



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

Luís Fernando Gomez Gonzalez

Estudo da relação sinal/ruído em detectores de Antineutrinos de Reator

Campinas - SP

2019

Luís Fernando Gomez Gonzalez

Estudo da relação sinal/ruído em detectores de Antineutrinos de Reator

Tese apresentada ao Instituto de Física da
Universidade Estadual de Campinas como
parte dos requisitos exigidos para a obtenção
do título de Doutor em Ciências.

Orientador: Prof. Doutor Ernesto Kemp

Este exemplar corresponde a versão final da tese de doutorado
do aluno Luis Fernando Gomez Gonzalez, orientado pelo Prof. Dr.
Ernesto Kemp.

Campinas - SP

2019

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin
Maria Graciele Trevisan - CRB 8/7450

G586e Gomez Gonzalez, Luís Fernando, 1985-
Estudo da relação sinal/ruído em detectores de antineutrinos de reator /
Luís Fernando Gomez Gonzalez. – Campinas, SP : [s.n.], 2019.

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

1. Neutrinos. 2. Antineutrinos. 3. Projeto Neutrinos Angra. 4. Razão sinal-
ruído. I. Kemp, Ernesto, 1965-. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto
de Física Gleb Wataghin. III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Study of the signal-to-noise ratio in reactor antineutrino detectors

Palavras-chave em inglês:

Neutrinos

Antineutrinos

Neutrinos Angra Project

Signal-to-noise ratio

Área de concentração: Física

Titulação: Doutor em Ciências

Banca examinadora:

Ernesto Kemp [Orientador]

João Carlos Costa dos Anjos

Rafael Antunes Nóbrega

Anderson Campos Fauth

David Dobrigkeit Chinellato

Data de defesa: 22-05-2019

Programa de Pós-Graduação: Física

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

- ORCID do autor: <https://orcid.org/0000-0001-7131-8989>

- Currículo Lattes do autor: <http://lattes.cnpq.br/4910241356954777>

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **LUÍS FERNANDO GOMEZ GONZALEZ – RA 24431** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 22 / 05 / 2019.

COMISSÃO JULGADORA:

- **Prof. Dr. Ernesto Kemp – Orientador – DRCC/IFGW/UNICAMP**
- **Prof. Dr. João Carlos Costa dos Anjos – CBPF**
- **Prof. Dr. Rafael Antunes Nóbrega – UFJF-MG**
- **Prof. Dr. Anderson Campos Fauth – DRCC/IFGW/UNICAMP**
- **Prof. Dr. David Dobrigkeit Chinellato – DRCC/IFGW/UNICAMP**

OBS.: Informo que as assinaturas dos respectivos professores membros da banca constam na ata de defesa já juntada no processo vida acadêmica do aluno.

CAMPINAS
2019

Agradecimentos

Gostaria de começar agradecendo meus pais Maria Teresa e Manuel Hipólito, que me apoiaram em toda essa trajetória cheia de curvas. Não tenho dúvidas que se consegui chegar ao fim de mais uma etapa foi pelo incentivo constante e carinho incondicional que sempre me deram. Também devo agradecer minha irmã Cristina Elena, que, mesmo não estando mais tão próxima, foi um componente fundamental de minha história. Tenho certeza de que tudo que conquistei e tudo que me tornei se deve, em sua maior parte, a minha família e a ela terei uma eterna e infinita gratidão.

Devo agradecer também ao meu orientador Ernesto Kemp que, ao longo dessa longa jornada de 15 anos sempre me apoiou. Quando procurei o Laboratório de Léptons no segundo semestre de 2003 e conversei com o então Pós-Doc Ernesto Kemp, não tinha ideia de que tipo de aventura maravilhosa estava embarcando. Serei sempre grato por compartilhar seu conhecimento tanto de física quanto de vida, seu tempo e, sobre tudo, pela amizade desenvolvida ao longo desses anos.

Além dele, devo agradecer aos demais pesquisadores, que hoje considero meus amigos, que tornaram esse trabalho possível: João dos Anjos (CBPF), Herman Lima Jr (CBPF), Jaime Dawson (APC-Paris), Didier Kryn (APC-Paris) e Anatael Cabrera (APC-Paris). Agradeço pelo apoio, as ideias, as soluções para os problemas encontrados e todo o crescimento científico e pessoal.

Gostaria também de agradecer aqueles que participaram de parte desse trajeto e partiram muito cedo, especialmente Ademarlaudo Barbosa e Carlos Giles, que além de coincidentemente amigos entre si, sempre me ensinaram muito sobre física experimental. Nesse mesmo contexto também gostaria de agradecer a Kyoko Furuya por toda minha base de Mecânica Quântica e ao Hervé de Kerret, spokesperson de Double Chooz, por todo o apoio que me deu para poder estar presente no dia-a-dia do detector.

