura 3.4). O ajuste da reta de calibração resultou em um coeficiente angular de 26,52 pe/MeV e um coeficiente linear de -16,55 pe .

O número de fotoelétron dada a energia é regido pela equação 3.1

$$f_{pe}(x_{Energia}) = 26,52 \cdot x_{Energia} - 16,55 \quad (3.1)$$

Tabela 3.1: Parâmetros de ajuste das gaussianas associadas à simulação de pósitrons

Energia (MeV)	Amplitude	Pico	Largura (σ)
1	247,46	9,96	5,50
2	137,42	35,55	9,57
3	103,04	63,94	12,30
4	80,64	90,24	15,62
5	64,04	115,69	19,19
6	57,46	143,34	22,06
7	50,79	167,38	24,18
8	46,48	196,42	26,51
9	41,70	221,81	29,20
10	38,01	248,99	31,43

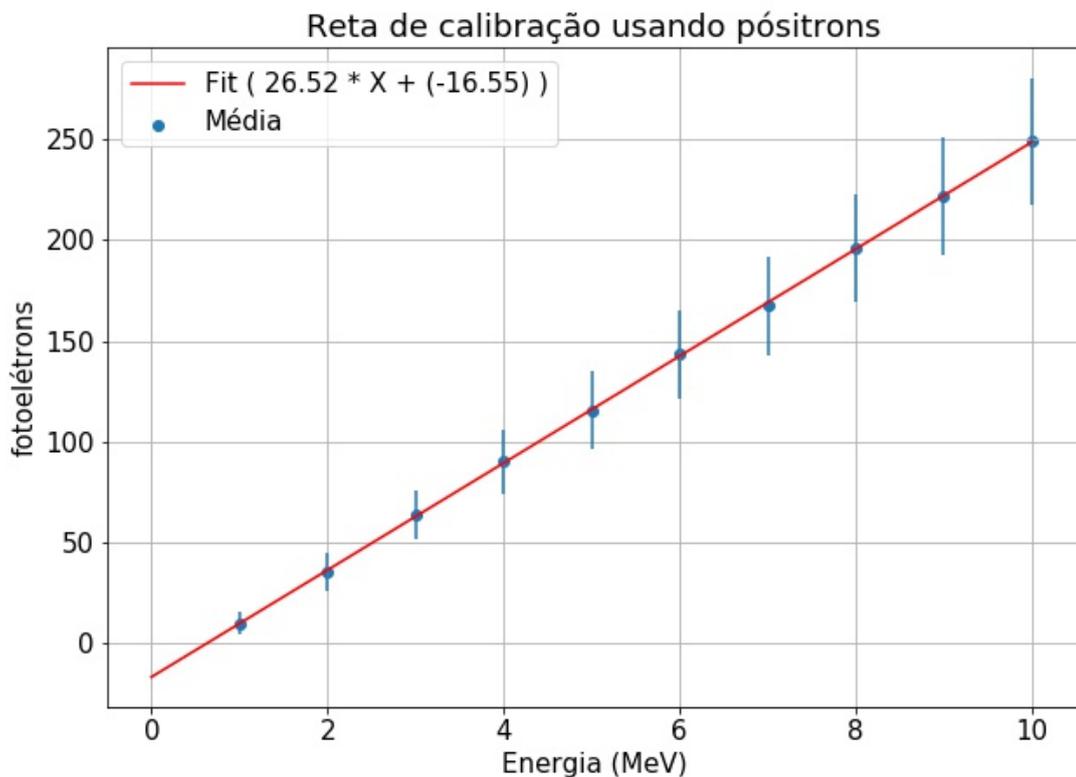


Figura 3.4: Reta de calibração para obter a expressão de conversão de carga em energia

Para o desvio padrão σ_{pe} a reta de calibração fornece um coeficiente angular de 2,85 e linear de 3,88. Então a função do desvio padrão é dado pela equação 3.2

$$\sigma_{pe}(x_{Energia}) = 2,85 \cdot x_{Energia} + 3,88 \quad (3.2)$$

Isolando a expressão de energia (em MeV) em função de fotoelétrons:

$$f_{Energia}(x_{pe}) = \frac{x_{pe} + 16,55}{26,52} = 3,77 \cdot 10^{-2} \cdot x_{pe} + 0,62 \quad (3.3)$$

O desvio padrão $\sigma_{Energia}$ será

$$\sigma_{Energia} = \sqrt{\left(\frac{\partial f_{Energia}}{\partial x_{pe}}\right)^2 \cdot \sigma_{pe}^2} = (3,77 \cdot 10^{-2}) \cdot \sigma_{pe} \quad (3.4)$$

Com 12000 eventos simulados temos que a incerteza padrão é dada por

$$\sigma_{Energia} = \frac{\sigma_{Energia}}{\sqrt{12000}} = (3,44 \cdot 10^{-4}) \cdot \sigma_{pe} \quad (3.5)$$

Com relação à carga, medidas de calibração do detector ν -Angra pelos colaboradores do projeto na Universidade Federal de Juiz de Fora (UFJF), de acordo com a figura 3.5, levou a deduzir a relação $pe \times DUQ$ na equação 3.6.

RESULTADO: Fator de conversão = 764 mV / 9.8 mV = 77.96 DUQ/pe

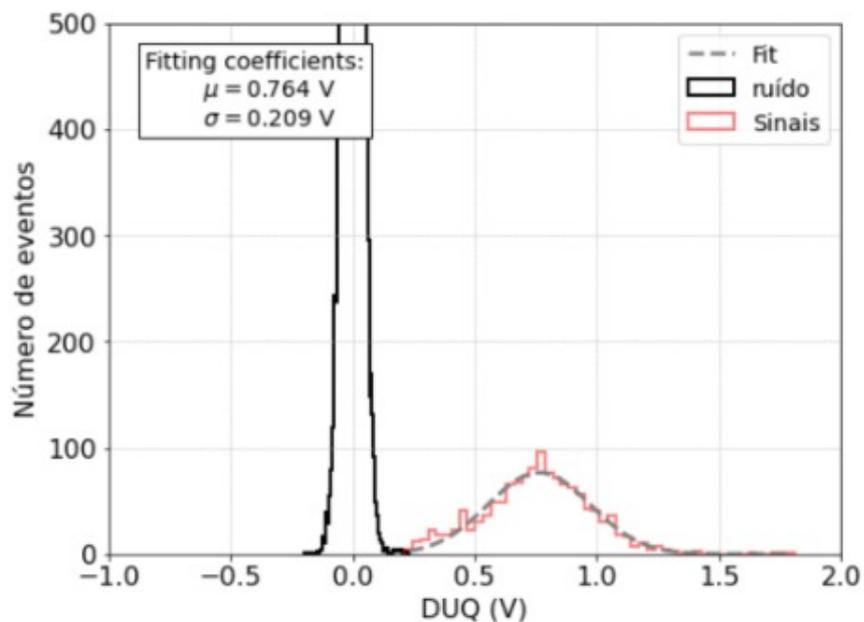


Figura 3.5: Relação de medida $pe \times DUQ$

$$1pe = 78,0 \pm 0,6DUQs \quad (3.6)$$

onde o erro ($\sigma_{\overline{DUQ}} = 0,6$) foi calculado pelo desvio padrão ($\sigma_{DUQ} = 209[\text{mV}]/9,8[\text{mV/DUQ}] = 21,33\text{DUQ}$) dividido pela raiz da quantidade de eventos do sinal ($n=1350$). A incerteza relativa nos leva a

$$\frac{\sigma_{\overline{pe/DUQ}}}{x_{pe/DUQ}} = \frac{\sigma_{\overline{DUQ}}}{x_{DUQ}} \rightarrow \sigma_{\overline{pe/DUQ}} = \frac{0,6}{78,0} = 0,008[pe/DUQ] \quad (3.7)$$

Substituindo equação 3.6 na expressão de energia (equação 3.3) obtemos

$$f_{\text{Energia}}(x_{DUQ}) = \frac{3,77 \cdot 10^{-2} \cdot x_{DUQ}}{77,96} + 0,62 = 4,84 \cdot 10^{-4} \cdot x_{DUQ} + 0,62[\text{MeV}] \quad (3.8)$$

Com esta expressão a carga registrada pelas PMTs nos *runs* gravados pode ser convertida em energia (ou em *pe*) e os critérios de corte serem validados conforme literatura. Por exemplo, sabemos que os gamas pela desexcitação do Gd na captura de nêutrons tem média de 8MeV e que parte desta energia será convertida em luz Cherenkov e capturada pelas PMTs, mas sem a relação Energia x DUQ x *pe* não saberíamos quantificar a digitalização do sinal para identificá-lo como um *delay*.

Uma aplicação direta para validação da expressão obtida para conversão pela reta de calibração é demonstrada na seção 3.5.7, onde são simulados eventos de *stopping muons* dentro do *target* de modo a obter a energia depositada pelos elétrons de Michel, produto do decaimento de múons cósmicos.

3.5.2 Métodos para simulação dos sinais para IBD

Tendo a reta de calibração fornecido a relação energia-pe-DUQ a colaboração já pode compreender a simulação em qualquer uma destas grandezas de saída para relacionar com os dados do detector. A próxima etapa é ver como se comportam os sinais de *prompt* e *delay* dentro de uma simulação, para observar o trajeto, transferência de energia e processos realizados com as partículas envolvidas.

No IBD temos que o antineutrino interage com o próton no *target* do detector e o produto da reação é um pósitron e um nêutron. O pósitron está relacionado com o sinal de *prompt* sendo detectado por primeiro por radiação Cherenkov. Após um tempo característico de $12,32\mu\text{s}$

conforme tabela 2.2 (dada as concentrações de gadolínio no tanque-alvo), ocorre o segundo sinal conhecido com *delay*, relacionado com a captura do nêutron pelo gadolínio e desexcitação do mesmo transferindo energia a elétrons do tanque e realizando o efeito Cherenkov.

O GEANT4 falha com as simulações relacionadas a tempo e também com disparos de antineutrinos direto. Suas bibliotecas até o momento (versão 10.5) não preveem os processos de espalhamento antineutrino-próton (OZTURK, 2019). Neste caso, as simulações para sinais de *prompt* e *delay* devem ser feitas isoladamente para obter critérios de cortes em cada sinal.

Outra abordagem que também será tratada aqui é a criação de uma função de densidade de probabilidade (FDP) (*Probability Density Function* – PDF) para cada sinal simulado. No capítulo 4, os critérios e as FDPs serão aplicados aos eventos já registrados do detector ν -Angra.

3.5.3 Simulação do sinal de *prompt*

Para as simulações de candidatos a pósitrons foram aproveitados os eventos gerados na saída do GEANT4 utilizados na obtenção da reta de calibração. O filtro codificado no ROOT para montar a análise, no entanto, foi implementado para cada visão.

Uma primeira análise é a correlação de fotoelétrons e a multiplicidade de PMTs acionadas. A multiplicidade indica quantas PMTs do *target* foram acionadas durante um evento da simulação. Essa correlação demonstra uma dependência da multiplicidade em relação a energia, visto que já temos esta proporção em relação à quantidade de *pe*. As análises aqui serão dadas em *pe* pois é o mediador entre energia e a carga coletada no detector. A figura 3.6 demonstra a correlação multiplicidade de PMTs x *pe*.

É possível notar que à medida que a energia do pósitron aumenta a quantidade de *pes* coletados aumentam e há uma relação com uma faixa maior de quantidade de PMTs acionadas. Um pósitron de 8MeV na simulação aciona a quantidade máxima de 32 PMTs sendo coletados de 150 a 250 *pes* (observe que isso está de acordo com a largura da gaussiana na figura 3.7). Assim, pósitrons com esta energia não somente emitem uma faixa maior de *pes* coletados mas também geram luz Cherenkov em todas as direções a ponto de serem coletados por todas as PMTs. Por outro lado, pósitrons de 1MeV geram de 1 a 25 *pes* e acionam até no máximo cerca de 15 PMTs.

Os dados simulados contribuíram para a criação de uma função de distribuição acumulada (FDA), usando os mesmos parâmetros das gaussianas. Uma FDA é definida por:

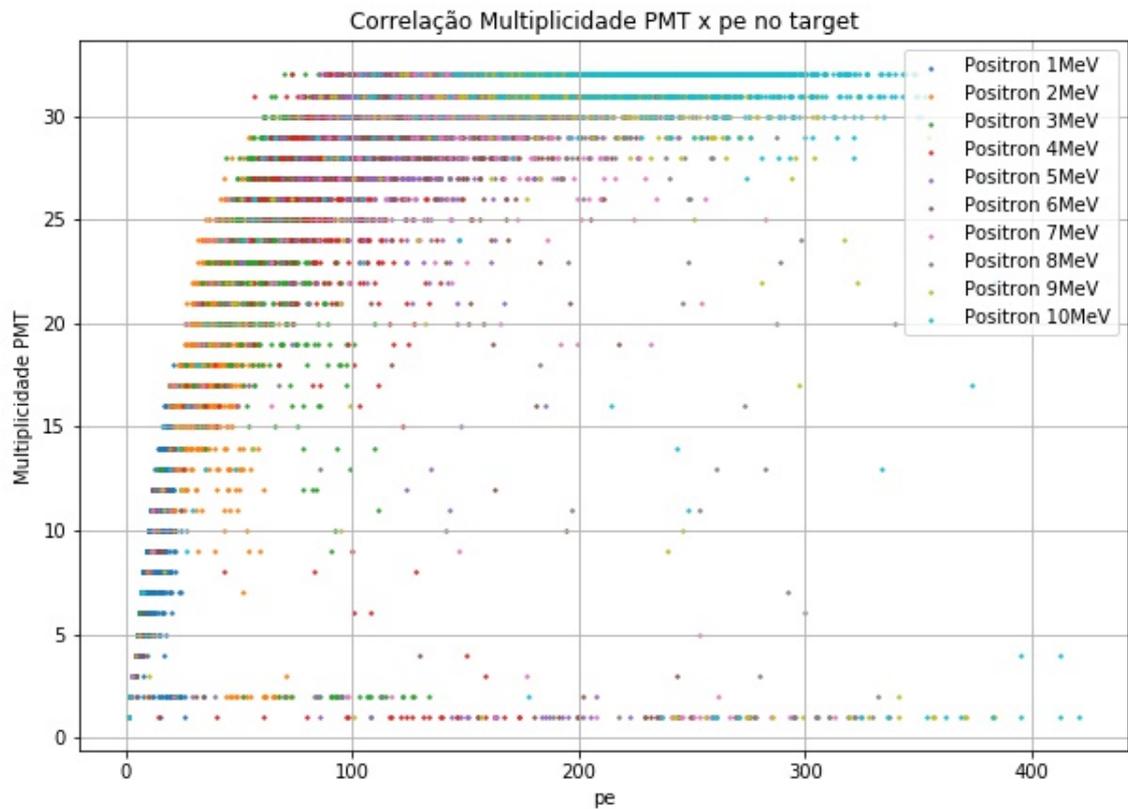


Figura 3.6: Correlação de multiplicidade de PMT x fotoelétrons (pe)

$$\phi(x) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - \mu}{\sigma \sqrt{2}} \right) \right) \quad (3.9)$$

onde erf é a função erro, μ é a média equivalente ao valor central e σ é o desvio padrão dado pela largura encontrado nas gaussianas. O resultado das coletas dos fotoelétrons por energia transformados em FDAs pode ser vista na figura 3.7.

Com a construção da FDA podemos eleger eventos candidatos a pósitrons de modo a minimizar a contaminação de ruídos na seleção dos sinais de *prompt*. A região de energias abaixo de 3MeV possui muito ruído e região de energia acima 10MeV saturam as PMTs. A transformação da distribuição em uma função passa-banda a partir das FDAs de 3MeV e 10MeV, descartando os eventos de baixa e alta energia dos limites de interesse, pode ser vista na figura 3.8.

Ao aplicar na análise de eventos do detector ν -Angra para os eventos previsto na distribuição passa-alta será atribuído um peso estatístico de acordo com a sigmóide de 3MeV

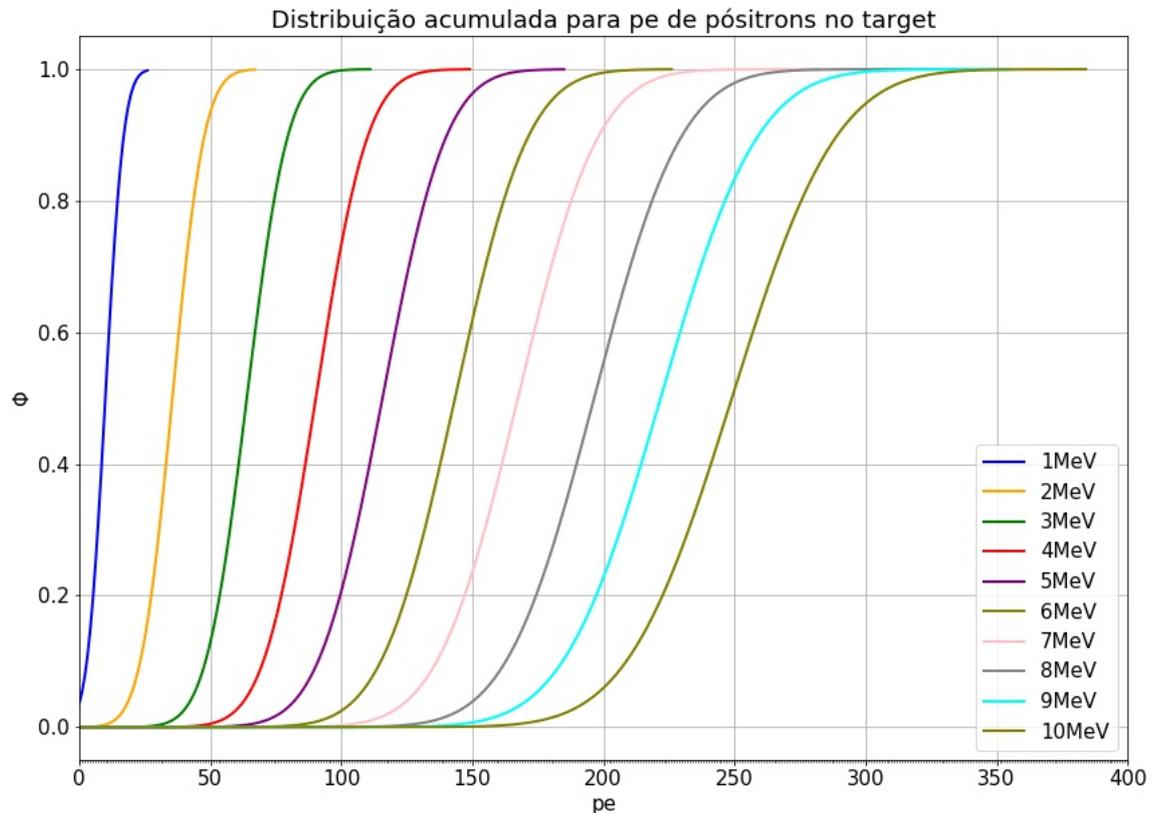


Figura 3.7: Função de Distribuição Acumulada para valores discretos de energia simulados para os pósitrons (sinal de *prompt*)

para os eventos coletados. Deste modo, estaremos descartando proporcionalmente eventos de energias menores a 3MeV e aumentando a aceitação à medida do aumento de energia. A situação inversa é aplicada considerando a região prevista pela sigmóide de 10MeV (passa-baixa), atribuindo pesos menores para energia superiores a 10MeV.

3.5.4 Simulação do sinal de *delay*

As simulações para candidatos ao sinal de *delay* inicialmente foram implementadas por disparos de gamas em posições aleatórias dentro do *target* com momentos também aleatórios. Este seria o sinal simulado, dado todo o trajeto do nêutron, sua termalização pelo gadolínio e desexcitação de onde originaria os gamas. Mas neste caso as bibliotecas do GEANT4 são bem desenvolvidas para simular desde a termalização do nêutron. Observar os processos nos quais

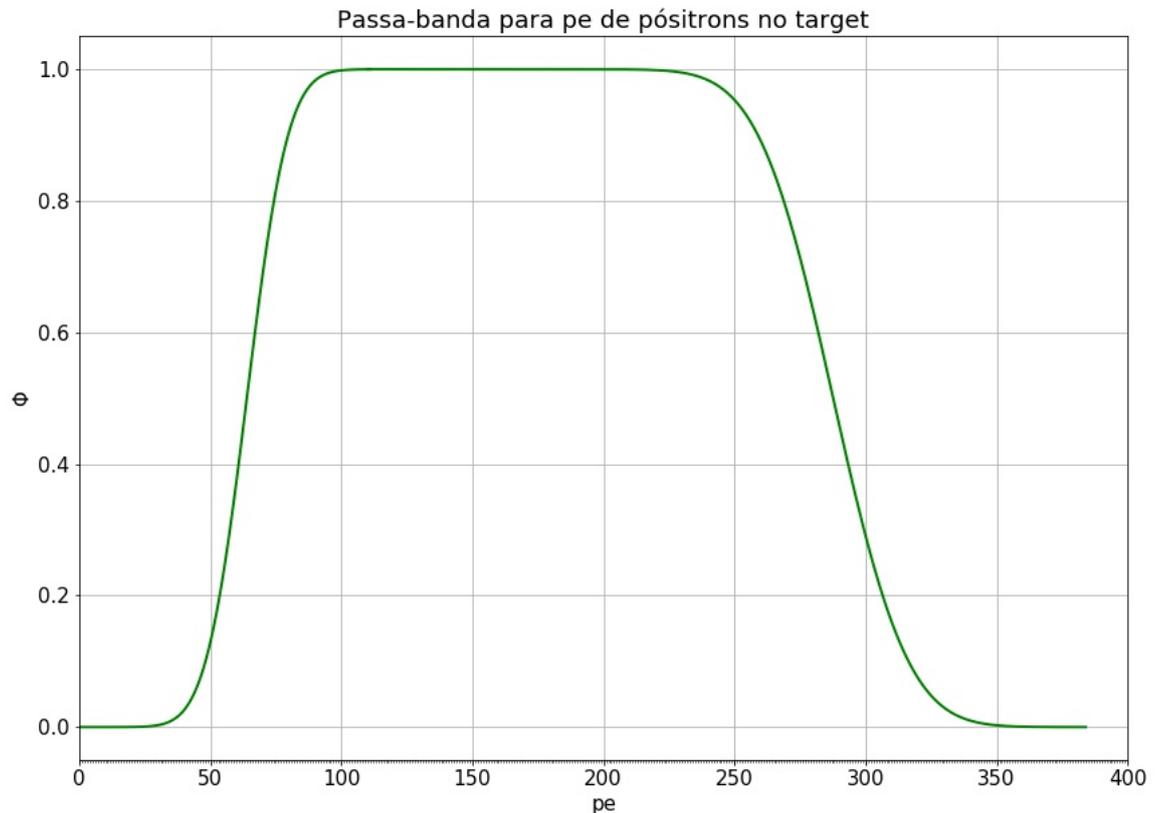


Figura 3.8: Construção de uma função passa-banda a partir função de distribuição acumulada de 3MeV e 10MeV para atribuição de pesos estatísticos aos candidatos a *prompt*

o nêutron passaria desde sua captura até a desexcitação traz informações do comportamento da radiação gama desde o início.