Também preciso agradecer aos professores que tanto me ensinaram nos últimos 15 anos: Orlando Peres, Marcelo Guzzo, Edison Shibuya, José Augusto Chinellato, Carola Dobrigkeit Chinellato, entre outros. Todas as vezes que encontro com vocês aprendo algo novo e isso sempre me instigou a continuar aprendendo.

Agradeço também aos velhos amigos dessa jornada, cujas idas e vindas pelo mundo

nem sempre permite nos encontrarmos o tanto que gostaria. Nessa lista entram grandes amigos que estão espalhados pelo mundo, uns mais perto, outros mais longe, como André Luiz Rodrigues, Fernando Takahashi, Júlio Bertin, André Froés, Anderson Mariano, Thiago Bezerra, José Renato Mardegan, Guilherme Beltramini, Thaís Diniz, Bárbara Smilgys, Thaís Diniz, Larissa Veiga e Leticia Vitorazi. Agradeço também aos outros velhos amigos estão mais próximos: Yugo Kunoh, Carlos Sato e Bruno Miguez.

Agradeço também aos amigos que fiz nos últimos anos, quando minha dedicação se voltou a outras áreas além da Física: Adriano Lima, Wellington Mariusso, Alexandre Junqueira, Rafael Castellar, Erico Netto, Bruna Benincá, André Luis Rocha, Douglas Oliveira, Rafael Ferraz e Alexandre Cardoso. Eu aprendi muito com todos vocês, sobre os mais variados assuntos. Boa parte das habilidades que desenvolvi nos últimos anos eu agradeço a vocês.

Gostaria de agradecer também a minha namorada Laura Borges por todo o carinho, amor e apoio nos últimos anos. Por todos os jantares e sobremesas, por todas as viagens e os momentos fantásticos que vivemos. Além, é claro, de todas as discussões sobre Buracos Negros e Wormholes nas quais eu sempre aprendo coisas muito interessantes.

Por último, agradeço também as agencias de fomento que auxiliaram direta ou indiretamente com esse trabalho: CAPES, CNPq, FINEP, French Ministry for Europe and Foreign Affairs (Eiffel Excellence Scholarship Program) e RENAFAE. O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

Resumo

Nesse trabalho são apresentados dois métodos de maximização da relação sinal/ruído de um detector de Antineutrinos de Reator. O trabalho é realizado em torno do *Far Detector* de *Double Chooz*, mas pode ser generalizado para qualquer detector de Antineutrinos baseado em tecnologia semelhante, particularmente baseada na digitalização de luz usando fotomultiplicadoras.

O primeiro método discutido é baseado em hardware e consiste na digitalização com mais detalhes de eventos de altas energias, ou seja, do ruído de altas energias, enquanto o segundo método é baseado em análise dos dados que já foram adquiridos no detector, usando uma análise baseada não apenas em cortes lineares, mas sim na distribuição de luz dentro do detector. Ao final é calculada a ineficiência desse método e a sua incerteza além de ser fornecida a referência na qual o método foi utilizado para a análise de dados do experimento *Double Chooz*.

Por último, é discutido o *status* atual do experimento Neutrinos Angra, sua implementação da eletrônica e *software* de aquisição de dados. Também são mostrados os primeiros resultados obtidos no comissionamento do detector.

Palavras-chaves: Neutrinos. Double Chooz. Neutrinos Angra. Sinal/Ruído.

Abstract

In this work two methods of maximizing the signal-to-noise ratio of a reactor antineutrino detector are presented. The work is performed around the *Double Chooz* Far Detector, but can be generalized to any antineutrino detector based on similar technology, particularly based on light acquisition using photomultipliers.

The first method discussed is based on hardware and consists of the digitization of high energy events with more details, ie high energy noise, while the second method is based on analysis of the data that has already been acquired in the detector using a method based not only on linear cuts, but in the distribution of light inside the detector. In the end the inefficiency of this method as well as its uncertainty is calculated, and the reference in which the method was used for the data analysis of the Double Chooz experiment is provided.

Lastly we discuss the current status of the Neutrinos Angra experiment, its implementation of the electronic and data acquisition software. We also show the first results obtained during the detector commissioning.

Key-words: Neutrinos. Double Chooz. Neutrinos Angra. Signal-to-noise ratio.