Foram simulados nêutrons intermediários de 10keV dentro do *target* com momento e posição sorteados. A energia de 10keV foi selecionada por estar próximo à termalização e não gerar processos de desinteresse relacionados às energias diferenciais até a sua captura e deixar o arquivo de saída enorme, pois o principal objetivo é observar os processos pós-captura, por isso, uma energia mais baixa.

Uma preocupação é conhecer o comportamento do nêutron em qualquer região do *target*. Na região central, um volume parcial com 25% das dimensões ($\sim 1,56\%$ do volume), temos uma região bem comportada, mas e no volume total? Um nêutron próximo ao canto ou à parede do *target* contribuirá da mesma forma que um nêutron na região central?

Estas questões nos levou a fazer uma análise de volume fiducial e simular o disparo de nêutrons em volume total e parcial do *target*. Análise das trajetórias de gamas e luz Cherenkov

gerados por efeito Compton. Uma dificuldade nestas simulações foi analisar todos os eventos gerados e ligar com o evento de origem. A figura 3.9 mostra a posição sorteada nas duas simulações em diferentes volumes.

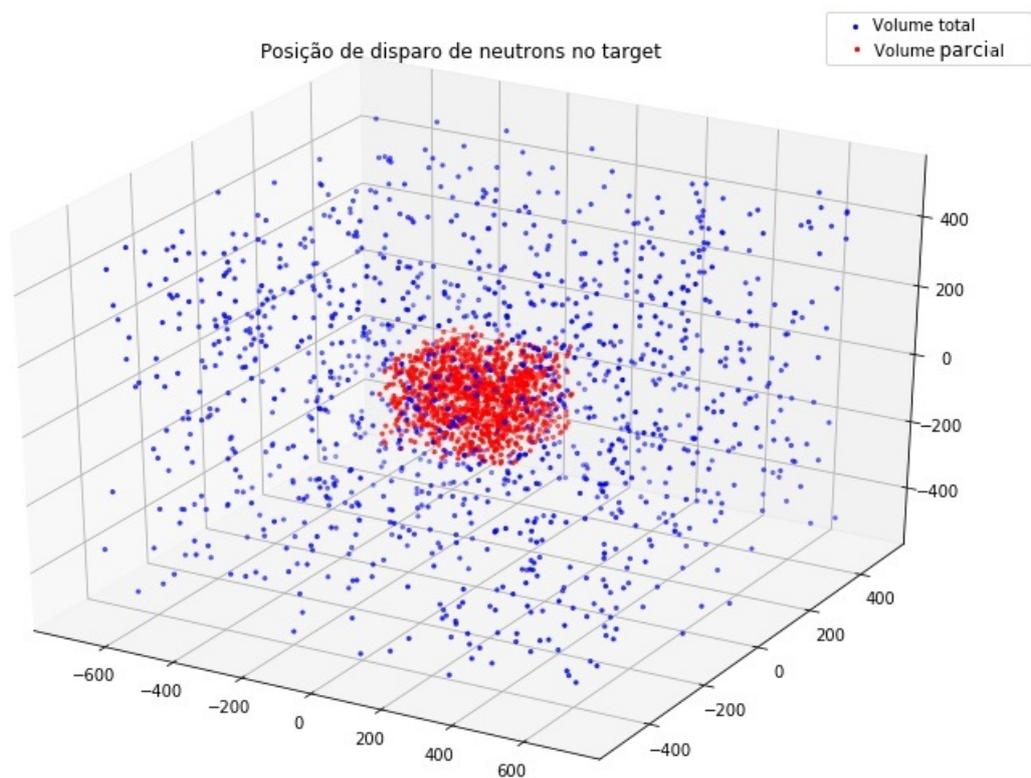


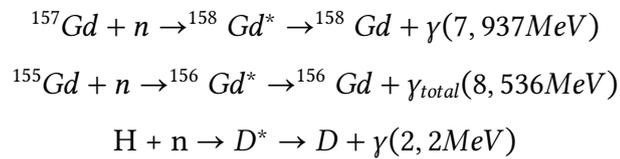
Figura 3.9: Posição sorteada dentro dos limites do *target* no simulador: (azul) posição em qualquer posição a volume total; (vermelho) posição dentro da região central em volume parcial (25% das dimensões)

A contagem de *hits* a volume total e parcial pode ser comparado no histograma da figura 3.10. Não há modificação significativa entre o histograma das duas simulações, de modo que os disparos a volume total são uma boa referência para criar uma FDP para análise do detector ν -Angra (ver seção 3.5.6).

Sob perspectiva teórica é interessante observar a contagem destes fotoelétrons em relação a sua energia. O mesmo histograma em função da energia a volume total é dado pela figura 3.11. A energia média obtida é de 4,36MeV com desvio padrão de 2,76MeV. Foram computados 4341 *hits*, de modo que somente eventos com mais de 5 PMTs foram considerados (simulação do sistema de *trigger*). Este histograma contém os mesmos dados da figura 3.10 a volume total, mas com a conversão usando a equação 3.3.

Uma cascata de processos após a termalização do nêutron dentro do simulador gera um arquivo muito extenso (da ordem de 1 Gb para 1000 nêutrons disparados) o que dificulta muito

a identificação dos eventos significativos. Com uma rotina de seleção em ROOT destes eventos ligados do arquivo de saída no *verbose* do GEANT4 foi possível identificar que a captura do nêutron é dada por três reações:



A contagem de cada isótopo gerado pode ser visto na figura 3.12.

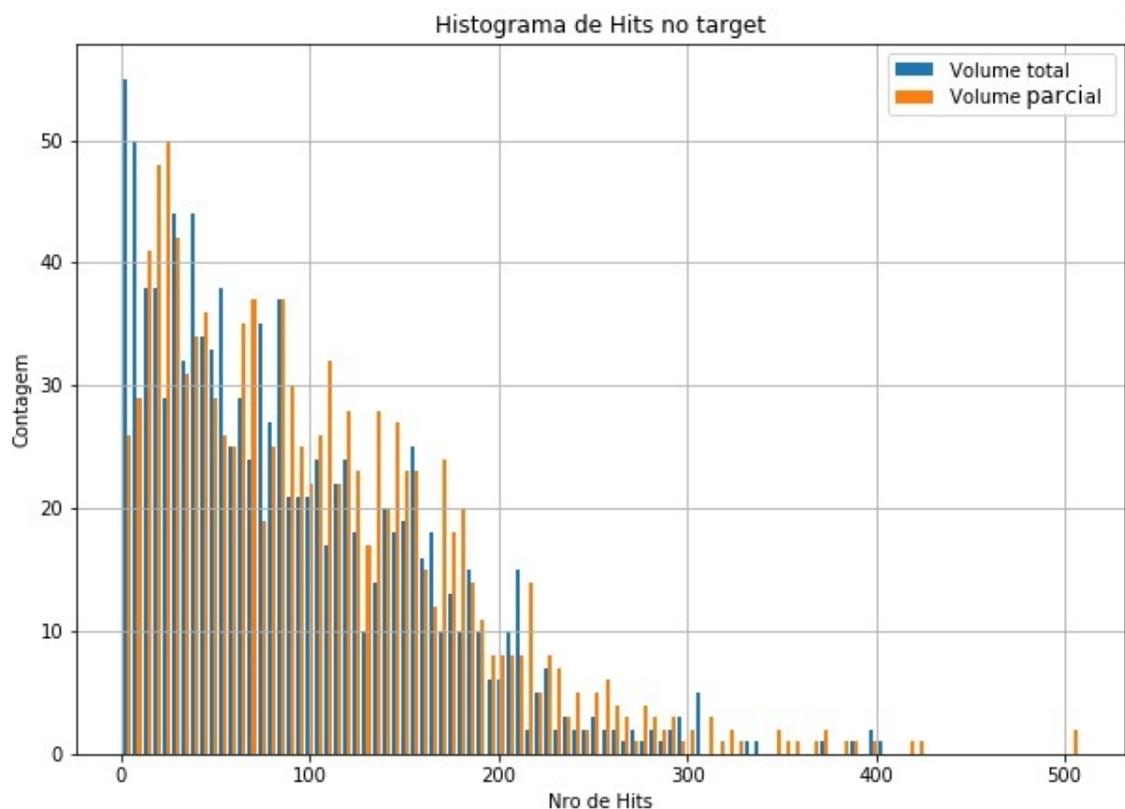


Figura 3.10: Histograma dos hits no *target* ocorridos na simulação de disparos de nêutrons: (azul) volume total com posições aleatórias; (laranja) volume parcial com posições aleatórias

Destes isótopos gerados, juntamente com os gamas como produto da reação, nota-se pela figura 3.13 que a energia da captura pelo hidrogênio tem um valor bem definido de 2,2MeV. A captura pelo ^{157}Gd também foi observado com valor de energia bem definido de 7,937MeV. A captura pelo ^{155}Gd , no entanto, tem seu valor de 8,536MeV dividido em vários gamas de menor energia depositados no *target*, com a soma total no valor máximo.

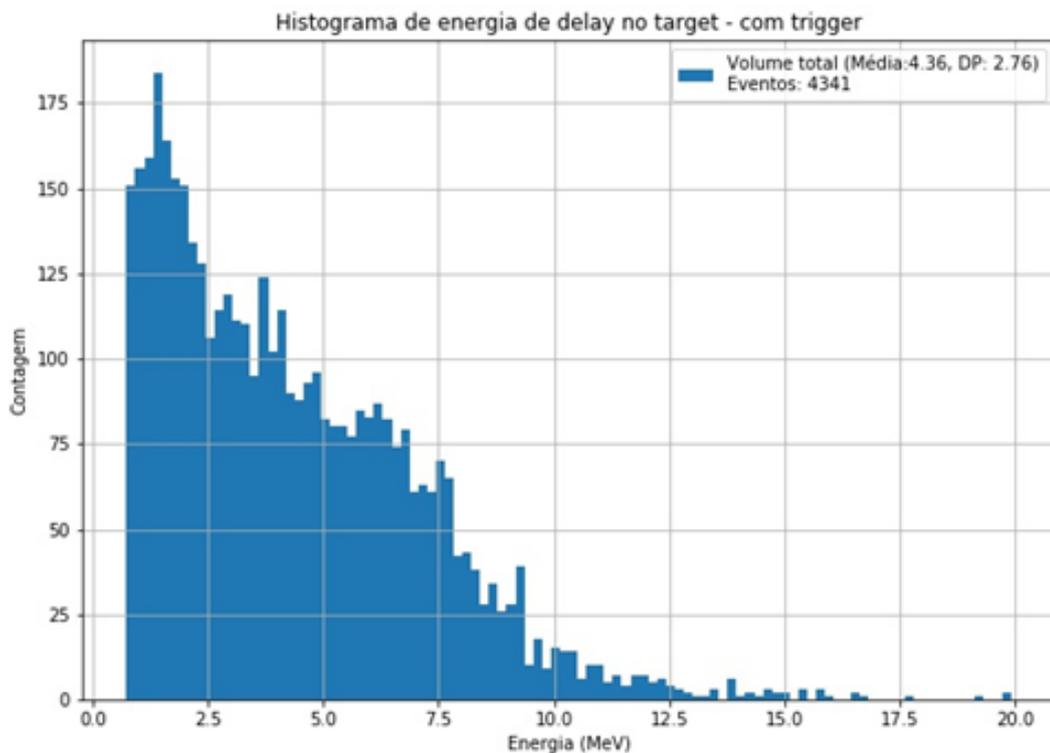


Figura 3.11: Histograma de energia dos hits no *target* na simulação do sinal de *delay*

Observe na figura 3.11 que há energia coletada em um evento contabilizando até ~ 20 MeV. Isso se deve a falha na versão 10.5 da biblioteca do GEANT4 para reação do isótopo ^{155}Gd . Um *patch* de atualização foi lançado para resolver o problema.

Uma última análise na simulação do sinal de *delay*, tal como efetuado na simulação do sinal de *prompt*, foi a correlação entre *hits* e a multiplicidade de PMTs. A figura 3.14 apresenta uma correlação na qual observa-se que há uma clara separação de dois regimes: uma multiplicidade menor que 25 PMTs acionadas e outra maior que 25 PMTs.

Ao usar o critério da multiplicidade de PMTs nos eventos para separar dois conjuntos de dados de energia depositada e colocá-los lado a lado em um histogramas observamos que isso está relacionado ao tipo de captura do nêutron e geração dos gamas (figura 3.15).

3.5.5 Critérios de corte

Com os resultados obtidos na simulação identificamos os critérios de corte dos sinais de *prompt* (relativo a pósitrons) e os sinais de *delay* (relativo a captura de nêutrons) para filtrar os dados do detector ν -Angra e aumentar a eficiência em relação à contagem esperada.

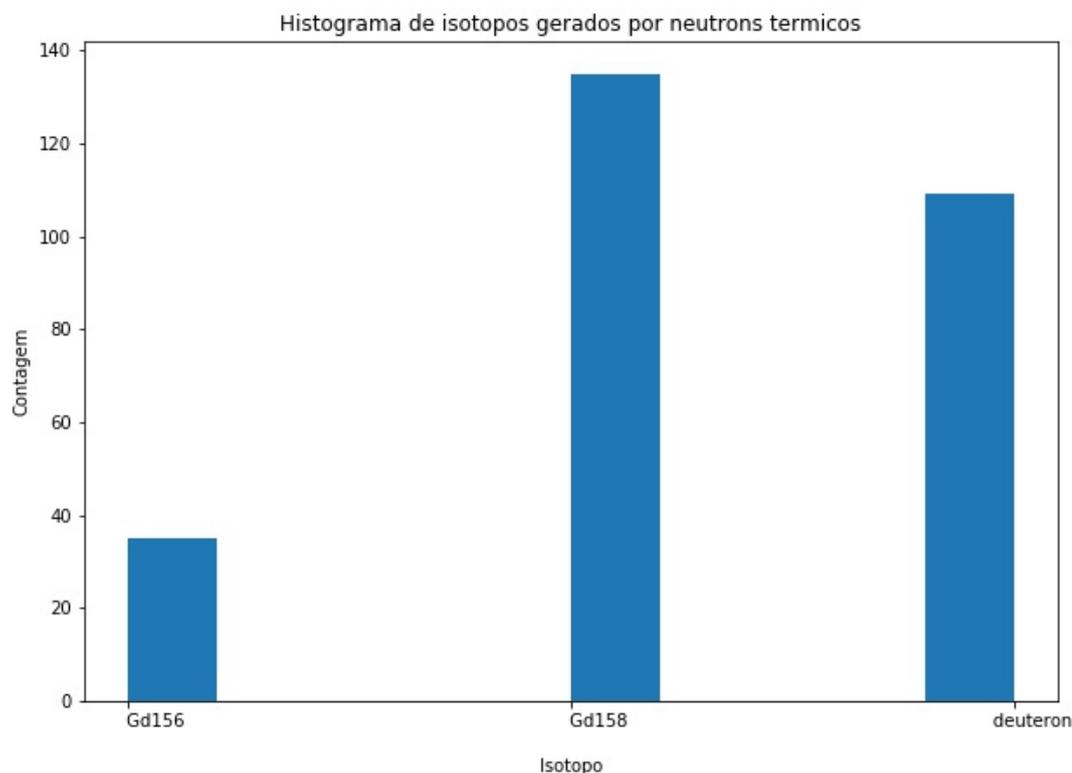


Figura 3.12: Contagem de isótopos gerados durante termalização do nêutron a volume total

Para os candidatos a pósitrons observamos a contagem de *hits* do espectro entre 1MeV e 8MeV. O corte do sinal de *prompt* deve ser feito para energias acima de 3MeV e abaixo de 10MeV com peso estatístico conforme função passa-banda dada pela figura 3.8.

Um critério obtido para sinal de *delay* foi a multiplicidade de PMT (quantidade de PMTs acionadas durante um evento). A análise da simulação nos mostra que devemos selecionar eventos apenas com multiplicidade acima de 25 PMTs, referente aos gamas de nêutrons termalizados pelo ^{157}Gd (energia 7,94 MeV). Abaixo desta multiplicidade, teremos (em geral) nêutrons capturados pelo hidrogênio (energia 2,22 MeV) que está próximo da região de ruído (eventos que devem ser descartados).

Ainda em relação ao sinal de *delay*, observando os dados simulados da figura 3.11, temos que a energia coletada está entre 1,60MeV e 7,12MeV¹ (4, 36 ± 2, 76)MeV. Logo, podemos descartar as energias para *delay* que forem menores que 1,60MeV. Convertendo em fotoelétrons usando a função inversa da equação 3.3 temos (26 ± 5)pe. Em termos de carga da NDAQ isso

¹Não deve ser confundido o limite superior de energia coletada (7,12MeV) com a energia depositada pela desexcitação gadolínio (7,94MeV). Durante o processo de coleta, a energia não se conserva.

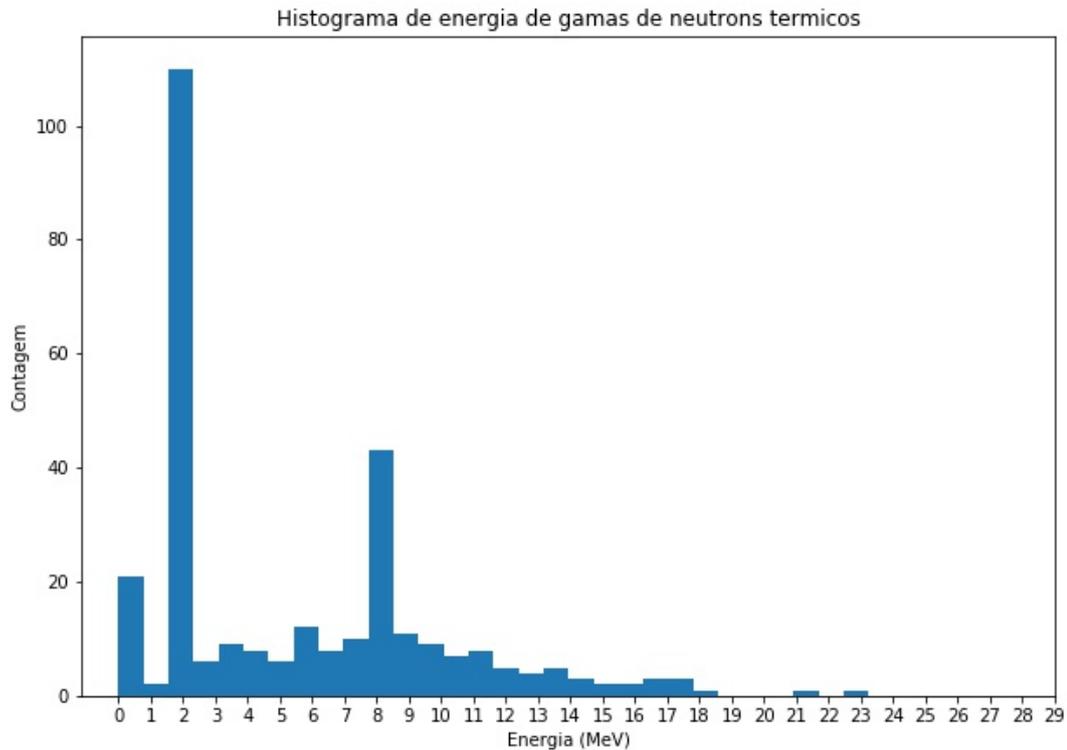


Figura 3.13: Energia depositada no *target* como produto da termalização dos nêutrons capturados

representa (2028 ± 16) DUQs. Esse é o valor mínimo para considerarmos nos eventos candidatos a *delay*.

Além da simulação dos dois sinais, conforme obtido pela diferença de tempo entre eventos e os ajustes que obteve tempo característico $\tau = 12,32\mu\text{s}$ da captura do nêutron (figura 2.13) deve ser fixado também como um critério de corte durante a análise dos dados do detector ν -Angra. Esta janela de tempo pode ser considerada em um tempo mínimo de $8\mu\text{s}$, que representa uma região com mínimo de elétrons de Michel, e tempo máximo de $50\mu\text{s}$, que representa 4σ do intervalo de confiança entre os sinais *prompt-delay*.

3.5.6 Simulação para geração das funções de densidade de probabilidade

A simulação de pósitrons para obtenção de uma FDP para sinais de *prompt* pode dar mais robustez à análise dos dados do detector ν -Angra. Para obter uma distribuição de *prompt* com

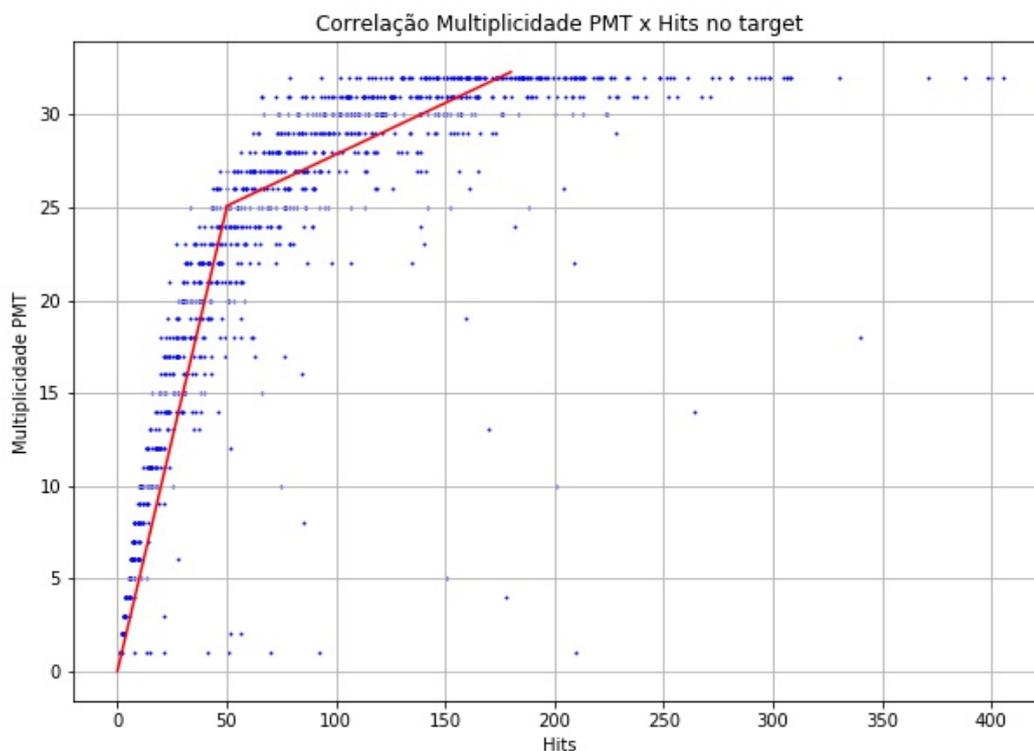


Figura 3.14: Correlação entre multiplicidade de PMTs e hits: identificação de dois regimes (>25PMTs e <25PMTs acionadas)

objetivo de criar uma PDF temos que construir o espectro de antineutrinos por elemento de combustível do reator e relacioná-lo com a emissão de pósitron de um IBD.