Sumário

1	O NEUTRINO	11
1.1	A história do neutrino: da teoria à detecção	11
2	EXPERIMENTO DOUBLE CHOOZ	20
2.1	Introdução ao Experimento Double Chooz	20
2.2	A Colaboração Double Chooz	23
2.3	O Detector de Antineutrinos	24
2.3.1	O <i>Outer Veto</i>	26
2.3.2	O <i>Inner Veto</i>	28
2.3.3	O <i>Inner Detector</i>	30
2.3.3.1	O <i>Buffer</i>	30
2.3.3.2	O <i>Gamma-Catcher</i>	31
2.3.3.3	O <i>Target</i>	32
2.4	A Eletrônica de Aquisição de Dados	34
2.4.1	As Fotomultiplicadoras e o sistema de Alta Tensão	34
2.4.2	A eletrônica de <i>Front End</i>	39
2.4.2.1	Calculando o melhor Ganho para o canal de alta-energia da FEE	40
2.4.3	O sistema de <i>Trigger</i>	43
2.4.3.1	<i>Trigger Board: Inner Detector</i>	43
2.4.3.2	<i>Trigger Board: Inner Veto</i>	45
2.4.3.3	<i>Trigger Master Board</i>	46
2.4.4	A eletrônica de aquisição do <i>Outer Veto</i>	47
2.4.5	A eletrônica de aquisição de neutrinos	48
2.4.6	A eletrônica de aquisição de Múons: o NDAQ	50
2.4.6.1	Eletrônica de suporte	51
2.4.6.2	O digitalizador do formato de onda	53
2.4.6.3	O digitalizador de tempo	56
2.4.7	A instalação da Eletrônica de Múons	62
2.5	Análise de dados	65
2.5.1	Seleção de Neutrinos	65
2.5.2	Uma nova análise de dados para as medidas de θ_{13}	67
2.5.3	Múons da Radiação Cósmica	68
2.5.4	Light Noise	71
2.5.5	Reconstruindo o vértice da interação	73
2.5.6	Classificando a geometria de um evento: O <i>Functional Value</i>	78

3	O EXPERIMENTO NEUTRINOS ANGRA	98
3.1	Introdução	98
3.2	O Detector de Antineutrinos	99
3.3	A eletrônica de aquisição de dados	100
3.3.1	Os digitalizadores de sinal	101
3.3.2	A eletrônica de <i>Front-End</i>	101
3.3.3	O <i>Trigger</i>	103
3.4	Orquestração da aquisição de dados: o <i>Software</i> de aquisição	104
3.5	O comissionamento do Detector	107
4	CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS	116
	REFERÊNCIAS	117

1 O Neutrino

1.1 A história do neutrino: da teoria à detecção

A história do neutrino se inicia em 1914, quando o inglês James Chadwick, então com 23 anos, publicou os resultados da medida do espectro de emissão de fontes β feitas no laboratório de seu supervisor Hans Geiger (1). O modelo teórico esperado para o decaimento beta era um simples decaimento em 2 corpos:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- \quad (1.1)$$

O resultado esperado para a medida seria o mesmo obtido para o já bem conhecido decaimento alfa: um espectro de emissão de linhas bem definidas. Um decaimento em 2 corpos é estritamente governado por conservação de energia e momento, fazendo com que a partícula emitida, nesse exemplo o elétron, tenha uma energia bem definida para cada canal de decaimento do elemento estudado. O que Chadwick observou foi um espectro de emissão contínuo, no qual o elétron poderia ser emitido com qualquer energia entre zero e um valor máximo para cada canal de decaimento.

Diversas teorias surgiram com a finalidade de explicar o espectro contínuo medido por Chadwick, incluindo modelos onde a perda de energia ocorre dentro do material radioativo, até mesmo o modelo proposto por Niels Bohr onde a conservação de energia seria um fenômeno estatístico, não sendo observado individualmente em cada elétron (2). Ao longo da década de 20 esses modelos foram descartados por experimentos cada vez mais precisos, fazendo com que uma solução para esse problema se tornasse cada vez mais importante. Foi somente em 1930 que Wolfgang Pauli propôs uma solução de decaimento em 3 corpos, onde uma das partículas não é detectada, em sua famosa carta aos físicos nucleares de Tuebingen (Alemanha). Essa partícula foi nomeada de *Neutron* por Pauli e seria neutra, com uma massa da ordem da energia do elétron ou ao menos menor que 1% da massa do próton, com spin 1/2 e em torno de 10 vezes a capacidade de penetração de um raio gama (3). Em 1934, Enrico Fermi publicou seu modelo de decaimento beta, onde renomeou a partícula proposta por Pauli para *Neutrino*, pois Chadwick havia descoberto em 1931 uma partícula nuclear neutra, com a massa semelhante a do próton e a nomeou de Nêutron. No modelo de Fermi, o decaimento beta é um decaimento em 3 corpos, sendo o neutrino e o elétron criados no decaimento (4). Essa era uma ideia radicalmente diferente dos modelos até então, onde não havia criação de partículas: nesses modelos anteriores, todas elas já faziam parte do núcleo. Um fato interessante com relação a essa publicação de Fermi é que ela foi recusada pelo periódico *Nature* por conter *uma teoria muito especulativa*

e muito fora da realidade para ser de interesse do leitor, sendo aceita apenas em revistas italianas e alemãs (5). Isso fez com que a primeira publicação em inglês do trabalho de Fermi tenha ocorrido apenas em 1968 no *American Journal of Physics* (4).

Com o modelo de Fermi temos já o decaimento beta com três corpos, embora ainda não se conhecessem os 3 diferentes sabores de neutrinos:

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e^0 \quad (1.2)$$

Embora tenha sido previsto na década de 30, os primeiros experimentos com capacidade de detectar neutrinos foram propostos e construídos décadas depois. A *Força Fraca* proposta no modelo de Fermi possuía uma seção de choque de interação muito pequena, calculada pela primeira vez por Hans Bethe e Rudolf Peierls. Após encontrar o valor para a seção de choque de 10^{-44} cm^2 Bethe e Peierls concluíram que *seria absolutamente impossível observar processos com neutrinos vindos de transformações nucleares* (3). Foram necessárias duas décadas de evolução de detectores e novas fontes de neutrinos, como reatores e bombas nucleares, para tornar viável a detecção de neutrinos.

A primeira proposta de detecção de neutrinos ocorreu no final de 1951, quando Fred Reines e Clyde Cowan iniciaram o *Projeto Poltergeist* no laboratório de Los Alamos nos Estados Unidos (6). O nome do projeto, *Poltergeist*, foi uma brincadeira escolhida por representar o que seria o neutrino nessa época: uma partícula elusiva, teorizada, mas nunca detectada.

Como aparato experimental, Cowan e Reines adotaram um grande detector de cintilador líquido (ordens de magnitude maior do que qualquer experimento já havia usado até então) em um formato bi-piramidal com 8 fotomultiplicadoras observando o volume sensível. O canal de detecção escolhido foi o canal Beta Inverso, cuja existência havia sido proposta pelo modelo de Fermi para a Força Fraca. Nele, um antineutrino eletrônico (na notação atual) interage com um próton do volume sensível, gerando um pósitron e um nêutron, como ilustrado na equação:

$$\bar{\nu}_e + P \rightarrow N + e^+ \quad (1.3)$$

Note que, como havia apenas cintilador líquido, esse experimento seria sensível apenas aos pósitrons gerados na interação Beta Inverso, pois o cintilador não é sensível ao nêutron na faixa de energia cinética na qual este é criado, que é em primeira aproximação térmica. Somente nêutrons com energia maior podem ser detectados, via efeitos secundários

de espalhamento com partículas carregadas no cintilador.

Como fonte de neutrinos, esse primeiro experimento proposto usaria uma bomba nuclear com energia de 20 ktons, que seria detonada do topo de uma torre com 30 metros de altura, localizada 40 metros de um túnel vertical onde estaria o detector. Um diagrama do experimento pode ser visto na Figura 1.

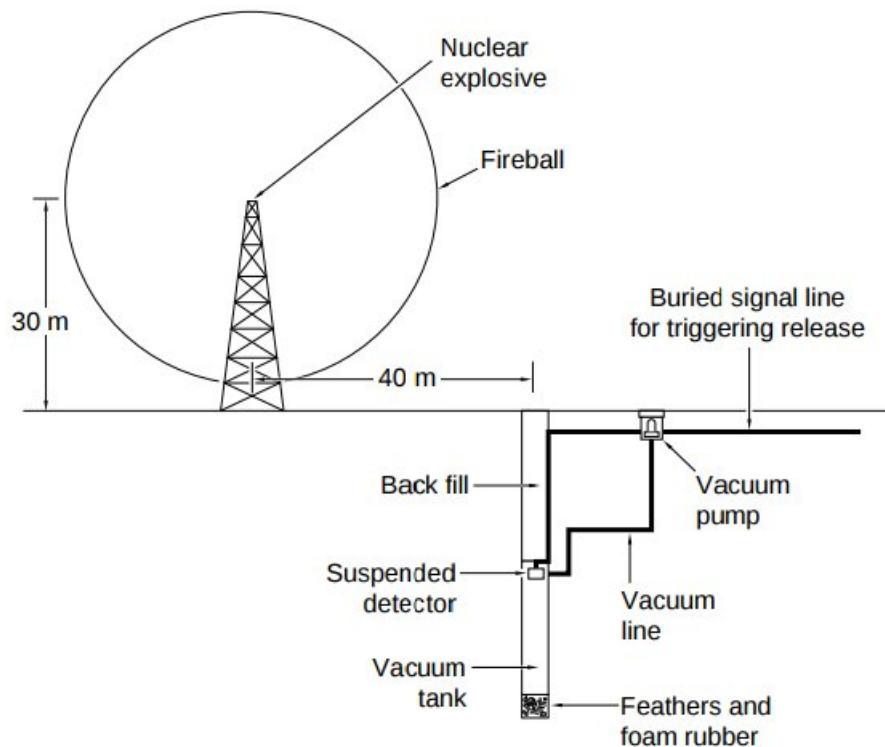


Figura 1 – Diagrama do aparato experimental para a primeira proposta do Projeto Poltergeist (retirado de (6)).