No processo de fissão nuclear há a queima de combustível em 4 elementos físeis principais: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu . O urânio natural contém 0,72% do isótopo ^{235}U , 99,27% do isótopo ^{238}U e 0,006% do isótopo ^{234}U , sendo os dois primeiros utilizados no reator nuclear. O ^{235}U já é um elemento físsil, mas o ^{238}U não fissiona sem um bombardeio com nêutrons altamente energizados. A partir deste bombardeio de nêutrons o ^{238}U reage para produzir ^{239}U , que é radioativo. Em dois processos, há a produção de ^{239}Pu e mais dois processos para o ^{241}Pu , que também são contribuintes como combustível nuclear (figura 3.16). Ao fissionar em elementos filhos (tal como dado na figura 1.13) ocorre o equilíbrio energético com a emissão de uma partícula β^- .

No entanto, a evolução temporal da queima destes elementos físeis no reator da usina altera a contribuição no decaimento β^- e consequente participação na emissão de antineutrinos em relação aos percentuais dos combustíveis nucleares ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu (figura 3.17).

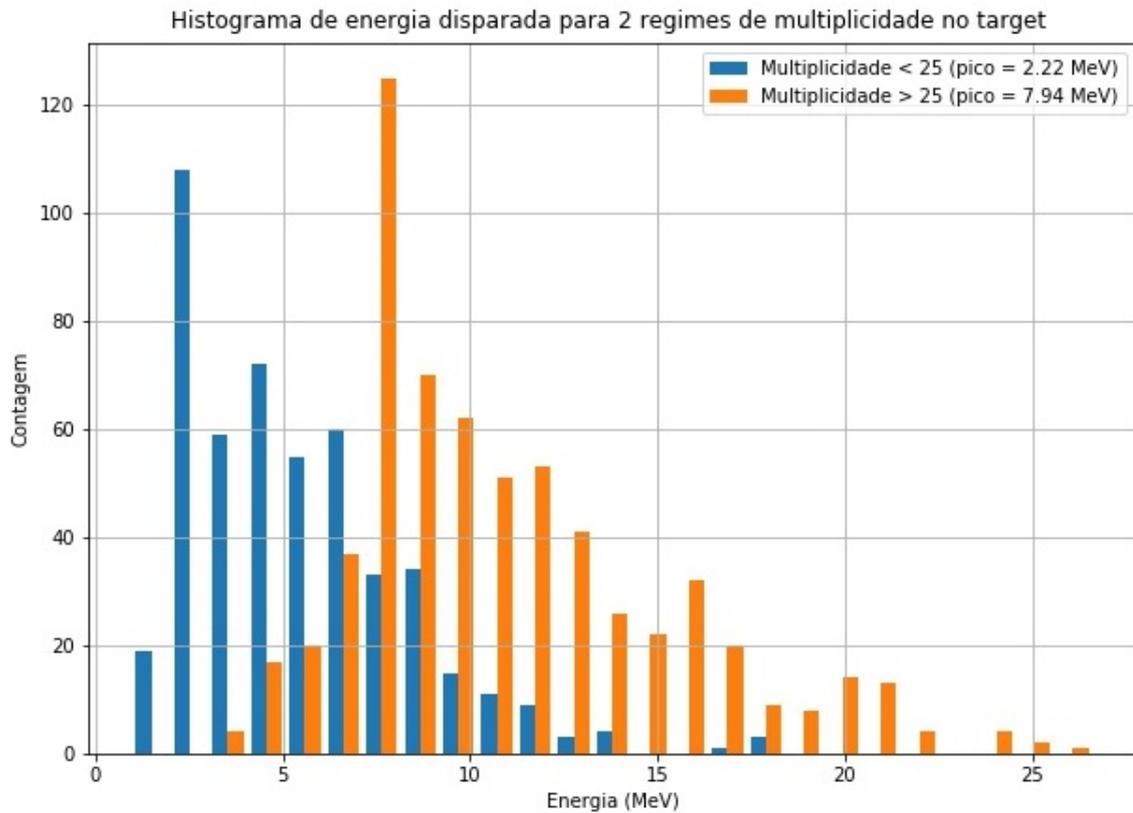


Figura 3.15: Histograma de energia depositada (produto da captura) em dois regimes de multiplicidade

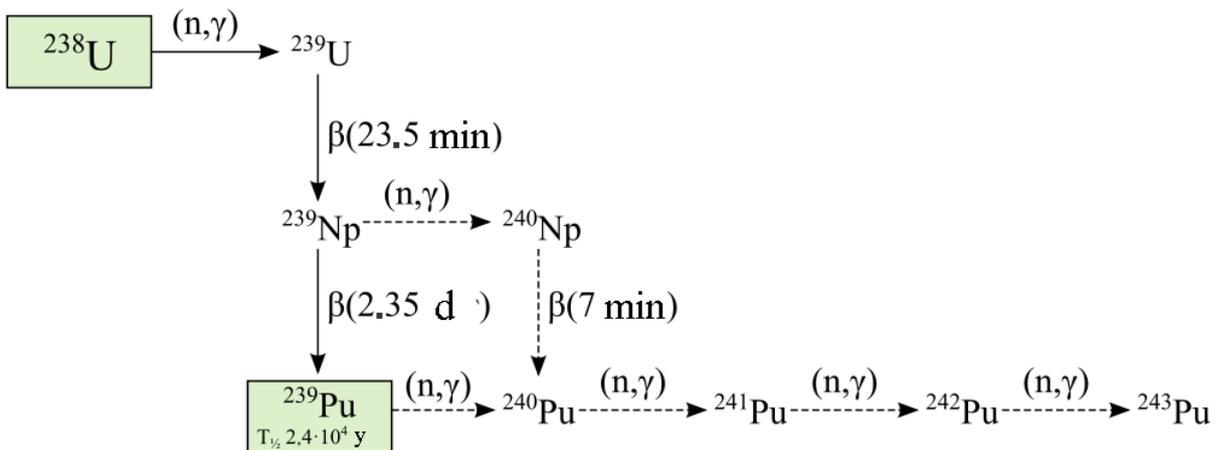


Figura 3.16: Formação dos isótopos ^{239}Pu e ^{241}Pu a partir do ^{238}U (HARDNOX, 2011)

Como não sabemos qual elemento de combustível foi responsável pelo antineutrino emitido para promover o IBD dentro do *target* do detector, durante a simulação devemos fazer o sorteio do elemento através do gráfico de evolução temporal no instante $t = 0$ (dia 0)². Então,

²Esta é uma escolha arbitrária, visto que não se conhece a atual proporção dos elementos do reator Angra II

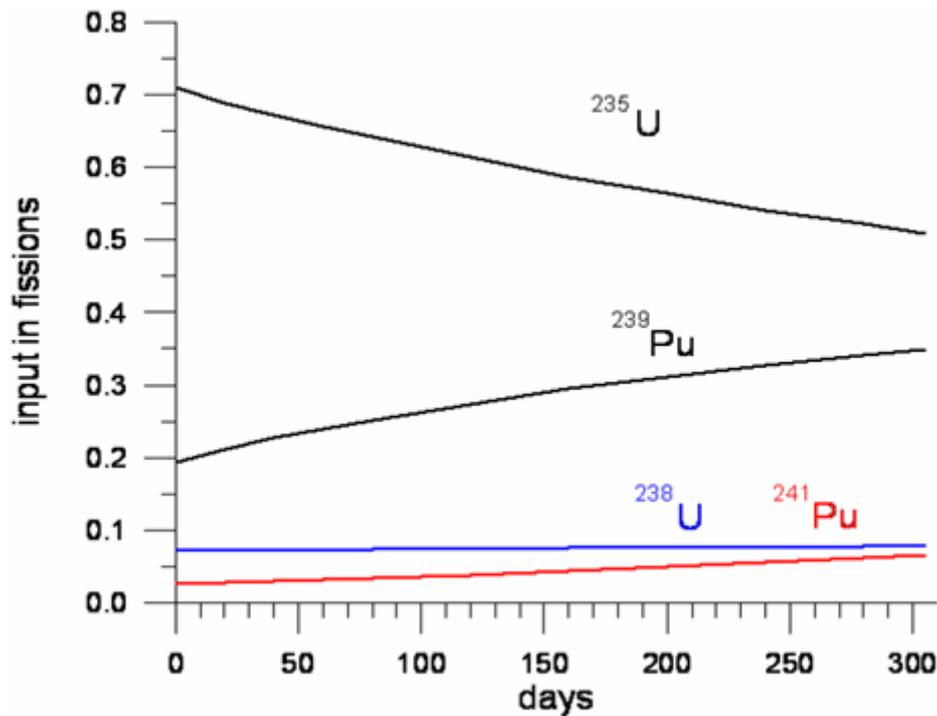


Figura 3.17: Evolução temporal das concentrações de ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu e ^{241}Pu relativo à queima de combustível nuclear

para este instante, há a probabilidade do antineutrino ter sido emitido em 80% pelo ^{235}U , 20% pelo ^{239}Pu , 8% pelo ^{238}U e 2% pelo ^{241}Pu .

A construção do espectro de antineutrinos por elemento fissil é dada a partir de 6 coeficientes e dados fornecidos por (HUBER, 2012) para os elementos ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu e de 3 coeficientes para o ^{238}U fornecidos por (PATRICK HUBER, 2004). Os espectros podem ser visto na figura 3.18.

Para aplicação de sorteio do antineutrino, cujo espectro será usado para corresponder ao espectro do pósitron utilizado na simulação, usa-se o elemento fissil selecionado em um primeiro sorteio a partir das concentrações em $t = 0$ para efetuar um segundo sorteio e obter o valor de energia que será utilizado como energia do antineutrino. Deste valor de energia sorteado para o antineutrino, a energia do pósitron (produto do IBD) estimada responsável pelo sinal de *prompt* é dada por:

$$E_{\text{pósitron}} = \sqrt{(E_{\text{antineutrino}} - 1,3)^2 - (0,511)^2} \quad (3.10)$$

onde $E_{\text{antineutrino}}$ é a energia sorteada, 1,3MeV é a diferença de massa de repouso entre o nêu-

tron e o próton, e $0,511\text{MeV}$ é a massa de repouso do pósitron. Observe que nesta expressão relativística retiramos do antineutrino a diferença de massa de repouso entre nêutron e próton ocorrida no IBD para obter a energia total do pósitron, pois $E_\nu \approx E_e + 1,3 \text{ MeV}$, negligenciando o pequeno recuo do nêutron (SUZUKI, 2007).

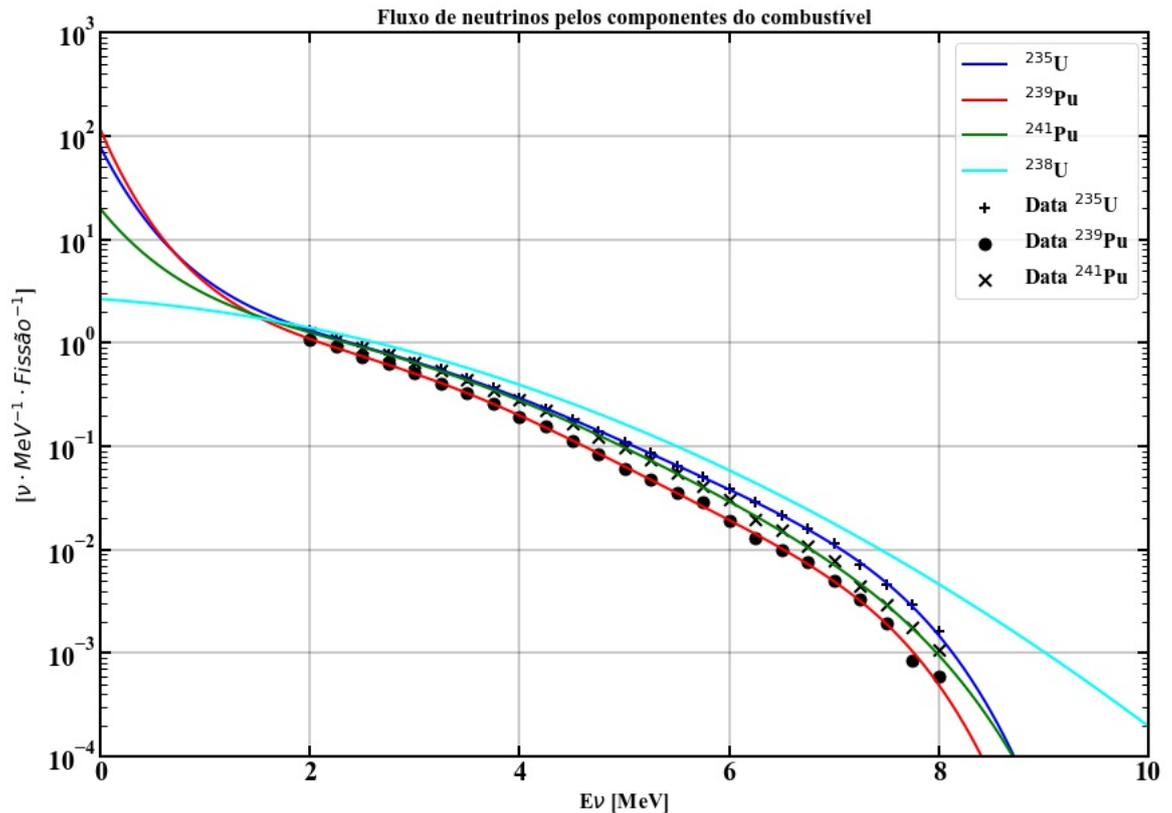


Figura 3.18: Espectro de antineutrinos por elemento de combustível do reator

Antes de obter o sorteio da energia provável para os pósitrons do IBD na simulação, temos que convoluir a seção de choque do antineutrino com o espectro dos decaimentos de cada elemento físsil. A seção de choque para o antineutrino é descrita pela equação 3.11 (BEZERRA, 2009).

$$\sigma(E) = 9,45 \cdot 10^{-44} (E - 1,293) \sqrt{(E - 1,293)^2 - m_e^2} \quad (3.11)$$

onde $m_e = 9,10938356 \cdot 10^{-31} \text{kg}$ é a massa do elétron.

Com esta função normalizada sobreposta ao espectro de antineutrinos obtemos o resultado apresentado na figura 3.19. A convolução do espectro de antineutrinos com a seção de choque resulta nas funções da figura 3.20. A partir da função convoluída em cada elemento fissil selecionamos aleatoriamente (dado seu peso estatístico) a energia do antineutrino emitido pelo elemento do combustível sorteado para processar a simulação dos sinais de *prompt*.

O histograma comparativo entre a energia sorteada do antineutrino e a energia pósitron (figura 3.21) a ser disparada dentro do *target* é dada pela função $E_{\text{pósitron}}(E_{\text{antineutrino}})$. O sorteio bem como os valores de energia obtidos para pósitron foi feito com uma aplicação desenvolvida em ROOT que gerou um arquivo formatado com estes valores para serem lidos no código do simulador em GEANT4.

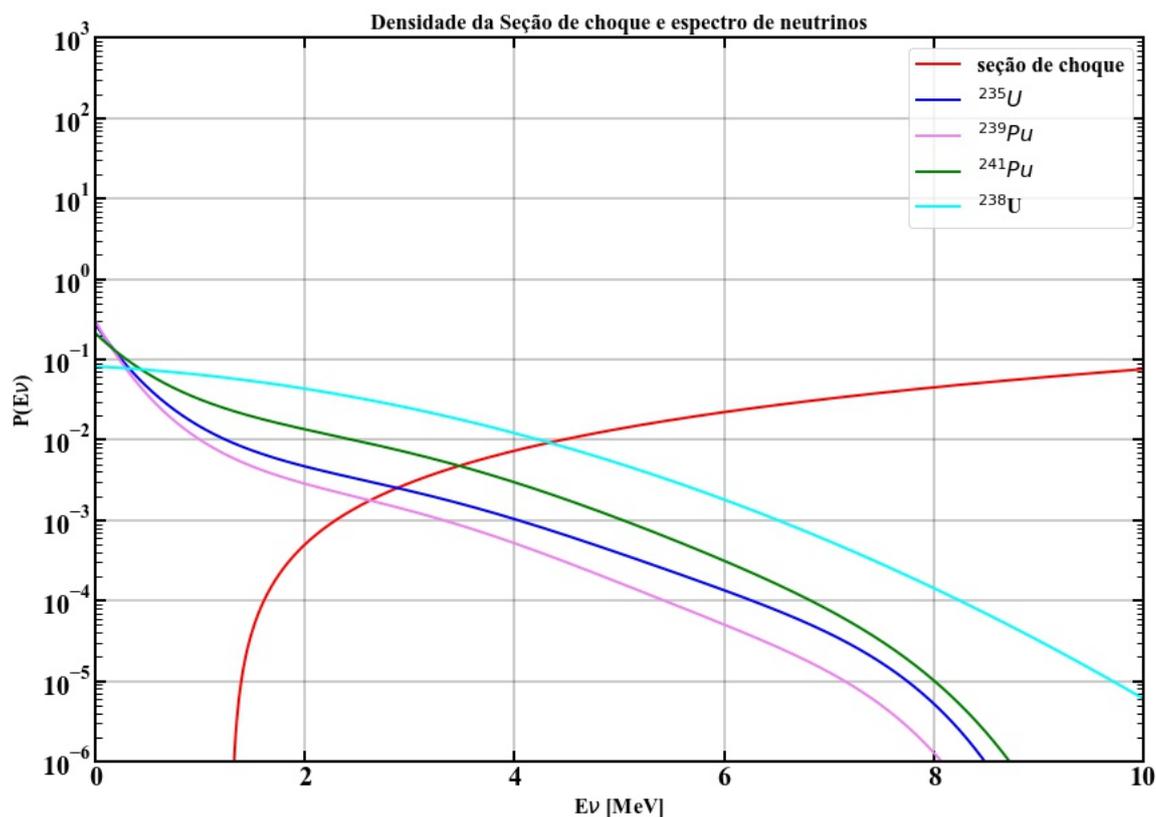


Figura 3.19: Seção de choque x espectro de antineutrinos

Na simulação, o pósitron é lançado dentro do *target* com direção e momento aleatórios mas com energia definida pelo sorteio. O arquivo de saída contém as PMTs acionadas pela coleta de energia visível gerada pelo pósitron (sinal de *prompt*). O histograma normalizado

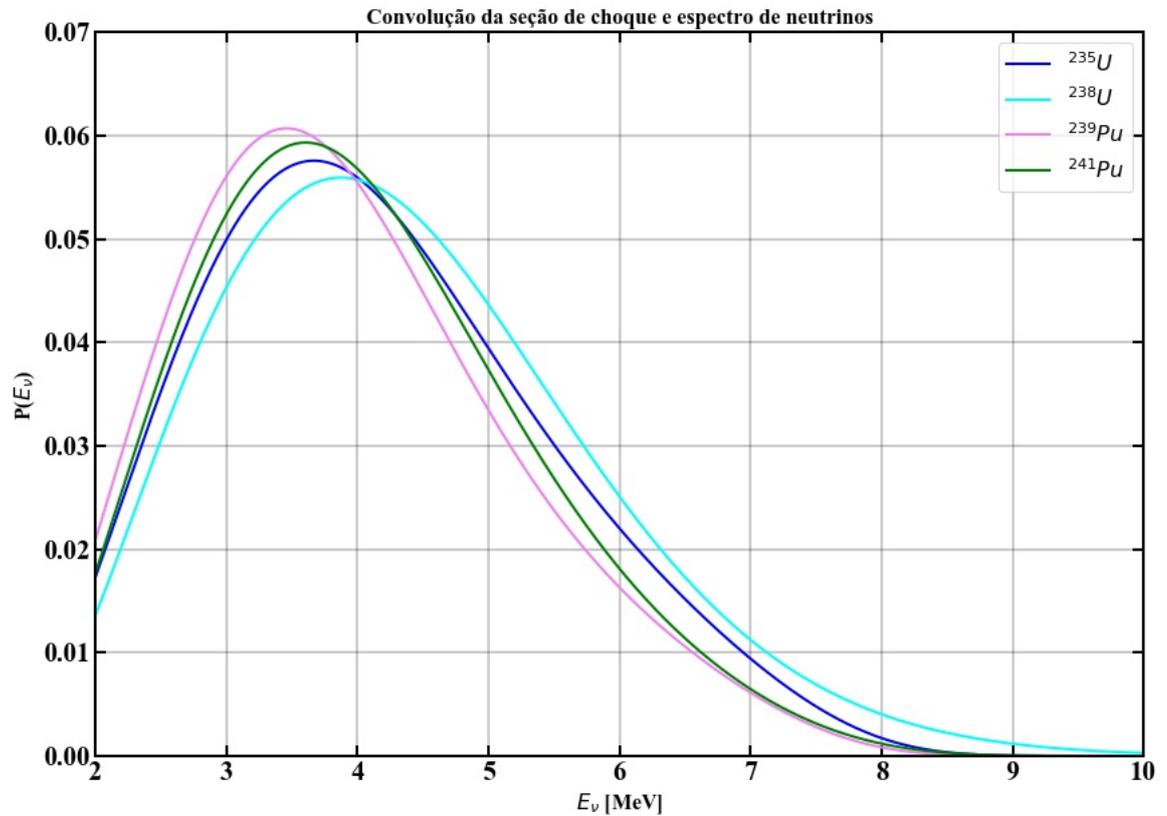


Figura 3.20: Convolução da seção de choque x espectro de neutrinos

pelos fotoelétrons do sinal dado pela figura 3.22 foi desenvolvido com as bibliotecas do Python no Jupyter Notebook a partir do arquivo de saída do GEANT4 (após formatação com ROOT). O valor médio é dado por $\mu_{prompt} = 61,45pe$ com desvio padrão de $\sigma_{prompt} = 36,58pe$. Estes valores serão usados para filtrar candidatos a sinal de *prompt* entre os dados do detector ν -Angra.

Para o sinal de *delay* a simulação ocorreu a partir dos nêutrons de 10keV já simulados dentro do *target* com direção e momento aleatórios. Foram utilizados os mesmos dados da figura 3.11 convertidos em pe para construir a FDP do *delay*. Há um corte em 250pe (10,053MeV) para descartar energias superiores coletadas da captura do nêutron devido a flutuações geradas pela falha da biblioteca do GEANT4, conforme já comentado. O histograma normalizado pelos fotoelétrons do sinal é dado pela figura 3.23. O valor médio é dado por $\mu_{delay} = 87,82pe$ com desvio padrão de $\sigma_{delay} = 59,81pe$.