O processo de detecção ocorreria da seguinte forma: momentos antes da detonação do artefato nuclear, parte do túnel vertical contendo o detector começaria a ter o seu ar bombeado para fora usando bombas de vácuo. Quando a detonação nuclear ocorresse, o detector iria cair em queda livre dentro do túnel sem ar até encontrar um anteparo contendo penas e borracha para reduzir sua velocidade suavemente até a sua parada. Durante a queda, era esperado que o detector pudesse detectar algumas dezenas de eventos de neutrinos que seriam analisados algumas semanas depois, quando a radioatividade do local da explosão estivesse baixa o suficiente para permitir a retirada do aparato experimental do túnel. O conceito por trás do túnel de vácuo era isolar mecanicamente o detector da onda de choque que a explosão nuclear geraria.

Embora pareça um tanto exagerado usar uma bomba nuclear como fonte de neutrinos, essa era a única fonte com capacidade de gerar uma relação sinal/ruído razoável

usando esse modo de detecção. Por esse motivo, esse projeto foi prontamente aceito pelo diretor de Los Alamos, Norris Bradbury, e a construção do detector, chamado de *El Monstro*, se iniciou imediatamente.

No Outono (no Hemisfério Norte) de 1952, enquanto era feita a construção do *El Monstro*, J. M. B. Kellogg, líder da Divisão de Física do Laboratório de Los Alamos pediu para Cowan e Reines revisarem uma última vez a possibilidade de usar um reator nuclear como fonte de neutrinos. Após um seminário sobre o tema para a Divisão de Física, Cowan e Reines tiveram uma nova ideia para reduzir o ruído no detector: usar a coincidência entre o nêutron e o pósitron da interação beta inverso (conhecido como sinal de *prompt* para o pósitron e *delayed* para o nêutron). Para tal, seria necessário encontrar um sal que pudesse ser dissolvido em tolueno (base do cintilador) contendo um elemento com alta seção de choque para absorção de nêutrons e decaimento desse estado metaestável em gamas. O sal escolhido foi o Cloreto de Cádmio ($CdCl_2$), cujo decaimento gera gamas com uma energia integral de 9 MeV e, para a concentração usada no detector, ocorre com um tempo de meia-vida característico de alguns poucos micro-segundos. O uso da coincidência entre os sinais abriu a possibilidade de detectar neutrinos de reatores nucleares e mudou o rumo do Projeto.

O primeiro detector baseado nesse novo conceito foi chamado de *Herr Auge*, *O Olho*, em Alemão, que consistia em uma estrutura cilíndrica, com 71 cm de diâmetro e 76 cm de altura, com 300 litros de cintilador líquido dopado com Cloreto de Cádmio e instrumentado por 300 fotomultiplicadoras de duas polegadas. Uma foto do detector pode ser vista na Figura 2.



Figura 2 – Fotografia do detector *Herr Auge* (7).

Com a finalidade de encontrar os sinais do pósitron e do nêutron em coincidência, as fotomultiplicadoras foram agrupadas em 2 conjuntos intercalados, cada um contendo metade das fotomultiplicadoras, mas ambos observando todo o volume do detector. A leitura da carga de cada evento era feita lendo-se os fototubos de cada conjunto em paralelo, ou seja, somando-se a carga de todo o conjunto. O detalhe dessa ligação pode ser visto na Figura 3.



Figura 3 – Detalhe da ligação das fotomultiplicadoras do detector *Herr Auge* (7).

O sinal de cada conjunto era passado então por um *trigger* para a seleção do intervalo esperado de energia e um sistema eletrônico de coincidência atrasada, que permitia selecionar apenas pares de eventos que ocorressem dentro de uma janela de tempo. Efetivamente, o detector funcionava como 2 detectores em um mesmo pacote: um para detectar pósitrons e outro para detectar nêutrons, com um certo intervalo de tempo entre as detecções.

Com a finalidade de diminuir o ruído do *Herr Auge*, foi montado um outro detector contendo apenas cintilador, para medir a radioatividade dos materiais usados na construção do detector de neutrinos. Ele era composto por um cilindro vazado, sendo possível se inserir materiais no centro deste e contar a taxa de interações de gamas no detector. Curiosamente, as primeiras medidas de radiação emitida por um corpo humano inteiro foram feitas nesse detector e, embora apenas um membro da equipe coubesse dentro dele, demonstrou a viabilidade de utilizar essa técnica para fazer essas medidas. O detector de radiação de corpo inteiro HUMCO I (e posteriormente HUMCO II) foram um resultado direto desse projeto, sendo projetado pela mesma equipe, e permitiu fazer medidas de radiação absorvida por exposição ao material contaminado por testes nucleares de uma

forma rápida e eficiente nos anos 50 (6).

Com as medidas de radioatividade dos materiais em andamento, foi possível escolher materiais com menor atividade para a construção do detector. O latão e o alumínio, por exemplo, foram substituídos por aço e ferro na construção, pois esses materiais possuíam taxas muito menores de emissão de gamas. Um problema que foi detectado, mas que não poderia ser mitigado, foi a taxa de emissão de gamas do vidro das fotomultiplicadoras, sendo esta apenas incluída como ruído de fundo do experimento.