Uma última distribuição de uma importante propriedade do IBD é o tempo entre os sinais. Apesar de não fazer parte de uma simulação, podemos obter uma FDP a partir da convolução

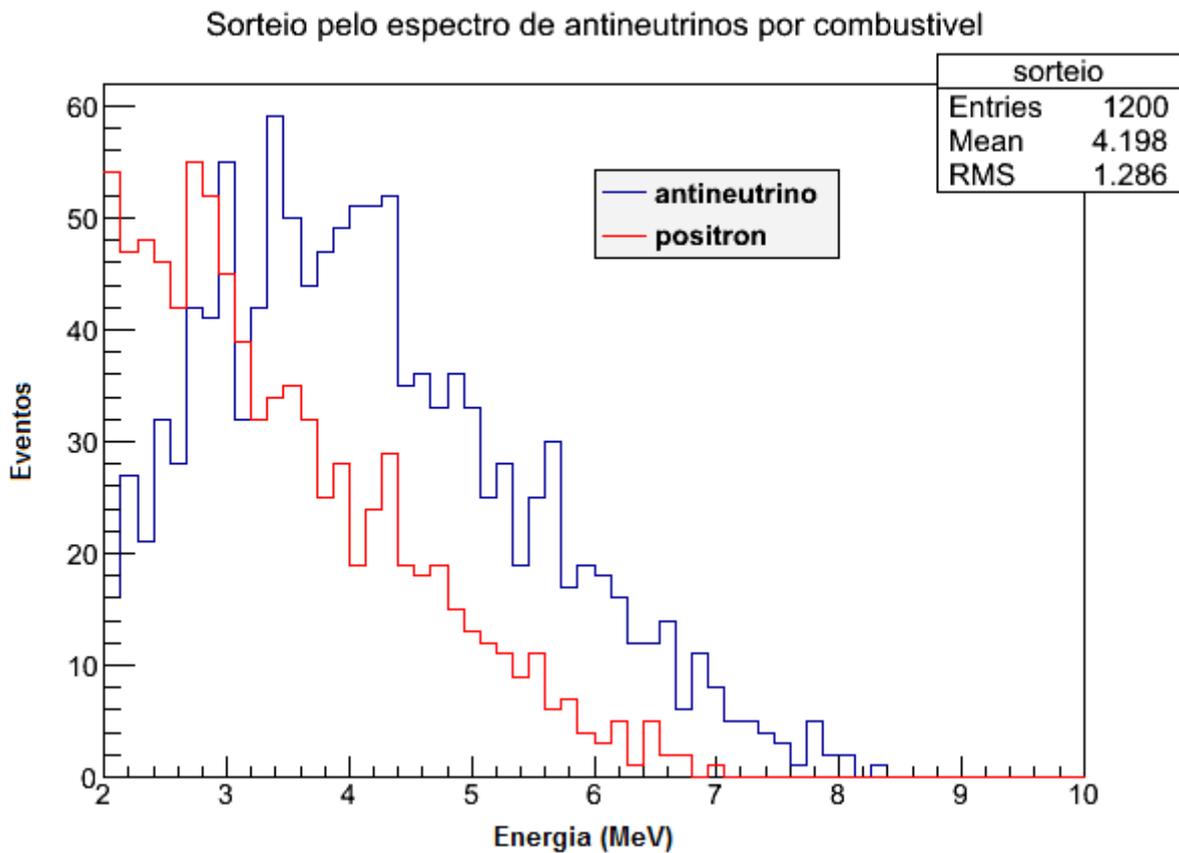


Figura 3.21: Sorteio de valores de energia para simulação do sinal de *prompt* (pósitrons)

da exponencial de tempo de captura do nêutron com a exponencial de *background* com os coeficientes apresentados na tabela 2.2. O resultado da função normalizada pode ser vista na figura 3.24. Vale ressaltar que dados a respeito dos múons entram como *background*. O valor médio é dado por $\tau_{tempo} = 12,7\mu s$ com desvio padrão de $\sigma_{tempo} = 5,0\mu s$. Observe que este valor implica em um ajuste em relação ao tempo característico do critério de corte citado na seção 3.5.5.

3.5.7 Simulação de *stopping muons*

Múons cósmicos podem mimetizar um sinal no detector e ser confundido com um sinal do IBD entre os eventos. Os múons que páram dentro do *target* decaem em um elétron ou pósitron, dependendo da sua carga, mais um neutrino ou antineutrino de múon, mais antineutrino ou neutrino de elétron, respectivamente. Os elétrons (ou pósitrons) do decaimento são conhecidos como elétrons de Michel.

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

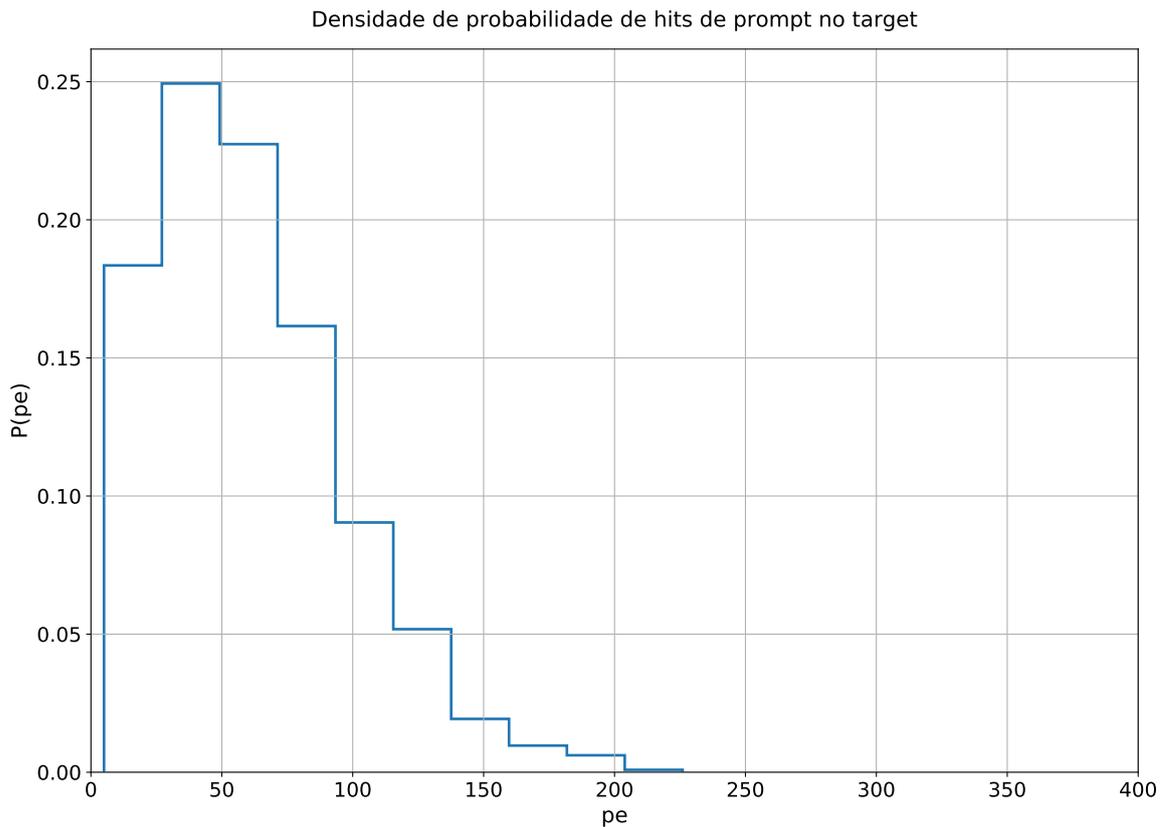
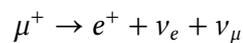


Figura 3.22: Densidade de probabilidade para o sinal de *prompt*



Para simular os elétrons de Michel, usamos uma simulação com múons de energia zero dentro dos limites do *target*, com posição e momento aleatórios. Após o tempo de vida os múons decaem e os elétrons geram radiação Cherenkov. Estes múons com energia zero depositados no *target* são conhecidos como *stopping muons*.

Nesta simulação foram lançados 70000 eventos de *stopping muons* e avaliado os *hits* obtidos. Neste caso, não se aplica as condições de *trigger* e veto, visto que os múons simulados passaram pelo sistema de veto sem serem detectados. A forma do histograma obtido pode ser visto na figura 3.25.

Usando a equação 3.6 e $1 \text{ pe} = 1 \text{ hit}$, a análise da simulação convertida em DUQ corresponde a mesma forma observada e publicada pela colaboração (GONZALEZ, 2019) na figura 2.14. Para efetiva correspondência entre a simulação e os dados extraídos do detector ν -Angra, esta análise também levou em conta a saturação das PMTs, na qual cada PMT se mantém linear até a contagem de 25 *hits* em cada evento. Acima de 25 *hits* em cada PMT, a

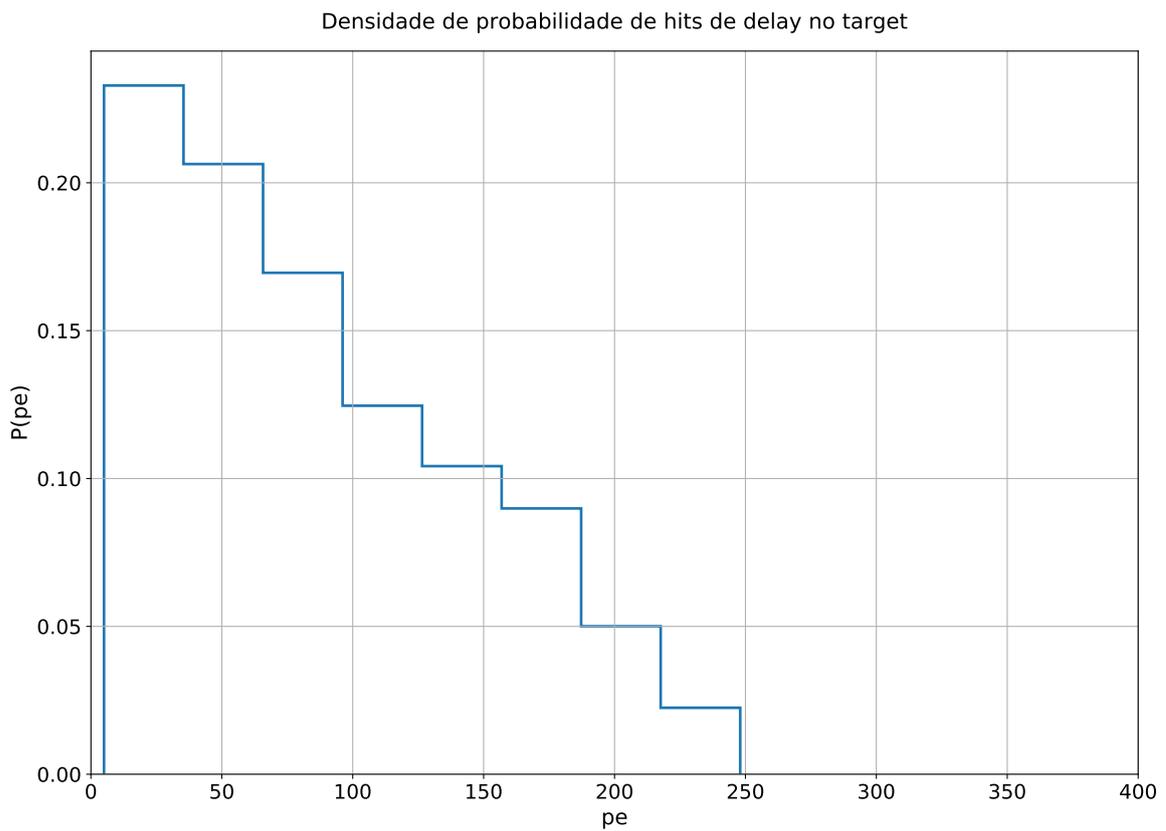
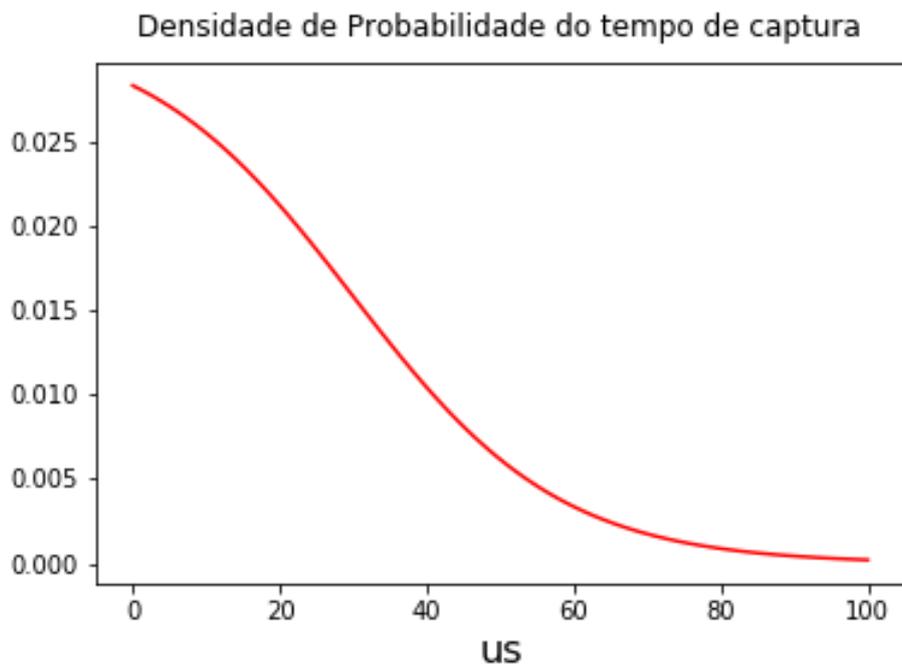
Figura 3.23: Densidade de probabilidade para o sinal de *delay*

Figura 3.24: Densidade de probabilidade para o tempo entre os sinais

simulação deixa de fazer a contagem de modo a considerar que houve a saturação. Esta análise de saturação foi verificada pela equipe de eletrônica da colaboração.

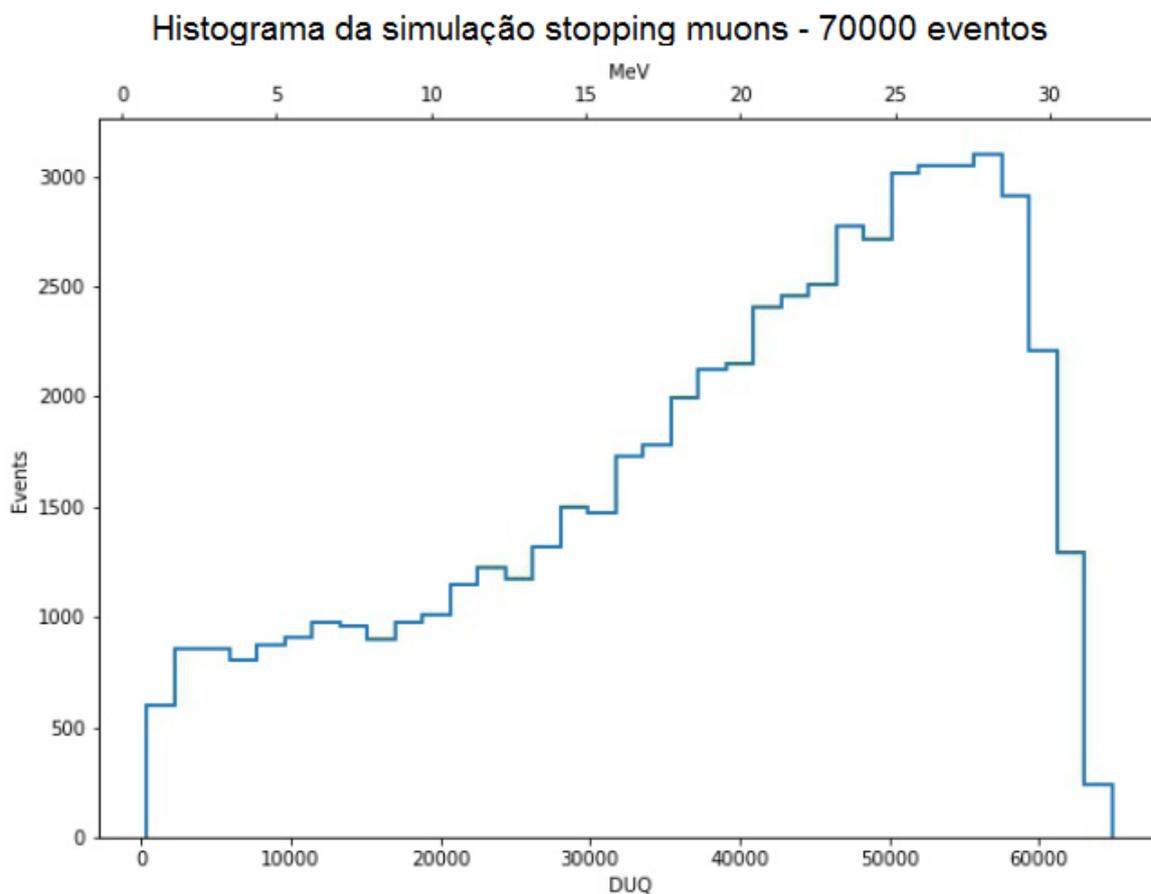


Figura 3.25: Simulação dos elétrons de Michel a partir de *stopping muons*

Podemos observar a aplicação da conversão da unidade de carga (DUQ) em energia (MeV) pela expressão obtida pela reta de calibração da seção 3.5.1. Os eventos registrados tem seu pico em $\sim 28\text{MeV}$ e caem bruscamente em 30MeV . A forma obtida desta análise corresponde ao observado na literatura (COLLABORATION, 2016) que caem bruscamente em 50MeV mas aqui observado em energia menor levando-se em conta a condição de saturação das PMTs.

3.5.8 Simulação de nêutrons de *background*

Trabalhos anteriores trataram sobre a simulação da incidência de partículas sobre o detector e eficiência do veto (NUNES, 2011; SANTOS, 2014). Nesta seção, apresento um estudo detalhado sobre a incidência de nêutrons de *background* que contaminam os dados registrados no detector. Alguns resultados dos trabalhos anteriores serão utilizados aqui e na seção 3.5.9 sobre outras partículas que geram ruídos no detector.

A partir de uma função analítica obtida por Sato e Niita (TATSUHIKO SATO, 2006) por simulações Monte Carlo com código em PHIST usando biblioteca JENDL/HE, o espectro de

nêutrons ao nível do mar (abaixo de 20Km) tem a forma vista na figura 3.26. Podemos observar quatro regiões bem definidas associadas às classes de nêutrons da tabela 2.1: *cold / thermal neutrons* ($10^{-9} - 10^{-6} \text{ MeV}$), *epithermal neutrons* ($10^{-6} - 10^{-1} \text{ MeV}$), *fast neutrons* ($10^{-1} - 20 \text{ MeV}$), *relativistic neutrons* ($20 - 10^4 \text{ MeV}$).

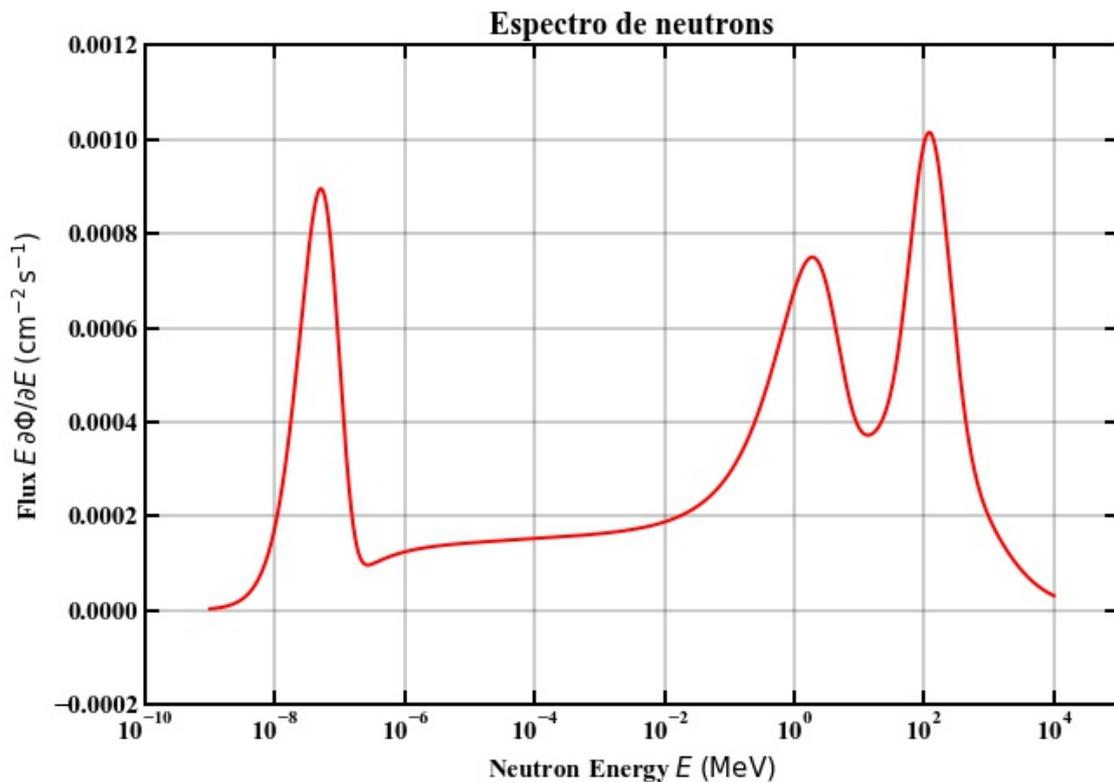


Figura 3.26: Espectro de nêutrons ao nível do mar baseada na função analítica Sato e Niita

Para simulação do *background* de nêutrons, o espectro de cada classe foi separado e simulado individualmente com sorteio da energia de nêutrons dentro da faixa de energia do espectro normalizado. Os limites inferior e superior de corte para quantidade de *hits* na simulação foram 10pe (1,074MeV) e 200pe (8,332MeV), respectivamente. Estes limites foram selecionados para descartar energias muito baixas (abaixo de 1MeV) e energias além da média de desexcitação do gadolínio após termalização do nêutron ($\sim 8 \text{ MeV}$).

3.5.8.1 Cold / Thermal Neutrons

Esta classe de nêutrons possui energia entre $10^{-9} - 10^{-6} \text{ MeV}$ (0,001 – 1eV), conforme pico mais à esquerda observado no espectro da figura 3.26. Os denominados “albedo nêutrons” possuem esta energia e referem-se a nêutrons que incidiram sobre a superfície terrestre, percorreram

um trajeto adentro e foram refletidos (ou retroespalhados) para fora da superfície novamente. A palavra albedo tem origem latina e significa “brancura”. São de natureza cósmica.

Para simulação, foi separada região da faixa de energia do espectro e normalizado de modo a fazer o sorteio com a probabilidade dada pela FDP (ver figura 3.27). Foram sorteados 40000 valores de energia por um código desenvolvido em ROOT e na simulação em GEANT4 os valores foram lidos, atribuídos à partícula do tipo nêutron, com momento aleatório e posição aleatória na casca externa do detector, de modo que seu momento esteja apontando para dentro do detector. Este processo foi elaborado desta forma para diminuir o tempo de processamento e tamanho de arquivo descartando nêutrons que escapariam da incidência na área do detector.

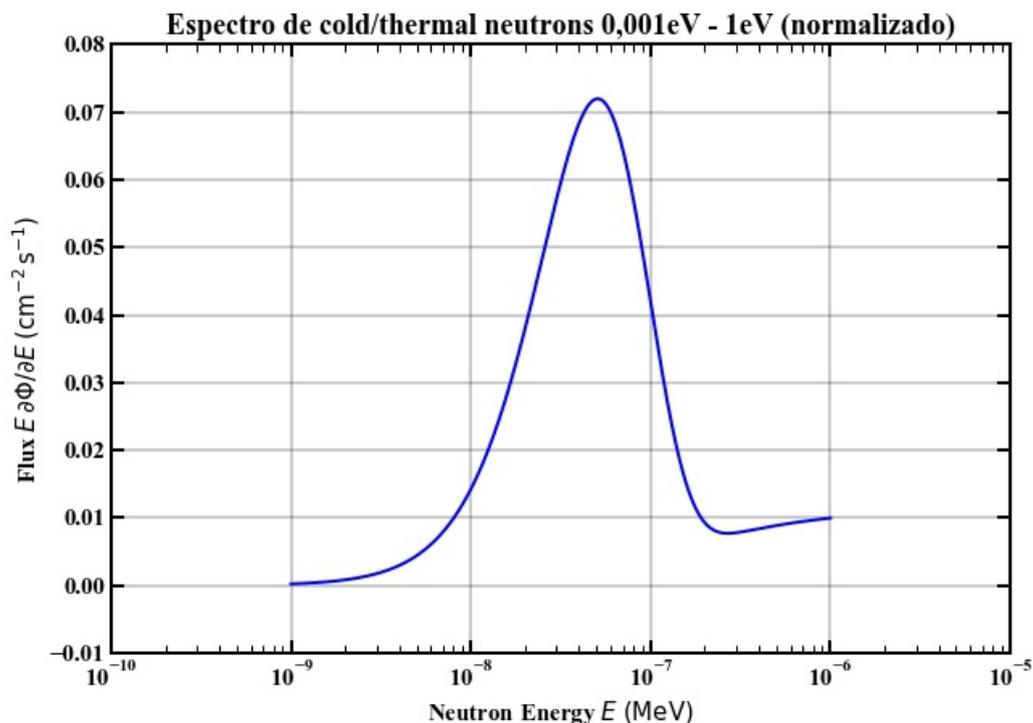


Figura 3.27: Espectro de *Cold / Thermal neutrons* normalizado

O resultado da quantidade de nêutrons detectados pode ser visualizado na figura 3.28, onde foram separados em dois tipos de detecção de sinal: sinal antes da captura do nêutron pelo gadolínio e sinal após a captura do nêutron. O primeiro sinal mimetiza um sinal de *prompt* e o segundo tipo de sinal mimetiza o *delay*. Nesta classe encontramos que 1,46% dos nêutrons incidentes geraram sinal e somente após a termalização (*delay*). A detecção de 1 único sinal antes da captura (*prompt*) não tem representação significativa.

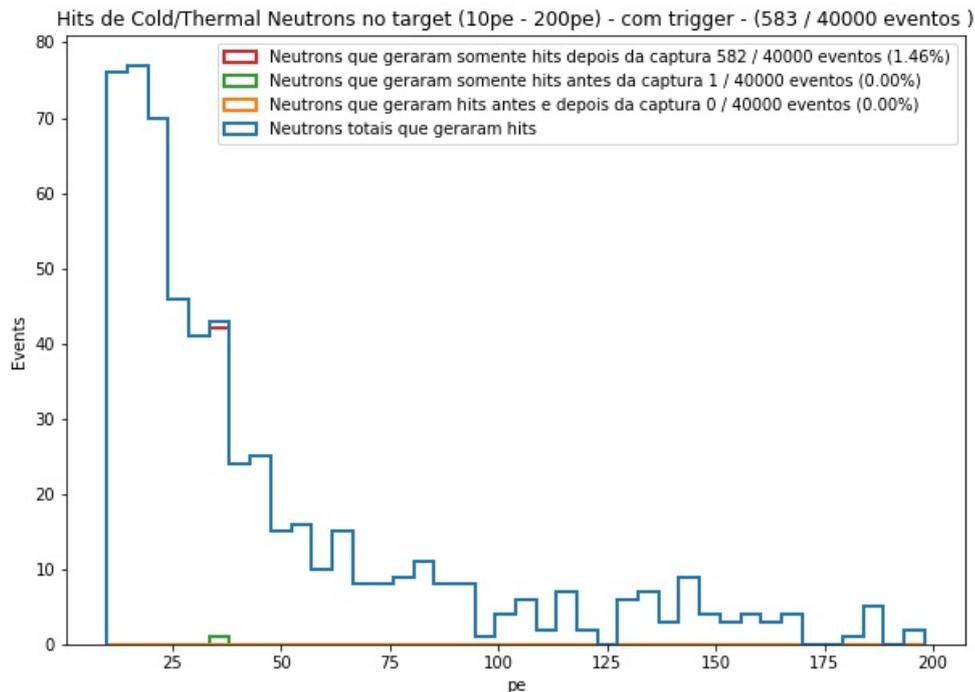


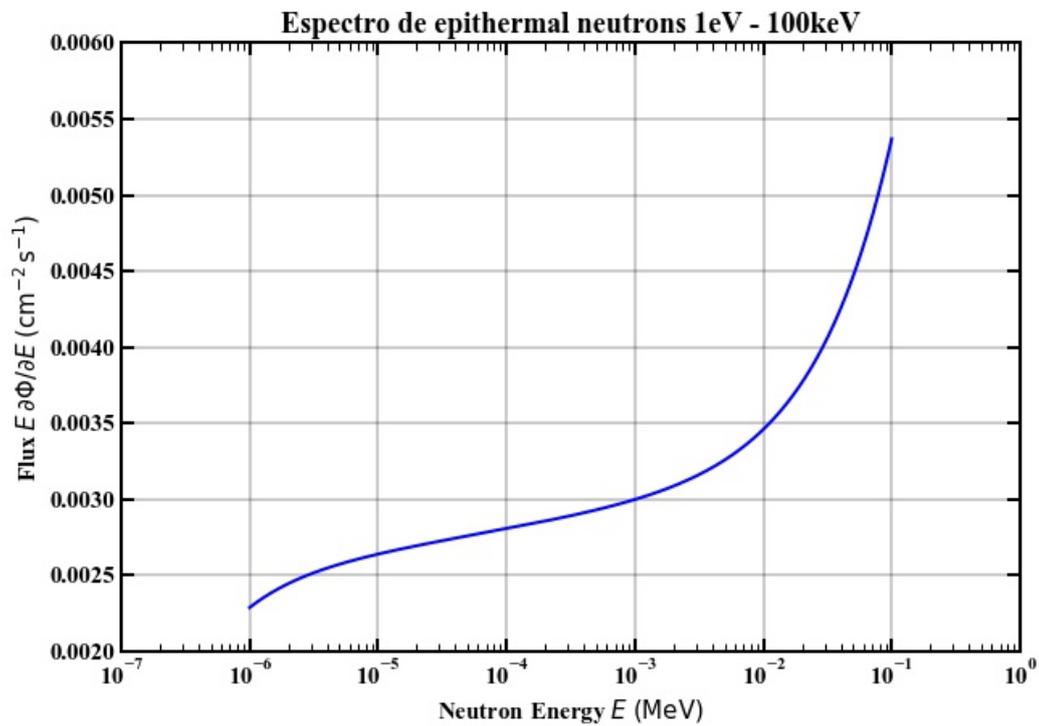
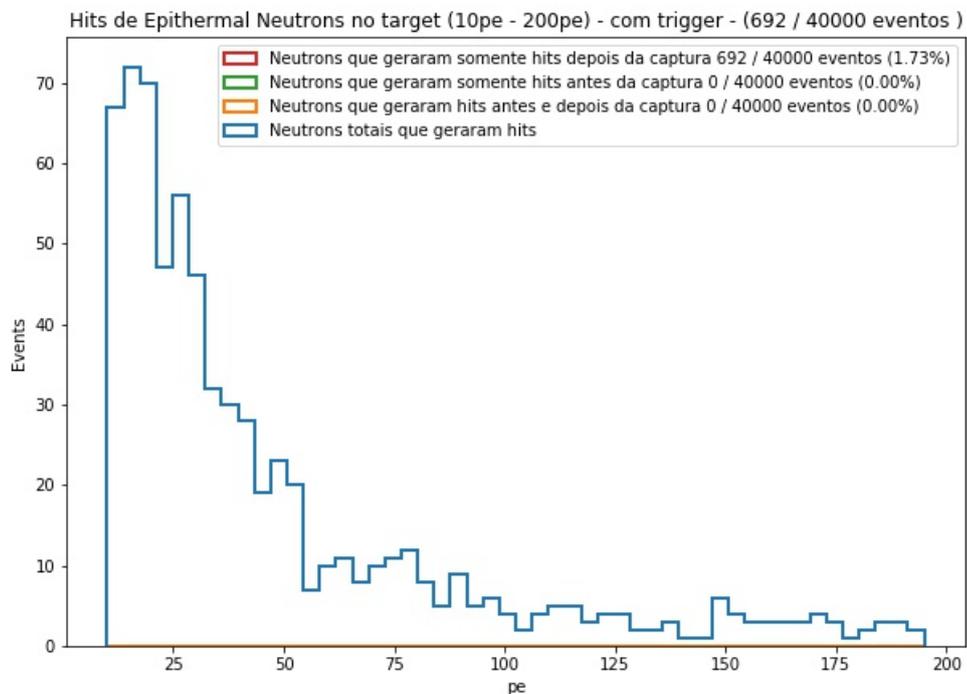
Figura 3.28: Simulação de *Cold / Thermal neutrons* no detector

3.5.8.2 *Epithermal Neutrons*

Esta classe de nêutrons possui energia entre $10^{-6} - 10^{-1} \text{MeV}$ (1eV – 100keV), observado no espectro da figura 3.26 como a região do “platô”. Fontes de espalação de nêutrons são responsáveis por esta classe de energia, também conhecida como *intermediate neutrons* (nêutrons intermediários). Na simulação de nêutrons relacionados ao IBD, usamos energia dentro desta região pois está mais próxima da termalização.

Para simulação como *background*, a região desta faixa de energia do espectro foi separada e normalizada para fazer o sorteio com a probabilidade dada pela FDP (ver figura 3.29). Foram sorteados 40000 valores de energia e atribuídos na simulação à partícula do tipo nêutron, com momento aleatório e posição aleatória na casca externa do detector, de modo que seu momento esteja apontando para dentro do detector.

O resultado da quantidade de nêutrons detectados pode ser visualizado na figura 3.30. Nesta classe encontramos que 1,73% dos nêutrons incidentes geraram sinal e somente após a termalização (*delay*). Não houve sinal antes da captura (*prompt*).

Figura 3.29: Espectro de *Epithermal neutrons* normalizadoFigura 3.30: Simulação de *Epithermal neutrons* no detector

3.5.8.3 *Fast Neutrons*

Esta classe de nêutrons possui energia entre 10^{-1} – 20MeV, referente ao 2º pico da esquerda para direita observado no espectro da figura 3.26. Processos de evaporação nuclear geram nêutrons nesta classe de energia. Neste processo, o núcleo atômico pode decair através da emissão de nêutrons, prótons ou núcleos mais leves (partículas alfa), semelhante ao resfriamento de um fluido por evaporação.

Para simulação como *background*, como nos outros casos, a região desta faixa de energia do espectro foi separada e normalizada para fazer o sorteio com a probabilidade dada pela FDP (figura 3.31). Foram sorteados 40000 valores de energia e atribuídos na simulação à partícula do tipo nêutron, com momento aleatório e posição aleatória na casca externa do detector, de modo que seu momento esteja apontando para dentro do detector.

O resultado desta classe está na figura 3.32 e apresenta um diferencial: há *hits* antes da captura do nêutron pelo gadolínio e *hits* após a captura do nêutron. Neste caso, separamos em 3 tipos de eventos: aqueles que geraram falso *prompt* e *delay* (0,10%), os que mimetizaram somente *prompt* (0,57%) e aqueles que geraram somente falso *delay* (3,04%). Os eventos mais importantes apurados são os que geraram os dois sinais correlacionados (falsos pares *prompt* / *delay*) pois estes são os que mimetizam um IBD completo. Os falsos *prompt* e *delay* para eventos independentes devem ser analisados em pares de eventos espúrios.

3.5.8.4 *Relativistic Neutrons*

Esta classe de nêutrons possui energia entre 20MeV – 10GeV, referente ao 3º pico da esquerda para direita observado no espectro da figura 3.26. Processos de pré-equilíbrio e cascata intranuclear geram nêutrons nesta classe de energia. O excesso de nêutrons em núcleos pesados com colisões entre núcleons do mesmo tipo é decorrente do maior caminho livre para nêutrons do que prótons, de modo que a maior emissão para obter o equilíbrio nuclear, seja de nêutrons de alta energia.

Para simulação, como nos outros casos, a região desta faixa de energia do espectro foi separada e normalizada para fazer o sorteio com a probabilidade dada pela FDP (figura 3.33). Foram sorteados 40000 valores de energia e atribuídos na simulação à partícula do tipo nêutron, com momento aleatório e posição aleatória na casca externa do detector, de modo que seu momento esteja apontando para dentro do detector.

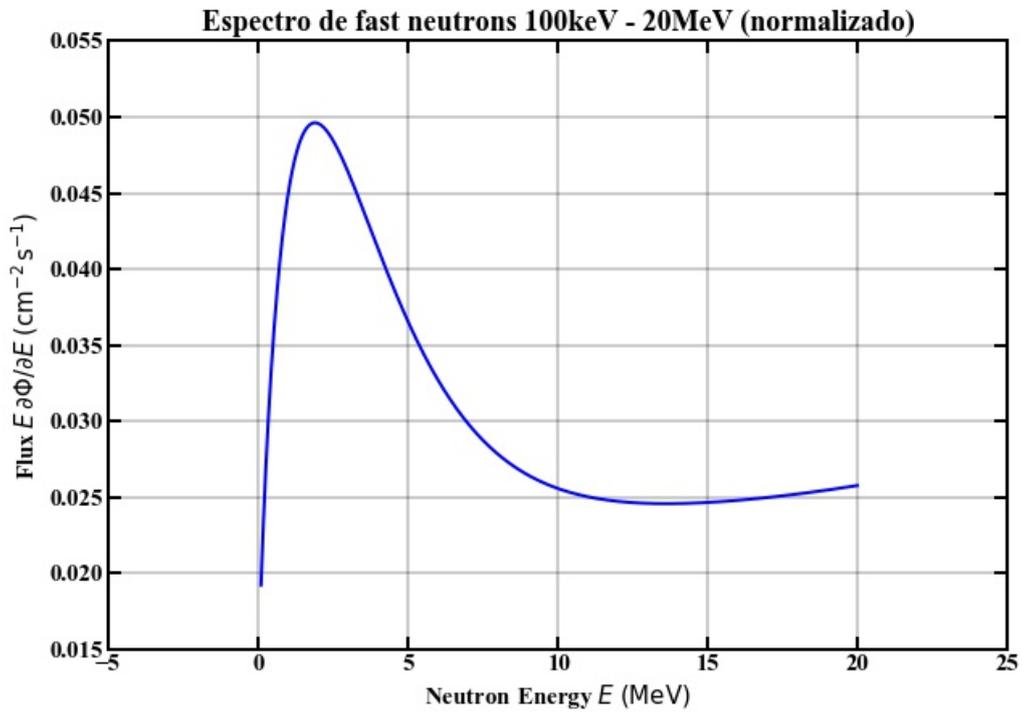


Figura 3.31: Espectro de *fast neutrons* normalizado

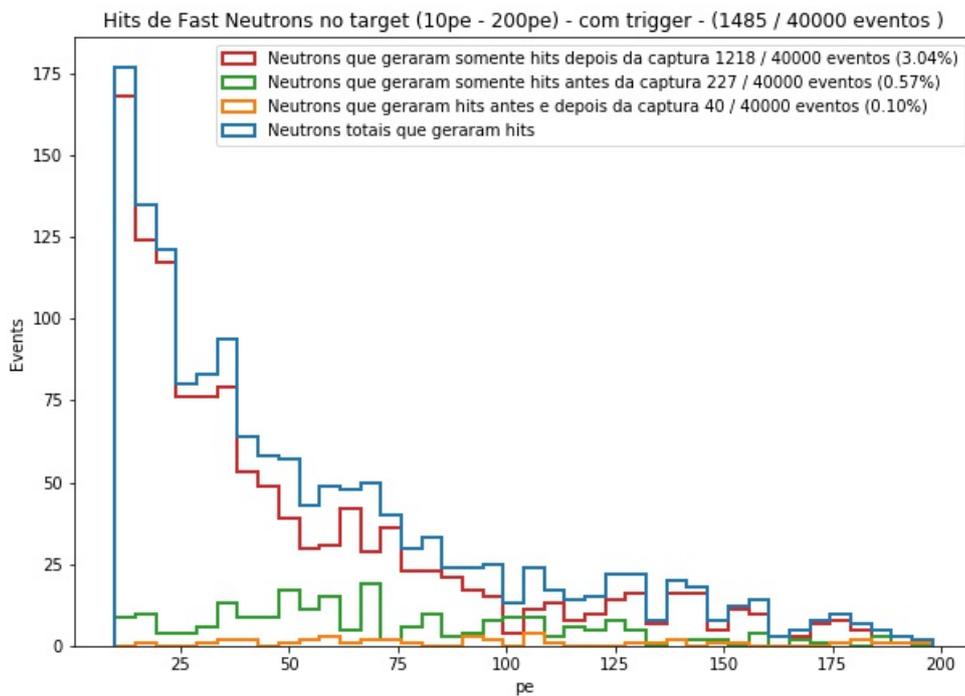


Figura 3.32: Simulação de *fast neutrons* no detector

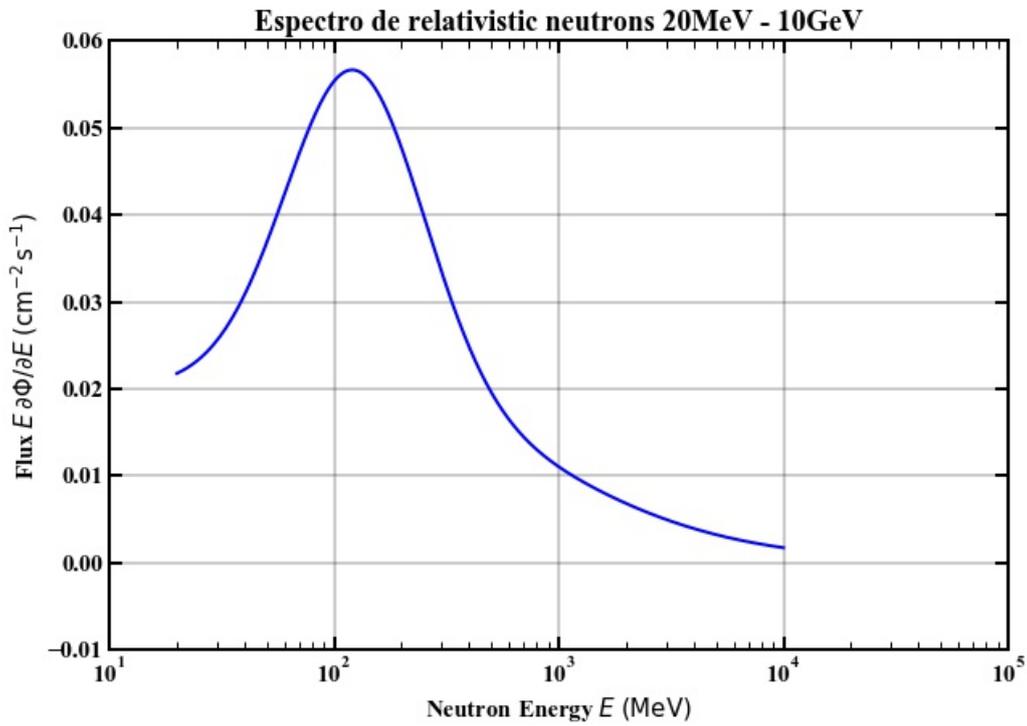


Figura 3.33: Espectro de *relativistic neutrons* normalizado

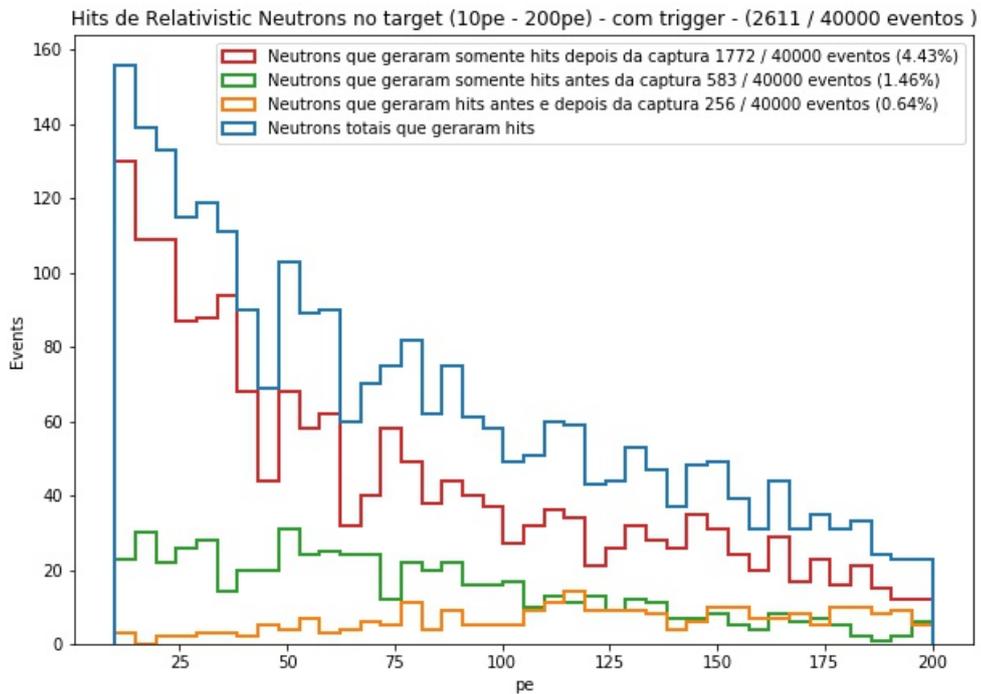


Figura 3.34: Simulação de *relativistic neutrons* no detector

Tabela 3.2: Eventos apurados de nêutrons de todo espectro

Nêutrons disparados	160000 eventos	
Detectados	5371 eventos	3,36%
Frequência de incidência	2112,8 Hz	1,83 x 10 ⁸ /dia
<i>prompt</i> (antes da captura)	811 eventos	0,51%
<i>delay</i> (após a captura)	4264 eventos	2,67%
<i>prompt</i> / <i>delay</i> (eventos antes e após)	296 eventos	0,19%
Pares correlacionados (<i>prompt</i> / <i>delay</i>)	4,01434 Hz	3,47 x 10⁵ /dia

O resultado desta classe está na figura 3.34 é de máxima produção: há *hits* antes da captura do nêutron pelo gadolínio e *hits* após a captura do nêutron. Eventos que geraram falso *prompt* e *delay* totalizam 0,64%, os que mimetizaram somente *prompt* representam 1,46% e aqueles que geraram somente falso *delay* chegam a 4,43%. Como relatado acima, os eventos mais importantes apurados são os que geraram os dois sinais correlacionados e eventos independentes devem ser analisados como pares de eventos espúrios (não correlacionados).