Em 1953 o detector estava pronto e foi enviado, juntamente com a eletrônica de aquisição e o cintilador líquido, para a instalação industrial de Hanford, em Washington. Essa instalação possuía o maior e mais novo reator de fissão nuclear dos Estados Unidos e era usada para produzir Plutônio através da fissão do Urânio. O Plutônio produzido nesse período era utilizado pelo Projeto Manhattan para a construção de bombas atômicas como a *Fat Man* que foi utilizada na cidade de Nakasaki ao final da Segunda Guerra Mundial, em 9 de Agosto de 1945 (8).

O detector foi montado próximo à parede do reator nuclear e blocos de parafina dopada com boro (para blindagem de nêutrons) e chumbo (para a blindagem de gamas) foram usando como blindagem. No total havia entre 1,4m e 1,8m de parafina alternada com uma extensão de chumbo com 1,4m até 2,4m dependendo da posição. Essa blindagem era necessária devido a proximidade entre o detector e o reator. Com os dois circuitos de detecção configurados um para o sinal do pósitron e o outro para o sinal do nêutron e a coincidência configurada para aceitar eventos com intervalos de até 9 microsegundos, a taxa esperada de eventos devido a neutrinos era de 0,1 até 0,3 eventos por minuto (6). Essa montagem experimental ficou conhecida como *Experimento de Hanford*.

Iniciado o período de aquisição de dados, o experimento de Hanford registrava em média 5 coincidências (candidatos a beta inverso) por minuto. Ao longo dos meses nos quais o experimento tomou dados, diversas modificações na blindagem do detector foram testadas com a finalidade de diminuir essa taxa de ruído, mas elas se mostraram ineficientes quando observou-se que o ruído se mantinha constante com o reator desligado. O que Reines e Cowan descobriram nesse experimento é que embora seja possível blindar o detector dos nêutrons e gamas do reator nuclear, essa blindagem é insuficiente para evitar o ruído causado pela radiação cósmica.

Embora tenha se registrado um aumento nas contagens de coincidências com o reator ligado (9), a relação sinal-ruído da ordem de 10^{-2} , juntamente com os erros sistemáticos da medida, não permitiram uma significância suficiente para afirmar que o neutrino havia sido descoberto. Mas definitivamente, esse experimento deu uma direção a ser seguida para fazer essa descoberta.

Com o término do experimento Hanford em 1953, o Laboratório de Los Alamos

encorajou a formação de um grupo formal com o objetivo de detectar neutrinos. Esse grupo foi formado por Kiko Harrison, Austin McGuire e Herald Kruse, além de Cowan e Reines. Esse grupo passou um ano redesenhando o detector e a eletrônica de aquisição, usando todo o conhecimento adquirido com o experimento de Hanford. O objetivo final do grupo era desenhar um experimento com capacidade de separar os eventos de radiação cósmica e o ruído causado pelo reator do sinal da interação beta inverso. Esse experimento se utilizaria da recém construída instalação nuclear de Savannah River, cujo segundo reator produtor de Plutônio, o *Reator P*, entrou em operação em Fevereiro de 1954 (10). Esse experimento ficou conhecido como Experimento de Savannah River.

O novo desenho do detector consistia em dois tanques em formato de bloco retangular, cada um preenchido com 200 litros de água dopada com cloreto de cádmio (A e B na Figura 4), cercados acima e abaixo por três grandes tanques retangulares preenchidos com 1400 litros de cintilador líquido cada (I, II e III na Figura 4). Um esquemático do detector pode ser visto na Figura 4.

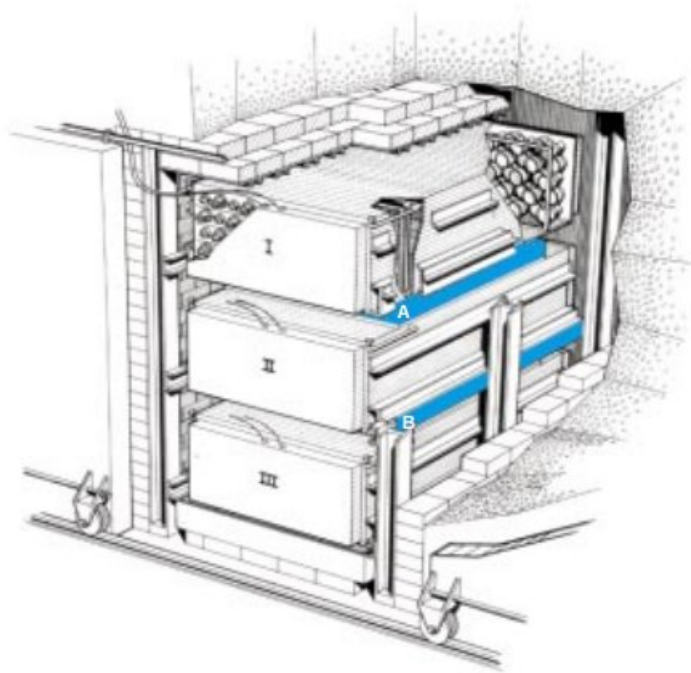


Figura 4 – Esquemático da montagem do detector de Savanna River, mostrando os tanques “alvo”, preenchidos com água dopada com cloreto de cádmio (A e B, azul) e os tanques preenchidos com cintilador (I, II e III). Imagem retirada de (6)