3.5.9 Análise do resultado para todo espectro de nêutrons

Os resultados individuais das quatro regiões estão relacionados ao *background* de contaminação dos dados por nêutrons externos sob todo o espectro. Somando os eventos detectados considerando uma área de incidência dos nêutrons externos como 221820 cm² e 86400 s/dia obtemos a tabela 3.2.

Os pares apurados na tabela 3.2 são referentes a nêutrons que geraram sinal antes e após a captura. Estes nêutrons mimetizam completamente um processo IBD e são eventos correlacionados. Contudo, eventos que geraram sinal somente antes ou somente após a captura podem falsear um par desde que estejam dentro da janela de tempo de 42μs. O cálculo da taxa de eventos espúrios (não-correlacionados) é dado pela equação 3.12.

$$R_A = 2 \cdot R_u \cdot R_v \cdot \Delta t \quad (3.12)$$

onde R_u é uma taxa de um tipo de distribuição de partícula, R_v é taxa de outra distribuição de partícula e Δt é a janela de tempo entre os dois sinais. Combinando em 3 distribuições diferentes do nêutron como *prompt* x *prompt*, *prompt* x *delay* e *delay* x *delay*, obtemos a tabela 3.3.

Tabela 3.3: Eventos espúrios referente a diferentes sinais de nêutrons

Espúrios <i>prompt x prompt</i>	$9,750 \times 10^{-3}$ Hz	$8,42 \times 10^2$ /dia
Espúrios <i>prompt x delay</i>	$5,106 \times 10^{-2}$ Hz	$4,41 \times 10^3$ /dia
Espúrios <i>delay x delay</i>	$2,673 \times 10^{-1}$ Hz	$2,31 \times 10^4$ /dia
Total	$3,281 \times 10^{-1}$ Hz	$2,83 \times 10^4$ /dia

Tabela 3.4: Representação de nêutrons externos em relação a taxa de pares coletados

Taxa de pares coletados no detector ν-Angra	$5,18 \times 10^6$ /dia	
Total por pares correlacionados	$3,47 \times 10^5$ /dia	6,69 %
Total por pares espúrios	$2,83 \times 10^4$ /dia	0,55 %
Total Geral	$3,75 \times 10^5$ /dia	7,24 %

As taxas totais de contaminação que os pares por incidência dos nêutrons externos correlacionados e não-correlacionados representam em relação à taxa de pares coletados no detector ν -Angra estão dispostos na tabela 3.4.

3.5.10 Eventos espúrios de outras partículas como *background*

Os estudos de *background* dos eventos por outras partículas foram desenvolvidos em outros trabalhos (NUNES, 2011; SANTOS, 2014). Nos eventos espúrios calculados em (SANTOS, 2014) levou-se em conta a frequência de pares não-correlacionados em relação à taxa de múons como sinal de *prompt*. Neste trabalho, o estudo detalhado da incidência de nêutrons externos foi dado em relação ao espectro mais refinado dado pela função analítica de Sato e Niita (TATSUHIKO SATO, 2006). Assim a frequência de nêutrons detectados modifica a previsão anterior. Além do mais, recalculo aqui os percentuais de eventos espúrios, não somente em relação ao múon como *prompt*, mas de outras partículas que podem falsear o sinal de *prompt* (múons, pósitrons, fótons e nêutrons antes da captura) e relacioná-las com as partículas que podem falsear o sinal de *delay* (prótons, píons, pósitrons, fótons, múons e nêutrons após a captura).

Na simulação dos nêutrons nas seções anteriores, a frequência obtida já está considerando o veto na detecção dos eventos. Usando as frequências obtidas em (NUNES, 2011; SANTOS, 2014) para as demais partículas um cálculo de regressão pode ser feito para obter a eficiência do sistema de veto. Usando a equação 3.12, com R_u sendo a partícula que simula o *prompt* e R_v a partícula que simula o *delay*, calcula-se a taxa de incidência de eventos espúrios

Tabela 3.5: Cálculo dos eventos espúrios (R_a) entre partículas incidentes no detector [pe/dia] (Apenas a coluna frequência está em [pe/s])

	Frequência	Múons	Pósitrons	Fótons	Nêutrons
Prótons	$0,44 \pm 0,09$	$(6 \pm 1) \times 10^{-1}$	(9 ± 2)	$(3,2 \pm 0,7) \times 10^2$	$(2,7 \pm 0,6) \times 10^1$
Píons	$0,048 \pm 0,004$	$(7,4 \pm 0,7) \times 10^{-2}$	$(9,7 \pm 0,9) \times 10^{-1}$	$(3,5 \pm 0,3) \times 10^1$	$(2,9 \pm 0,3)$
Pósitrons	158 ± 48	$(2,4 \pm 0,7) \times 10^2$	$(3 \pm 1) \times 10^3$	$(1,2 \pm 0,3) \times 10^5$	$(1,0 \pm 0,3) \times 10^4$
Fótons	5700 ± 1100	$(9 \pm 2) \times 10^3$	$(1,2 \pm 0,2) \times 10^5$	$(4,2 \pm 0,8) \times 10^6$	$(3,4 \pm 0,6) \times 10^5$
Múons	12 ± 1	$(1,8 \pm 0,2) \times 10^1$	$(2,4 \pm 0,3) \times 10^2$	$(9 \pm 1) \times 10^3$	$(7,2 \pm 0,8) \times 10^2$
Nêutrons	$62,5 \pm 0,1$	$(9,6 \pm 0,3) \times 10^1$	$(1,3 \pm 0,1) \times 10^3$	$(4,6 \pm 0,1) \times 10^4$	$(2,8 \pm 0,1) \times 10^4$

Tabela 3.6: Percentuais em relação a taxa de *trigger* de pares diários

	Múons	Pósitrons	Fótons	Nêutrons
Prótons	0,00%	0,00%	0,01%	0,00%
Píons	0,00%	0,00%	0,00%	0,00%
Pósitrons	0,00%	0,06%	2,22%	0,18%
Fótons	0,17%	2,22%	80,06%	6,62%
Múons	0,00%	0,00%	0,17%	0,01%
Nêutrons	0,00%	0,02%	0,88%	0,55%

(R_A) apresentado na tabela 3.5, já convertidos para taxa diária. A coluna de frequência ³ foi inserida como base para os cálculos e está em [pe/s]. As células em destaques referem-se aos valores fixados dos eventos de nêutrons simulados nas seções anteriores e serviu de base para o cálculo dos demais eventos.

A taxa diária de pares verdadeiros esperados em relação ao total de pares de eventos detectados é de 0,13% (equação 2.6)⁴. Os pares correlacionados de nêutrons representam 6,69% do total e os espúrios 0,55%. Considerando que os demais eventos são calculados como espúrios, temos que estes pares devem perfazer no máximo em $100,00 - 0,13 - 6,69 = 93,18\%$. Tomando como base o percentual de eventos espúrios de nêutrons e usando uma eficiência de veto de 98,24%⁵, calcula-se os percentuais de eventos espúrios das demais partículas até um total de 93,17%, obtendo a tabela 3.6.

³Considerado um corte na faixa de 10-200pe/s

⁴Este percentual está de acordo com a taxa de 120,9Hz para frequência de eventos com corte entre 10 – 200pe (ou 60,45Hz para frequência de pares). Dados de 24/08/2020 a 28/08/2020.

⁵A eficiência de veto foi estimada em (SANTOS, 2014) para incidências de múons

Observa-se que a maior contaminação deve-se a eventos fótons x fótons seguido por nêutrons x fótons na configuração *prompt x delay*.

Capítulo 4

Eficiência do Detector Neutrinos-Angra

4.1 Estudo da eficiência do detector

4.1.1 Critérios de corte obtidos com a simulação

Na seção 2.6 foi demonstrado que a eficiência intrínseca atual do detector ν -Angra é dada por $\epsilon = 0,13\%$. Este valor é muito baixo devido à grande quantidade de eventos que o detector registra, mesmo com o sistema de *trigger* em funcionamento. As simulações efetuadas com o GEANT4 resultaram em critérios de corte que podem ser aplicados nos eventos registrados e diminuir os pares de eventos candidatos a IBD. Estes critérios estarão diminuindo o *background* melhorando a razão sinal/ruído e aumentando a eficiência do detector.

Os critérios de corte (seção 3.5.5) são:

- *prompt*: utilizar a função passa-banda para atribuir pesos estatísticos aos eventos candidatos;
- *delay*: utilizar eventos com energias entre 1,60MeV e 7,12MeV com acionamento de 25 ou mais PMTs;

Além destes critérios obtidos, também foram reproduzidas três FDPs: *prompt*, *delay* e tempo (seção 3.5.6). Os dois primeiros vieram de dados do simulador e o terceiro a partir de dados do detector.

Ao aplicar estes resultados nos dados coletados pelo detector, três abordagens serão tratadas aqui: (i) uma análise direta para seleção *prompt/delay*; (ii) um teste de hipótese χ^2 para *prompt/delay/tempo*; (iii) uma análise ON/OFF para os sinais *prompt/delay*. A primeira é uma

aplicação dos critérios de corte relacionado a uma seleção de candidatos *prompt/delay*. A segunda é um teste de hipótese baseado em valores médios e graus de liberdade para eliminar ruídos e comparar com a eficiência sem os cortes. A terceira utiliza os FDPs e o teste de hipótese χ^2 para verificar dois períodos de coleta (ON e OFF) e observar variações.

4.2 Análise direta para seleção *prompt/delay*

A análise mais simples que pode ser feita nos dados adquiridos no detector ν -Angra é a contagem direta de eventos candidatos a *prompt* e eventos candidatos a *delay*. Esta contagem deve levar em consideração uma região de valores de energia para o *prompt* e uma região de valores de energia e uma janela de tempo entre os dois eventos. Os *runs* utilizados nesta análise são de 2020, por já estarem pré-processados em arquivos formatados com as cargas das PMTs integralizadas.

Para os eventos candidatos a *prompt* foi utilizada a função passa-banda (figura 3.8) de modo a atribuir pesos estatísticos para energias entre 25pe e 100pe (1,65 – 4,51MeV) e entre 225pe e 350pe (9,29 – 14,06MeV). Para os candidatos a *delay*, tomamos os critérios de energia entre 1,60MeV e 7,12MeV para eventos não saturados com pelos menos 25PMTs acionadas, conforme descrito na seção 4.1. Além disso, somente foram considerados eventos com janela de tempo entre $8\mu\text{s}$ e $50\mu\text{s}$. O resultado é visto na figura 4.1. A média e o desvio padrão para uma distribuição poissoniana é $(\mu, \sigma = \sqrt{\mu})$ (LEO, 1994).

Temos um corte brusco para eventos de *prompt* para não selecionar baixas energias (ruídos), ao contrário do eventos de *delay* que podem ocorrer em energias mais baixas, desde que acionem no mínimo 25PMTs. Se o detector usasse líquido cintilador, teríamos eventos de *prompt* sendo coletados na região de 1MeV e deveríamos incluir baixas energias para estes eventos.

A média diária de eventos com carga não saturada no período de atividade do reator Angra II (ON) de 24/08/2020 a 28/08/2020 é da ordem de $1,05 \cdot 10^7$ ($\sim 122\text{Hz}$)¹, ou seja, $5,25 \cdot 10^6$ pares/dia. Destes temos que entre eventos *prompt + delay* a média diária é de 4280 ± 23 pares.

Usando a estimativa de eventos de IBD levantados na seção 2.6 com os filtros de eventos aplicados, temos que a eficiência intrínseca do detector por esta análise é:

¹Eventos não-saturados e sem cortes

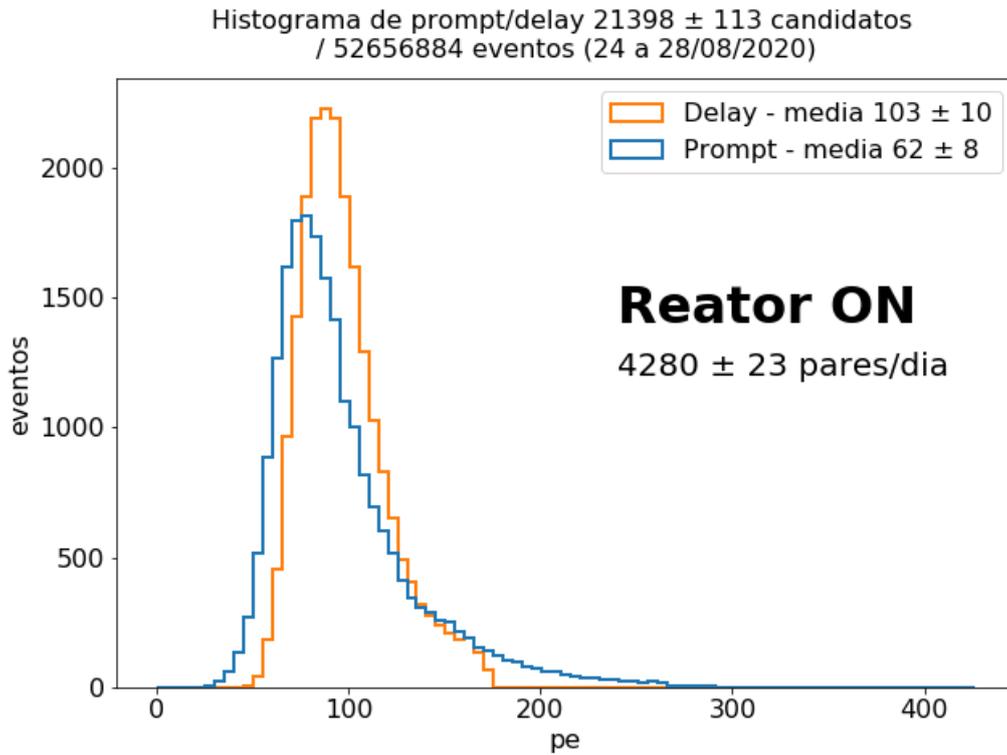


Figura 4.1: Eventos candidatos a *prompt* e *delay* pelos critérios obtidos nas simulações com reator ON

$$\epsilon_{intr} = \frac{4280}{5,25 \cdot 10^6} = 0,08\% \quad (4.1)$$

O percentual em relação aos pares estimados é:

$$\frac{4280}{6610} = 64,75\% \quad (4.2)$$

De modo que a contagem dos pares pelos critérios adotados estão subestimados em relação aos pares diários estimados.

Para verificar se estes pares candidatos estão relacionados a antineutrinos provenientes do reator, devemos comparar com um período de inatividade do reator (OFF). Seleccionamos o período entre 29/06/2020 e 03/07/2020 do qual obtemos 4257 ± 23 pares/dia. O resultado é visto na figura 4.2. Observe pela figura 4.3 que os dois períodos proporcionaram a mesma contagem de candidatos. O esperado seria uma quantidade superior com reator ON.

Como medida de avaliação detalhada, procuramos por variações significativas na contagem de candidatos antes da inatividade do reator, durante e após o reinício da atividade. A figura 4.4 apresenta a contagem diária entre 15/06/2020 a 28/08/2020. Durante este período,

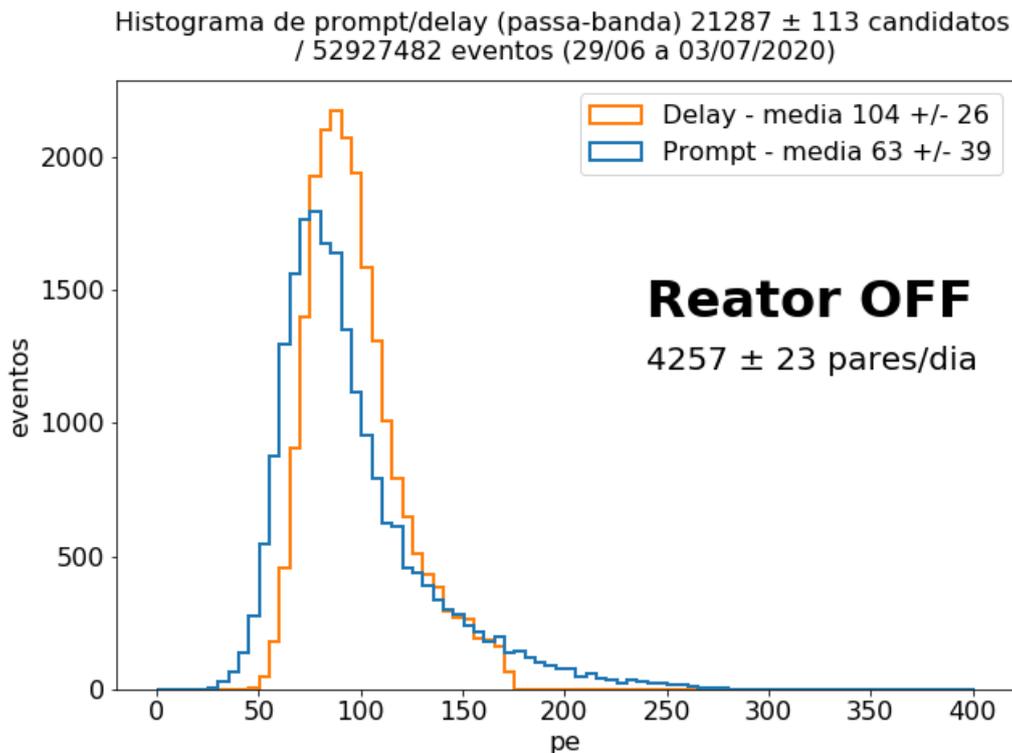


Figura 4.2: Eventos candidatos a *prompt* e *delay* pelos critérios obtidos nas simulações com reator OFF

o reator esteve inativo entre 22/06/2020 a 17/08/2020. Os pontos azuis constituem pares sem passar pelo critério do *prompt*, apenas pelos critérios do *delay*. Os pontos vermelhos e verdes estão com critério adicional no *prompt*, pelo passa-banda e por corte em 3 - 10MeV, respectivamente. Entretanto, não foi possível detectar variação entre os períodos ON e OFF e confirmar que os sinais são provenientes do IBD e consequentemente dos antineutrinos do processo de fissão nuclear do reator.

4.3 Análise *prompt/delay/tempo* com teste de hipótese χ^2

O teste de hipótese de χ^2 é um teste estatístico não paramétrico proposta por Karl Pearson (1857-1936) que tem o objetivo de verificar a dispersão para duas ou mais variáveis categóricas e avaliar as possíveis divergências entre as frequências observadas para demonstrar o grau de probabilidade que qualquer diferença ocorra ao acaso. Através do teste deve-se evidenciar se há ou não diferenças significativas nas distribuições de diferentes amostras a partir das variáveis observadas.

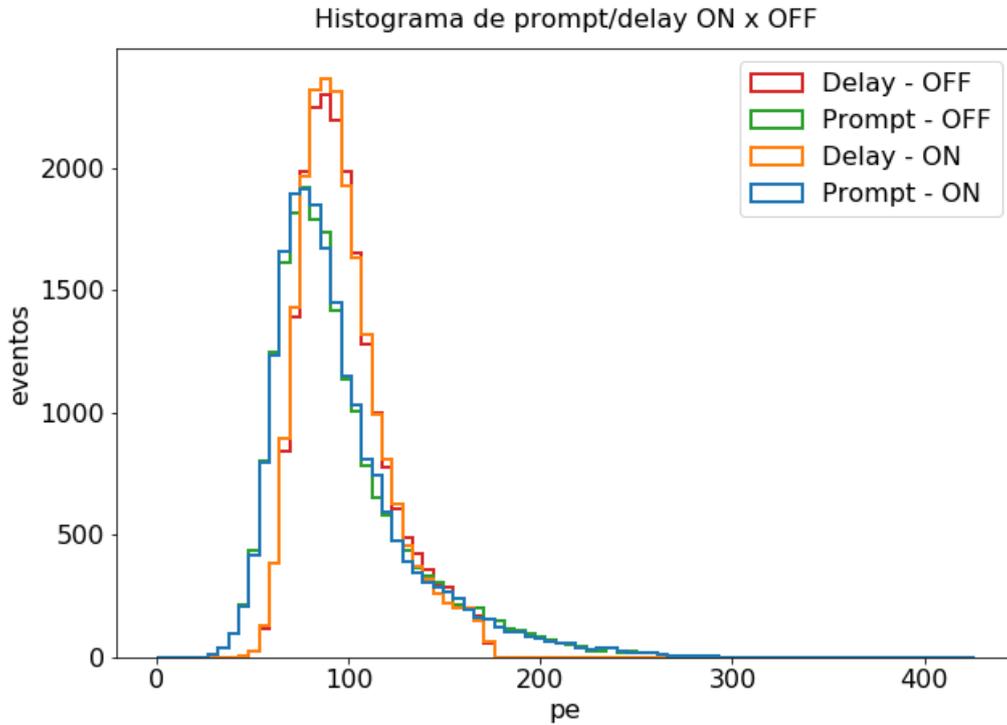


Figura 4.3: Comparação de eventos *prompt* e *delay* com reator ON x OFF

A medida das diferenças entre frequências observadas é dada por (JANILSON P. ASSIS ROBERTO P. SOUZA, 2020):

$$\chi_{teste}^2 = \frac{\sum_{i=1}^k (f_o - f_e)^2}{f_e} \quad (4.3)$$

onde f_o é a frequência observada e f_e é a frequência esperada.

Os procedimentos para realização do teste de hipótese são:

- Calcular a somatória dos desvios entre as variáveis observadas e esperadas (χ^2);
- Determinar o grau de liberdade (gl) da hipótese a testar;
- Determinar o nível de significância que é o risco de rejeitar uma hipótese verdadeira. Usualmente, estipula-se 5%;
- Comparar a estatística calculada χ^2 pelo valor crítico tabelado de uma distribuição com gl determinado;

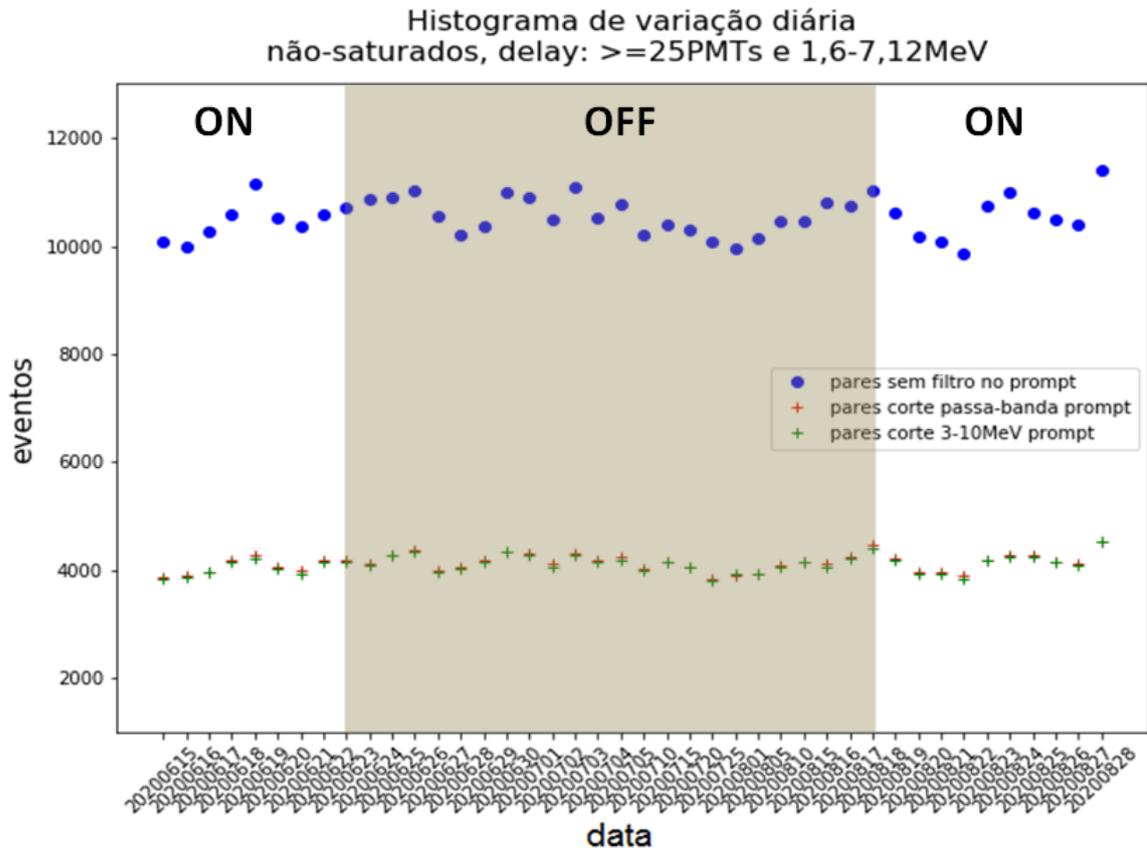


Figura 4.4: Período de eventos candidatos *prompt* e *delay* com reator ON x OFF x ON

- Aceitar ou não a hipótese nula (H_0 – não há diferença entre distribuições; H_1 – há diferença): se o evento excede o valor crítico de χ^2 temos a hipótese nula (H_0).

Para os dados analisados do detector ν -Angra, as variáveis relacionadas com a observação são energia de *prompt*, energia de *delay* e tempo entre eventos. Os valores esperados (f_e) foram obtidos através das FDPs (figuras 3.22, 3.23 e 3.24) pelos dados da simulação descrita na seção 3.5.6.

Temos assim $\mu_{prompt} = 61,45pe$, $\mu_{delay} = 87,82pe^2$ e $\tau_{tempo} = 12,7\mu s$ como valores esperados, sendo que tomamos o grau de liberdade em $gl = 3$. Usando o nível de significância fixado em 5% encontramos o valor crítico de χ^2 em 7,815 (ANA PAULA A. CORREA E. QUEIROZ, 2016; WILTON DE O. BUSSAB, 2022).

Como resultado, temos 3 histogramas para selecionar os eventos que satisfaçam as condições separadamente: *prompt* (figura 4.5), *delay* (figura 4.6) e tempo (figura 4.7). Esta análise de eventos é executada em 3 períodos diferentes registrados pela NDAQ com o intuito de ob-

²A parte fracionária indica o valor médio para as análises, mas para contagem de fotoelétrons temos sempre valores inteiros

servar como se comportam as distribuições durante um período de inatividade (OFF) com dois períodos de atividade (ON) do reator (veja detalhes sobre ON/OFF na seção 4.4). Vemos que a média das três distribuições giram em torno da média de cada observável nos três períodos apurados, como esperado.

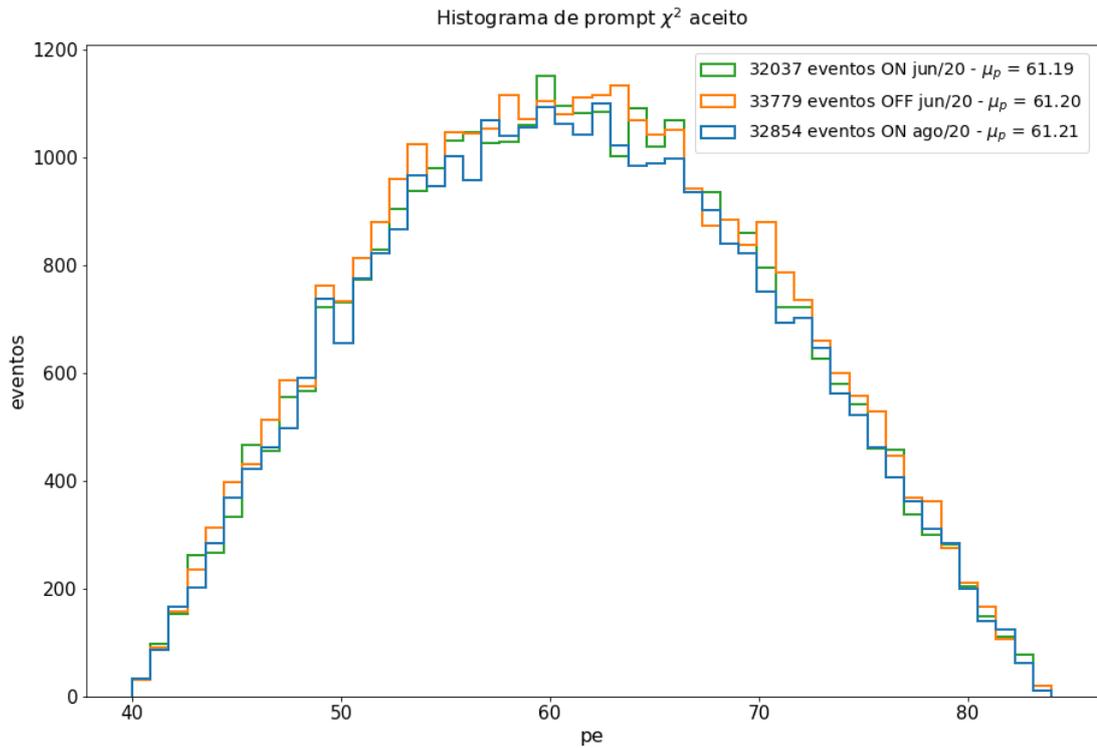


Figura 4.5: Histograma de *prompt* com aceitação pelo χ^2 em 3 períodos diferentes

Uma condição importante para ser verificada nesta análise é se as classes de cada valor esperado (*prompt*, *delay* e tempo) são linearmente independentes. Isso é possível avaliar através de uma função de correlação no qual a biblioteca Numpy do Python pode gerar. O coeficiente de correlação de Pearson dado por (LEO, 1994):

$$\rho = \frac{cov(x, y)}{\sigma_x \sigma_y} \quad (4.4)$$

onde $cov(x, y) = E[(x - \mu_x)(y - \mu_y)]$ é a covariância entre dois valores médios e σ_x e σ_y seus desvios padrões correspondentes. Um resultado próximo a zero determina que a correlação entre duas classes são linearmente independentes. Um coeficiente ± 1 determina que são linearmente dependentes.

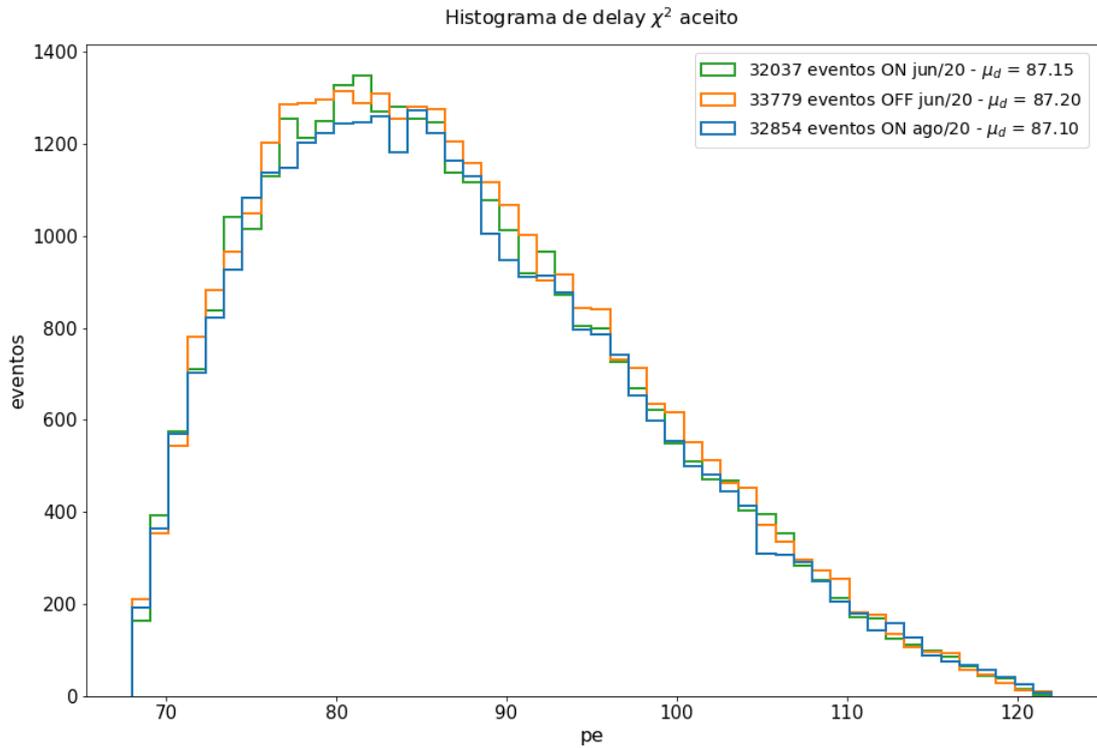


Figura 4.6: Histograma de *delay* com aceitação pelo χ^2 em 3 períodos diferentes

O resultado demonstrado na tabela 4.1 entre as 3 classes conclui que são linearmente independentes.

Tabela 4.1: Resultado do coeficiente de correlação entre as classes

<i>prompt</i> / <i>delay</i>	0,0697
<i>prompt</i> / Tempo	-0,008
<i>delay</i> / Tempo	-0,004

Calculando a eficiência intrínseca para eventos candidatos a IBD com pares *prompt* + *delay* do período ON de agosto/2020, obtemos a razão das contagens aceitas pelo teste χ^2 em relação ao total de eventos analisados:

$$\epsilon_{intr} = \frac{13327}{5,25 \cdot 10^6} = 0,25\% \quad (4.5)$$

O percentual em relação aos pares estimados é:

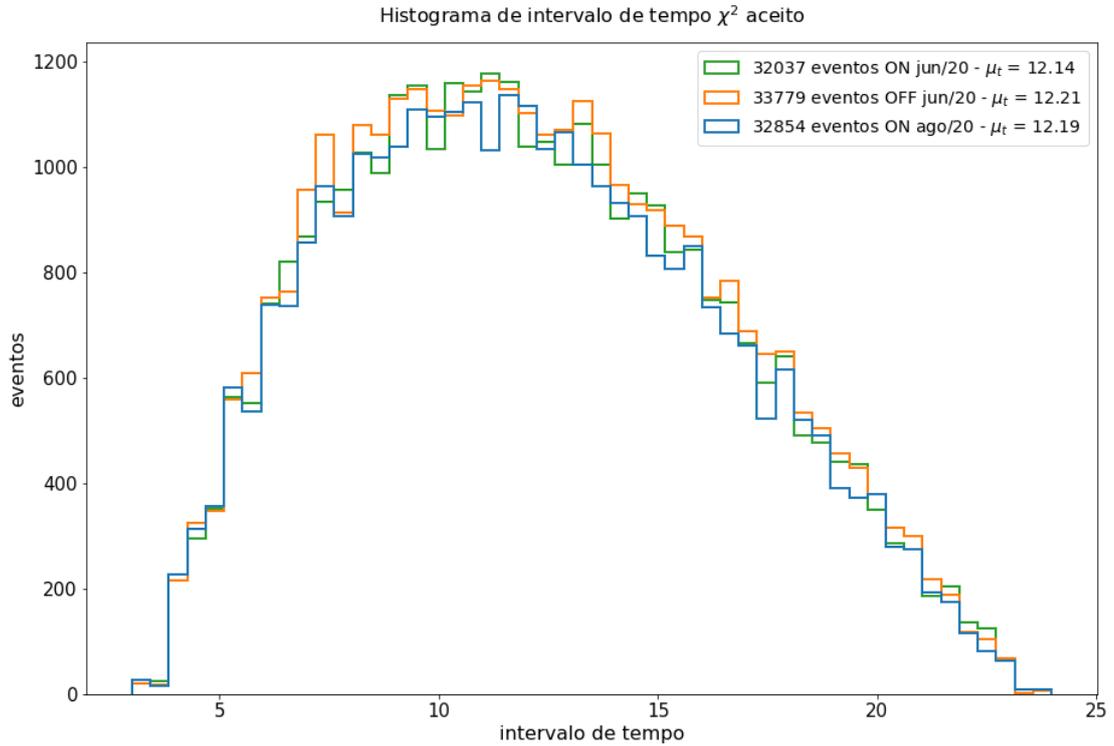


Figura 4.7: Histograma de tempo entre eventos com aceitação pelo χ^2 em 3 períodos diferentes

$$\frac{13327}{6610} = 201,62\% \quad (4.6)$$

Apesar da quantidade dos eventos candidatos a IBD chegar próximo à ordem de grandeza da estimativa de eventos diários, não observamos diferença entre os períodos de reator ON e OFF. Isso significa ainda que temos muito ruídos (*background*) que não estão sendo cortados de maneira eficiente.

4.4 Análise ON/OFF para *prompt/delay*

A metodologia ON/OFF cria um mapa com subtração da contagem dos eventos durante um período de atividade do reator (ON) das contagens de um período de inatividade (OFF). Todo ano, nas semanas finais de junho e iniciais em julho, o reator entra em inatividade para troca de combustível e o processo de síntese dos nuclídeos deixa de ser realizado, oferecendo uma detecção pura de *background* (contagem OFF), o qual deve ser subtraída da contagem dos eventos com o reator em atividade (contagem ON) para obter os candidatos a pares *prompt/delay*.

Na seção 3.5.1 obtivemos o resultado das simulações para chegar a uma relação de conversão de DUQ com a energia da partícula. As análises da colaboração chegaram a uma relação de DUQ x fotoelétron (pe), de modo que o mapa ON/OFF é dado em pe , por ser uma grandeza comum entre simulação (hit) e detector.

O mapa é uma correlação de eventos candidatos a *prompt* x candidatos a *delay*. Os *runs* utilizados nesta análise são de 2020 (como na análise da seção 4.3), por já estarem pré-processados em arquivos formatados com as cargas das PMTs integralizadas. A partir do período de eventos ON coletados em agosto/2020 (figura 4.8) e da parada do reator com os eventos OFF coletados ocorrida no final de junho/2020 (figura 4.9) subtraímos para obter o mapa ON/OFF da figura 4.10.

As FDPs de *prompt* e *delay* (figuras 3.22 e 3.23) foram utilizados no processamento do registro matricial do mapa sendo aplicado como peso estatístico em cada par de coordenadas. Os eventos são filtrados inicialmente pelo critério do teste de hipótese de χ^2 . Depois aplica-se o peso conforme a FDP correspondente. Um evento que tenha sua unidade de carga equivalente a 60pe tem peso de 0,225 de ser um *prompt* e 0,24 como *delay*. Apesar da chance de representar um *delay* ser maior observe que nos mapas das figuras 4.8 e 4.9 (ON e OFF, respectivamente) não há indicação de calor. Isso porque o tempo também é aplicado como um fator para corte de *delay*, que precisa estar em uma região da FDP de tempo (figura 3.24) que eleve sua probabilidade (deve estar abaixo de $100\mu s$). Por outro lado, um evento com carga equivalente a 80pe tem peso de 0,16 de ser *prompt* e 0,24 de ser um *delay*. Como a indicação de calor favorece um *delay*, seu fator de tempo está no limite da região de aceite. Um evento de 60pe para *prompt* e 80pe para *delay* situa-se no cerne da região de maior calor.

No mapa ON/OFF, se os períodos ON e OFF os dados não corresponderem ao mesmo tempo total de aquisição temos que utilizar um esquema de compensação. Se o tempo total de eventos para o período ON for menor que o período OFF (devido a falhas de hardware ou arquivos corrompidos) para compensar o período carecido de dados ON deve ser utilizada a aplicação de um fator proposto por Li & Ma conhecido como fator alfa. O cálculo do fator é dado por (S. GILLESSEN, 2004):

$$\alpha = \frac{\kappa_{on} \cdot t_{on} \cdot A_{on}}{\kappa_{off} \cdot t_{off} \cdot A_{off}} \quad (4.7)$$

onde $\kappa_{on/off}$ é o tamanho da região observada, $t_{on/off}$ é o tempo de exposição e $A_{on/off}$ é a

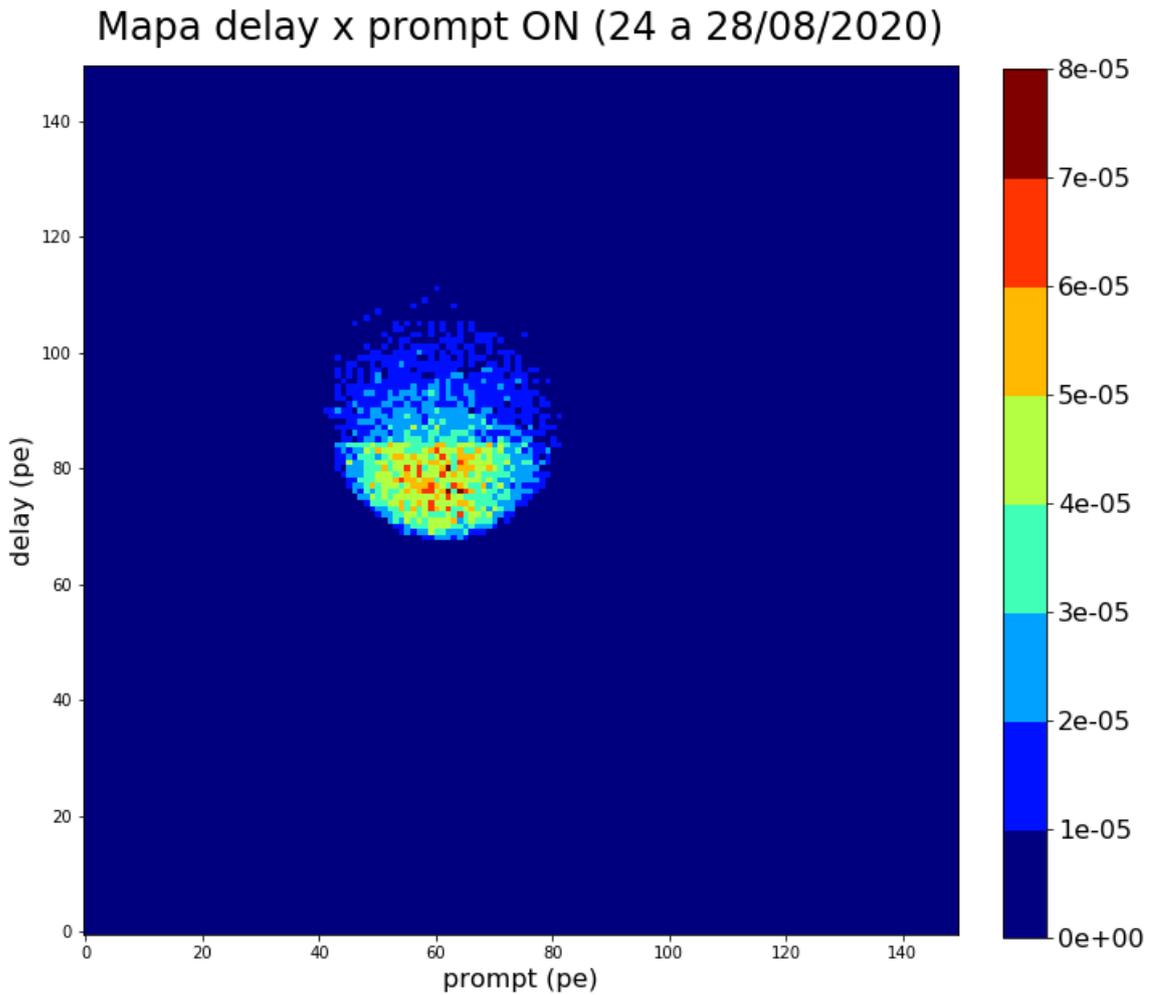


Figura 4.8: Mapa ON dos eventos coletados entre 24/08 a 28/08/2020

abertura no detector. Para o caso do detector ν -Angra, a região e o detector estão fixos, logo $k_{on} = k_{off}$ e $A_{on} = A_{off}$, restando apenas o fator em função do tempo de exposição, $\alpha = t_{on}/t_{off}$. Neste trabalho foram selecionados períodos ON e OFF no qual $\alpha = 1$.