O princípio de funcionamento do detector era bastante diferente de seus antecessores: a interação beta inverso deveria ocorrer nos tanques contendo água, gerando nesses tanto os gamas de aniquilação do pósitron quanto os gamas da captura do nêutron pelo cádmio. Esses gamas, por sua vez, seriam detectados nos tanques contendo cintilador através das 110 fotomultiplicadoras contidas em cada um deles. Como os gamas gerados pela captura são gerados de forma isotrópica e a aniquilação do pósitron gera gamas que viajam em

direções opostas, um evento desencadeado pela interação de um neutrino poderia disparar as fotomultiplicadoras de tanques adjacentes, gerando uma assinatura tanto espacial quanto temporal. A utilização de 3 tanques também permitiu a redução de eventos de múons que deixavam sinal nos 3 tanques nos dados.

Os sinais aceitos como candidatos a neutrinos por esse sistema de trigger, com coincidência temporal e espacial, além de seleção por energia, eram então encaminhados para 2 osciloscópios, onde o formato de onda era registrado em fotografias. Um exemplo do sinal registrado pode ser visto na Figura 5.

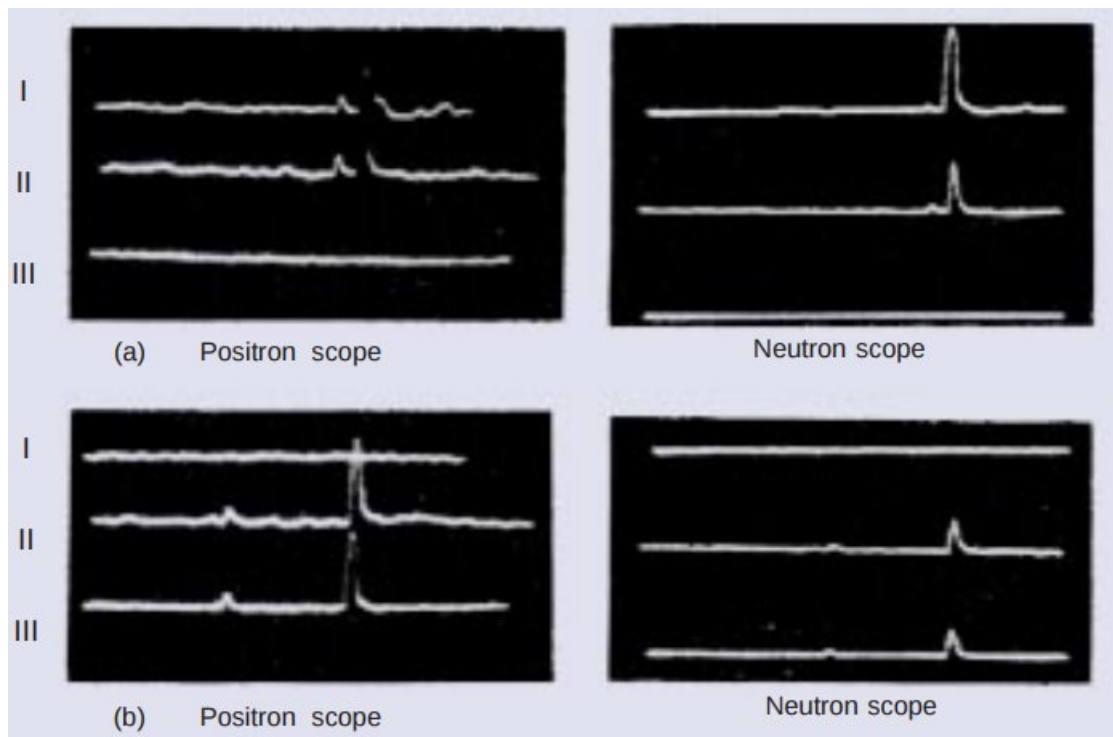


Figura 5 – Imagem de osciloscópio de dois eventos selecionados como neutrino. Na imagem (a), o sistema de trigger foi disparado pelos tanques I e II enquanto na imagem (b) os sistema foi disparado pelos tanques II e III. Imagem retirada de 6

Cada evento selecionado pelo sistema de trigger era então analisado pela equipe de pesquisadores e classificado como candidato a beta inverso ou não. Dessa forma era possível descartar os eventos de coincidência aleatória que disparavam mais do que uma das duplas de detectores (cenário no qual o terceiro tanque atua como veto), bem como eventos com sinais característicos de ruído eletrônico. Por ser necessária intervenção humana na medida, durante os 5 meses de aquisição de dados em Savanna River, foram adquiridos 1391 horas de dados (11).