Observando a figura 4.10, previamente supomos ver apenas flutuações estatísticas, mas devemos verificar a significância destes pontos antes de concluir. Uma análise sobre a significância de cada ponto é apresentada na figura 4.11. A significância foi calculada sob a hipótese de que a probabilidade de que todo sinal obtido é devido ao sinal de ruído, usando a equação (3) de (S. GILLESSEN, 2004)]:

$$S_{LM2} = \frac{N_{on} - \alpha N_{off}}{\sqrt{\alpha(N_{on} + N_{off})}} \quad (4.8)$$

O mapa da significância demonstra que não há observação significativa na região de energia esperada de correlação *prompt/delay*. Isso nos mostra que a taxa sinal/ruído está as-

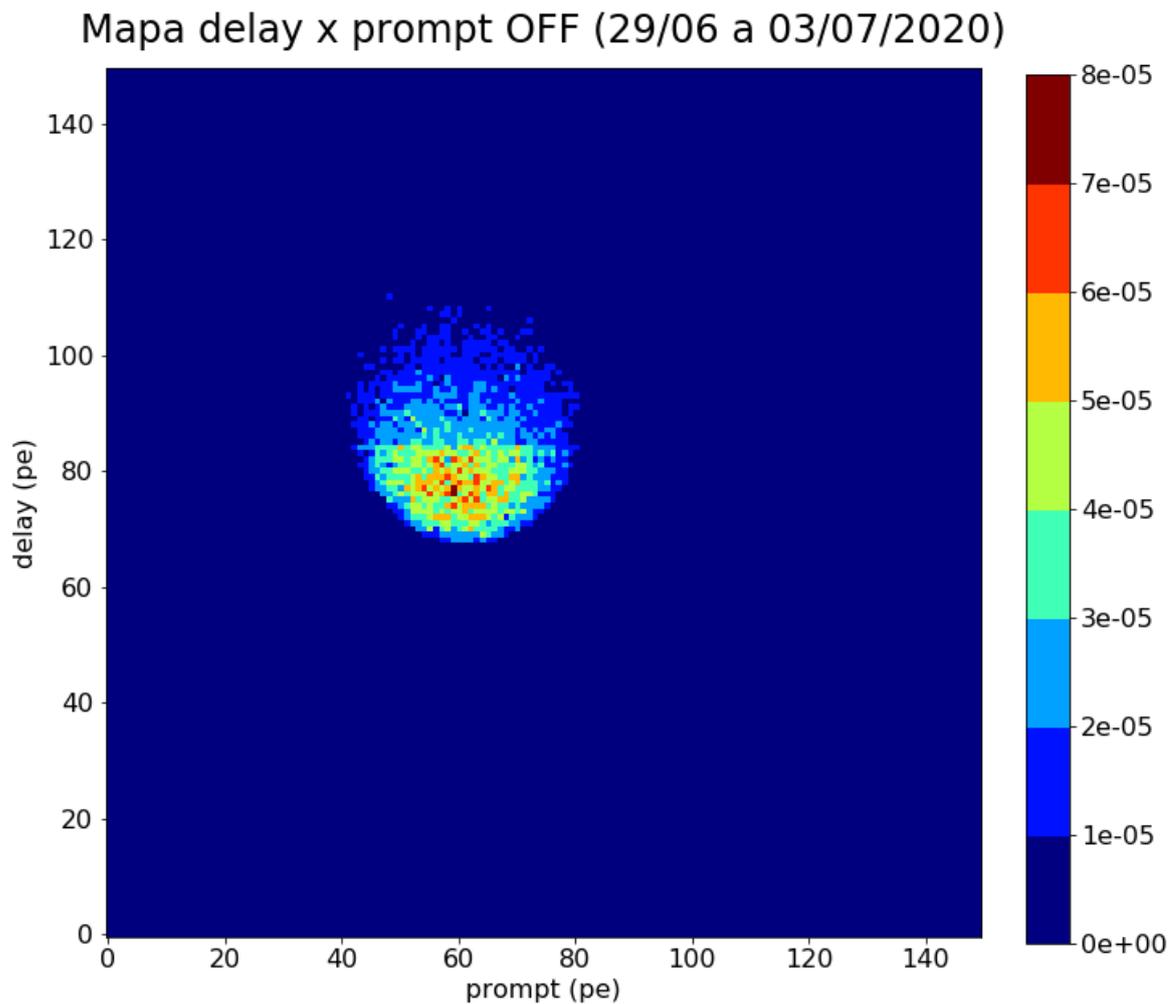


Figura 4.9: Mapa OFF dos eventos coletados entre 29/06 a 03/07/2020

sociado apenas a flutuações estatísticas e não há destaque para ocorrência de IBD durante o período ON nesta metodologia. Uma melhor visualização para mostrar a consistência da significância é apresentado na figura 4.12, onde identificamos que os resultados tem seu pico em 0.

4.5 Resultados recentes

Antes do fechamento desta dissertação, um resultado promissor foi obtido por um método diferente das análises anteriores. A partir da seleção de eventos pelos mesmos critérios obtidos pelas simulações foi utilizada a energia do *prompt* do par selecionado para fazer uma análise de subtração ON/OFF do período 24/08/2020 a 28/08/2020 (ON) pelo período de 29/06/2020 a 03/07/2020 (OFF) e relacioná-lo a energia do antineutrino do IBD pela inversa da equação 3.10:

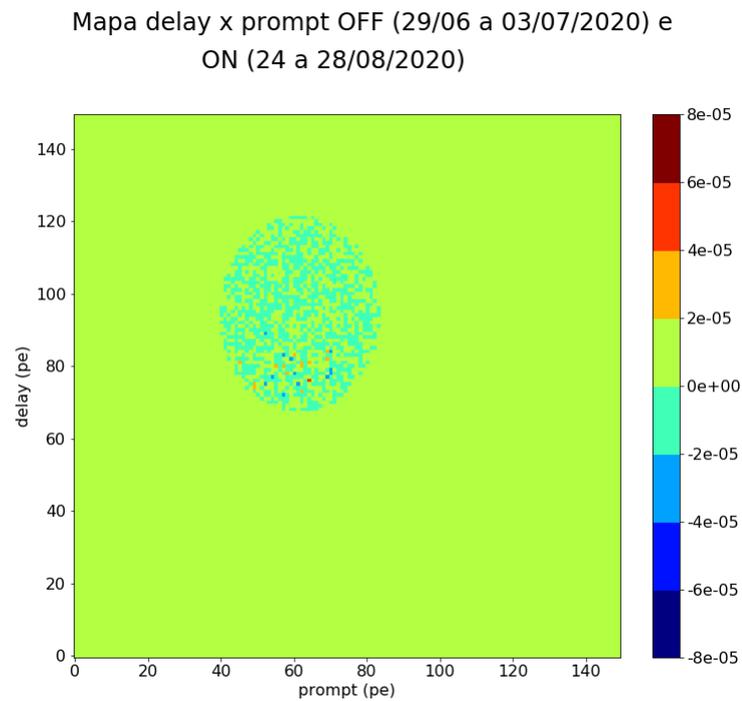


Figura 4.10: Mapa ON/OFF dos eventos subtraídos entre 24/08 a 28/08/2020 (ON) e 29/06 a 03/07/2020 (OFF)

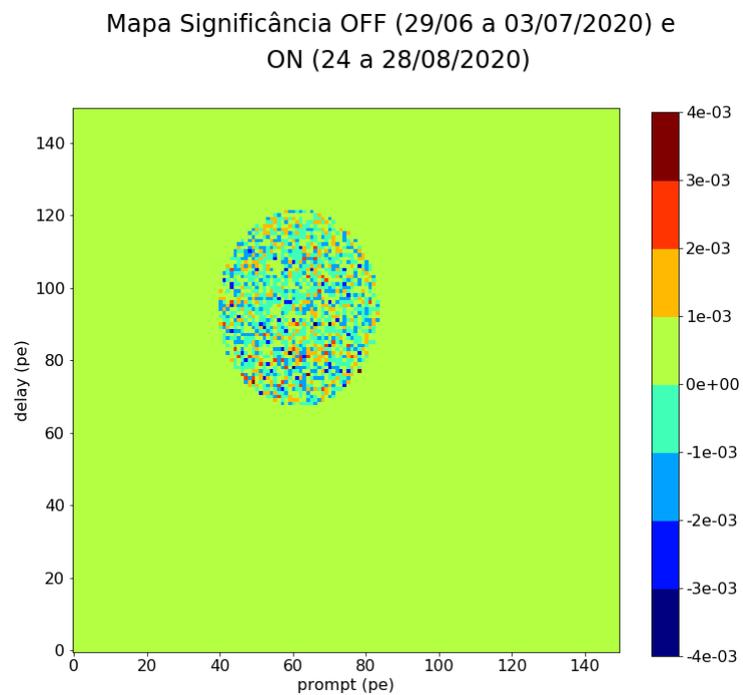


Figura 4.11: Mapa da significância dos eventos coletados entre 08 a 12/11/2020 (ON) e 29/06 a 03/07/2020 (OFF)

$$E_{antineutrino} = \sqrt{(E_{positron}^2 + 0,511^2)} + 1,3 \quad (4.9)$$

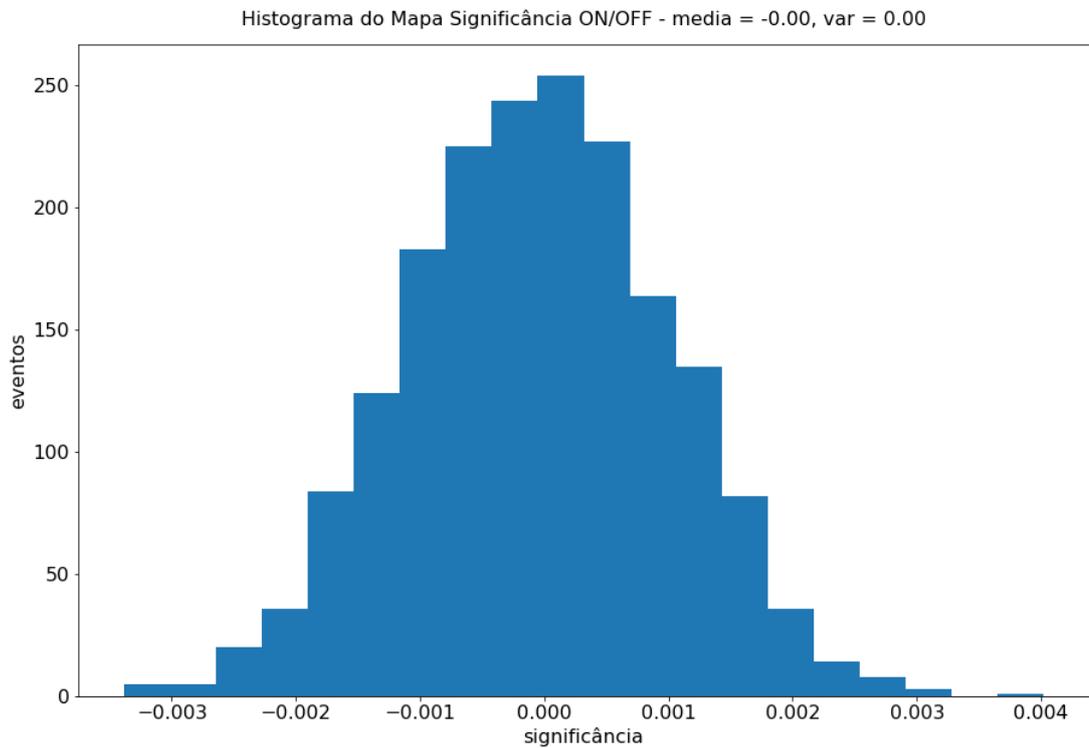
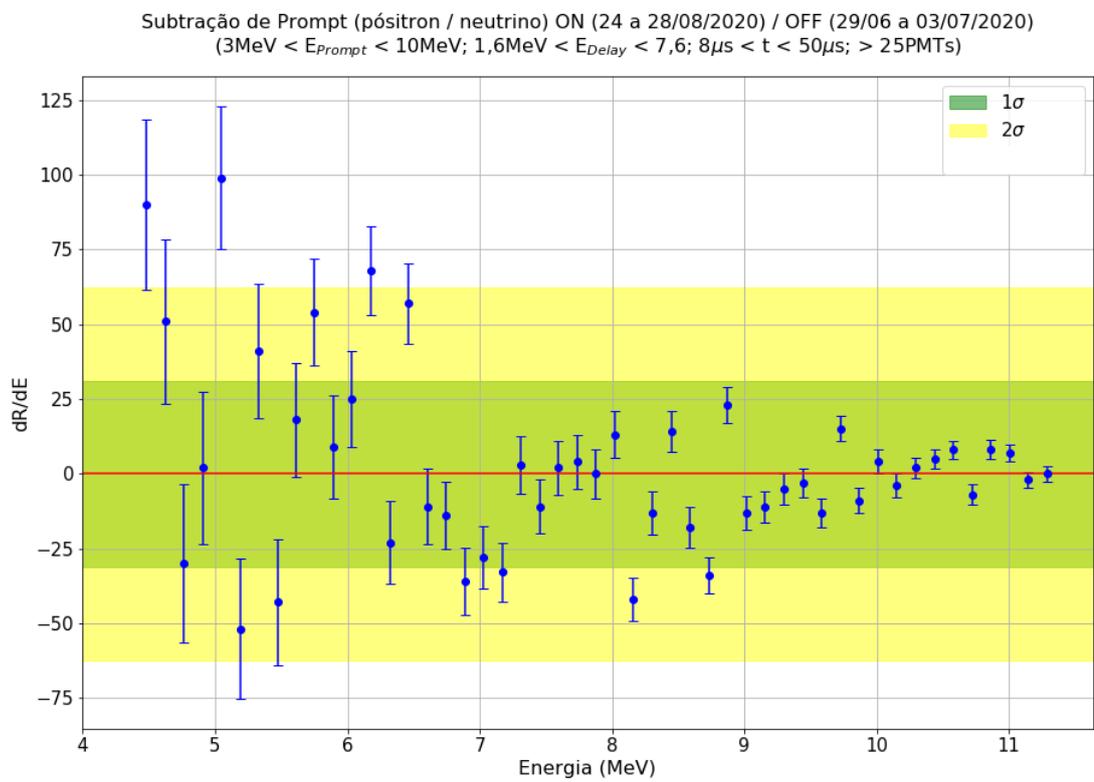


Figura 4.12: Histograma da significância da análise ON/OFF

O resultado é apresentado na figura 4.13. Integrando a variação obtemos um excesso de 156 eventos. Se somarmos as variações até 6,5MeV obtemos um excesso de 355 eventos. Dois pontos se destacam na região entre 4,5 e 5MeV, que ultrapassam dois sigmas em relação ao conjunto de dados apurado. Em (BARLOW, 2020) pontos na região de três sigmas são chamados de 'evidência para' (*'Evidence for'*). Apesar da significância ainda ser baixa, a análise sobre um período maior pode direcionar os futuros trabalhos da colaboração.

Observe que esta análise tem a vantagem sobre o mapa ON/OFF pelo fato da correlação do mapa dividir a região pela energia do *delay* junto ao *prompt*, dispersando a seleção dos eventos e obtendo apenas flutuações estatísticas.

Figura 4.13: Subtração ON / OFF pela energia de *Prompt*

Capítulo 5

Conclusões

Neste trabalho foi apresentado o *software* de simulação desenvolvido pela colaboração ν -Angra e o seu uso para melhorar a eficiência do detector instalado na usina nuclear de Angra dos Reis, a cerca de 25m do núcleo do reator Angra II. Simulações Monte Carlo utilizando o *software* GEANT4 se mostraram eficientes e permitiram obter critérios de seleção de eventos onde a implementação de *upgrades* via *hardware* seriam difíceis e onerosos ao projeto. As bibliotecas do *framework* permitiram ampla sofisticação para simular lançamentos de partículas envolvidas no IBD na reprodução de sinais.

A simulação dos processos envolvidos com sinais de *prompt* e *delay* pelos lançamentos iniciais de suas respectivas partículas pósitrons e nêutrons, produtos do IBD, deu a colaboração a visão das interações que estão ocorrendo em um detector do tipo Cherenkov *water box*. Critérios de corte baseado no espectro dos sinais, leitura e multiplicidade das PMTs para obter a correlação *prompt/delay* foram extraídos das simulações para melhoria da eficiência do detector.

Sorteio de posição e momento para disparos de pósitrons baseados no espectro de anti-neutrinos (seção 3.5.6) dos decaimentos beta dos elementos do combustível fissionado nos reatores foram simulados e computados como uma função de densidade de probabilidade (FDP). Nêutrons de baixa energia foram disparados para chegar aos valores limiares e multiplicidade de detecção das PMTs (seção 3.5.4). Estes critérios foram formalizados (seção 4.1.1) e aplicados nos eventos coletados durante períodos sólidos de obtenção de dados do detector através de abordagens seleção direta dos sinais (seção 4.2), teste de hipótese χ^2 (seção 4.3) e análise ON/OFF (seção 4.4). Apesar dos resultados nos levar a apenas flutuações estatísticas a metodologia poderá ser testada em outros períodos de atividade do reator. Na procura de novos

métodos de análise para contagem de antineutrinos um último resultado antes do fechamento deste trabalho se mostrou promissor: a subtração ON/OFF pela energia de *prompt* dos pares selecionados pelos critérios estabelecidos. Este resultado foi demonstrado na seção 4.5 e direcionará as próximas análises do projeto.

Existe também um grande trabalho e desafio na área de simulações para a colaboração ν -Angra aumentar a eficiência do detector baseado em critérios de seleção e melhorar a razão do sinal/ruído. Continuidade dos trabalhos de simulações podem ser sugeridos, como simulações de outras partículas que falseiam pares espúrios *prompt* / *delay* (destaque para a distribuição fóton / fóton), testes de blindagens e múons cósmicos e o uso efetivo dos parâmetros via GDML. A colaboração recentemente disponibilizou um *cluster* para simulações no qual temos instalado o GEANT4 e o ROOT com espaço da ordem de terabytes para gerar os arquivos extensos. Um refinamento das FDPs construídas neste trabalho pode ser obtido com um aumento significativo de número de partículas disparadas, de modo a construir uma função de densidade mais próxima do ideal e energias/cargas médias com menor incerteza.

Referências bibliográficas

- A. BERNSTEIN, e. a. Colloquium: Neutrino Detectors as Tools for Nuclear Security. **Rev. Mod. Phys.** **92** (2020) no.1, 011003, v. 92, n. 1, 2020. DOI: 10.1103/RevModPhys.92.011003.
- A. CZARNECKI, e. a. Michel decay spectrum for a muon bound to a nucleus. **Phys. Rev. D, American Physical Society**, v. 90, 2014.
- ANA PAULA A. CORREA E. QUEIROZ, N. T. **Teste do Chi-Quadrado**. PR-Brasil: [s.n.], 2016.
- ANNA C. HAYES, P. V. ReactorNeutrino Spectra. **arXiv:1605.02047v1**, 2016.
- BAL, C. (Ed.). **The Fission Process in the Nuclear Reactor**. 1998. Disponível em: <<http://www.zamandayolculuk.com/energyfrommatter.htm>>. Acesso em: 13 dez. 2021.
- BARLOW, R. Practical statistics for particle physics. en. **CERN Yellow Reports: School Proceedings**, CERN Yellow Reports: School Proceedings, Vol. 5, 12–25 september 2018, 2020 2020. DOI: 10.23730/CYRSP-2020-005.149. Disponível em: <<https://e-publishing.cern.ch/index.php/CYRSP/article/view/1124>>.
- BEZERRA, T. J. C. **Estudo da Sensibilidade do Detector de Neutrinos do Projeto ANGRA aos Efeitos da Queima de Combustível Nuclear**. [S.l.: s.n.], 2009.
- C.L. COWAN, F. R. The Reines-Cowan experiments: Detecting the Poltergeist. **Los Alamos Sci.** **25**, p. 4–27, 1997.
- COLLABORATION, T. M. Michel Electron Reconstruction Using the MicroBooNE LArTPC Cosmic Data. **Fermilab MicroBooNE Publications**, 2016.
- COOPER, N. G. Celebrating the neutrino. **Los Alamos Sci.** **25**, 1997.
- GONZALEZ, L. **Estudo da relação sinal / ruído em detectores de antineutrinos de reator**. 2019. Tese (Doutorado) – IFGW/Unicamp.
- GONZALEZ, L. **Estudo da Resolução em Energia do Detector de Neutrinos do Projeto ANGRA para Medidas de Composição do Combustível Nuclear**. [S.l.: s.n.], 2009.
- H. BETHE, R. P. The Neutrino. In: p. 532.
- HARDNOX, (Ed.). **The Fission Process in the Nuclear Reactor**. 2011. Disponível em: <<https://commons.wikimedia.org/wiki/File:PuIsotopes.png>>. Acesso em: 5 set. 2022.
- HUBER, P. On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors. **arXiv:1106.0687v4**, 2012.

- J.A.M. AFONZO, e. a. Neutrinos Angra experiment: commissioning and first operational measurements. **Journal of Instrumentation**, 2019. DOI: 10 . 1088 / 1748 - 0221 / 14 / 06 / P06010.
- J.C.ANJOS, e. a. Using Neutrinos to Monitor Nuclear Reactors: the Angra Neutrino Experiment, Simulation and Detector Status, 2011.
- JANILSON P. ASSIS ROBERTO P. SOUZA, P. C. F. L. **Testes de Hipóteses Estatísticas**. 1. ed. [S.l.]: Edufersa, 2020. P. 184. ISBN 978-65-87108-06-3.
- JELLEY, H. **Cerenkov Radiation And Its Applications**. 1. ed. [S.l.]: Scholar Selection, 2015.
- KIM, Y. Detection of Antineutrinos for Reactor Monitoring. **Nuclear Engineering and Technology**, v. 48, n. 2, p. 285–292, 2016. ISSN 1738-5733. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.net.2016.02.001>. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1738573316000498>>.
- LEO, W. R. **Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments**. 2. ed. Berlin Heidelberg GmbH: Springer-Verlag, 1994. ISBN 978-85-472-2022-8.
- M. D. SELIVERSTOV, e. a. Electromagnetic moments of odd-A 193-203,211Po isotopes. **Physical Review C**, p. 193–203, 2012.
- M.M. GUZZO, A. Introduzindo neutrinos. In: F.CARUSO V.OGURI, A. (Ed.). **Partículas elementares: 100 anos de descobertas**. 1. ed. São Paulo: Livraria da Física, 2007.
- MISSMJ, C. (Ed.). **Standard Model of Elementary Particles**. 2019. Disponível em: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg>. Acesso em: 5 set. 2022.
- MORALLES, M. Introdução ao GEANT4. **Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN/CNEN)**, 2018.
- NEARY, G. J. In: p. 71.
- NUNES, M. G. **Estimativa das Contribuições do Sinal de Antineutrinos e Ruído Cósmico no Experimento Neutrinos Angra**. [S.l.: s.n.], 2011.
- OZTURK, S. Nuclear Reactor Monitoring with Gadolinium-Loaded Plastic Scintillator Modules. **preprint arXiv:1906.01944v2**, 2019.
- PATRICK HUBER, T. S. Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos. **arXiv:hep-ph/0407026v2**, 2004.
- PONTES, A. N. Detectores de Radiação. In: IAEA (Ed.). **IAEA Collection**. 1. ed. [S.l.]: IAEA, 2010.
- RIBEIRO, M. A. F. **Validação do Modelo Geométrico Computacional do Experimento Neutrinos-Angra**. [S.l.: s.n.], 2017.
- S. GILLESSEN, H. L. H. Significance in gamma-ray astronomy – the Li Ma problem in Bayesian statistics. **Astronomy Astrophysics manuscript**, aa0839, 2004.

SANTOS, L. M. **Estudo de Eficiência para Múons do Sistema de Veto do Experimento Neutrinos Angra**. [S.l.: s.n.], 2014.

SPRAWLS, P. (Ed.). **Radioactive Transitions**. 2014. Disponível em: <<http://www.sprawls.org/ppmi2/RADIOTRANS/#Beta%20Emission>>. Acesso em: 5 set. 2022.

SUZUKI, A. Antineutrino Science in KamLAND. **J-STAGE**, v. 83, n. 2, p. 27–38, 2007. DOI: 10.2183/pjab.83.27.

TATSUHIKO SATO, K. N. Analytical Functions to Predict Cosmic-Ray Neutron Spectra in the Atmosphere. **RADIATION RESEARCH**, v. 166, p. 544–555, 2006.

TEAM, J. **Jupyter Notebook: User Documentation**. [S.l.: s.n.], 2015. Disponível em: <<https://jupyter-notebook.readthedocs.io/en/stable/>>. Acesso em: 13 dez. 2021.

TRZECIAK, A. M. **Simulação de Eventos no Detector do Experimento Neutrinos Angra**. [S.l.: s.n.], 2020.

WILTON DE O. BUSSAB, P. A. M. **Estatística Básica**. 9. ed. SP-Brasil: Saraiva, 2022. P. 554. ISBN 978-85-472-2022-8.