De forma a garantir que os eventos medidos fossem realmente devidos a beta inverso, Cowan e Reines mudaram diversos parâmetros do detector, comparando os resultados com o modelo teórico. Para verificar se o sinal *delayed* era devido à captura do nêutron, a concentração de cádmio foi aumentada e o novo valor médio entre os dois sinais foi

medido e verificado contra o modelo teórico. A captura de nêutrons depende diretamente da seção de choque efetiva no material, que por sua vez depende da concentração de cádmio. Desse modo, é esperado que o valor médio entre a detecção do pósitron e do nêutron seja inversamente proporcional à concentração do sal de cádmio na água.

Outro teste efetuado foi a diminuição do número de alvos (prótons) para a interação beta inverso, trocando metade da água dos tanques por água pesada (ou seja, com deutério no lugar do hidrogênio). O resultado foi a redução proporcional na taxa dos candidatos à beta inverso, validando a hipótese. Por último, foi testada a hipótese de que os próprios nêutrons do reator pudessem estar causando as contagens. Para isso foram usados sacos de areia molhada como uma barreira extra entre o detector, fazendo a contagem de *back-ground* reduzir ainda mais, mas mantendo as contagens de coincidência no mesmo patamar.

Convencidos de que a medida estava correta e todos os ruídos que poderiam ser interpretados como sinal foram descartados, Cowan e Reines tornaram oficial a descoberta do neutrino em um telegrama enviado para Pauli em 14 de Junho de 1956, que dizia: “*We are happy to inform you that we have definitely detected neutrinos from fission fragments by observing inverse beta decay of protons. Observed cross section agrees well with expected six times ten to minus forty-four square centimeters*” (6).

Como discutido ao longo desse capítulo, a principal dificuldade na detecção de neutrinos se encontra na separação entre o sinal gerado por sua interação do ruído gerado por outras partículas. Mesmo hoje, usando novas tecnologias de detecção e análise de dados, a separação de sinal do ruído continua sendo uma das principais limitações na precisão da determinação das características físicas dos neutrinos, como, por exemplo, os ângulos de mistura. Por esse motivo, melhores métodos de discriminação do sinal de neutrinos, sejam eles pelo desenvolvimento de eletrônica de aquisição ou novas formas de análise de dados, se tornam de fundamental importância experimental, sendo esse o tema central discutido ao longo desse trabalho.

2 O Experimento Double Chooz

2.1 Introdução ao Experimento Double Chooz

Reatores nucleares são fontes abundantes de antineutrinos, cuja utilização para física de altas energias vem sendo feita desde a sua descoberta (11) (12) (13). A emissão de antineutrinos ocorre pelo decaimento beta dos núcleos filhos gerados pela fissão dos isótopos de Urânio e Plutônio presentes no combustível nuclear. Como essa geração ocorre por processo de decaimento beta, o espectro de neutrinos tem energia máxima de 10 MeV, sendo que seu máximo ocorre por volta dos 3 MeV. A baixa energia do decaimento faz com que não exista geração indireta de μ ou τ , garantindo que o fluxo gerado seja de $\bar{\nu}_e$, sem contaminações. Dessa forma, reatores nucleares são candidatos naturais para experimentos de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$.

A probabilidade de um antineutrino eletrônico, $\bar{\nu}_e$, ser detectado como $\bar{\nu}_e$, dada uma distância L do seu ponto de produção, é dada, para distâncias da ordem de 1 km, aproximadamente por:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \cdot \sin^2 \left(1.27 \cdot \frac{\Delta m_{13}^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]} \right) \quad (2.1)$$

Onde consideramos $\Delta m_{13}^2 \approx \Delta m_{23}^2$. Na equação 2.1, pode-se observar dois termos independentes: o termo de amplitude, que depende apenas de θ_{13} e um termo oscilatório, que depende de Δm_{13}^2 e L . Dessa forma, para $\Delta m_{13}^2 \approx \Delta m_{23}^2 \approx 2 \times 10^{-3} eV^2$, e $E = 3 MeV$, temos um primeiro mínimo da equação 2.1 em aproximadamente $L = 1,1 Km$, como ilustrado na Figura 6.

No detector central do Experimento Double Chooz, os antineutrinos eletrônicos são detectados via interação Beta-Inverso com os prótons do alvo (*target*), na qual são gerados um nêutron e um pósitron via corrente carregada (W^+), como ilustrado na equação 2.2, onde p representa o próton e n o nêutron.

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

Essa reação possui um limiar de energia cinética do antineutrino igual a diferença de massa entre o próton e o nêutron, ou seja, aproximadamente 1,8 MeV. Além disso, por gerar dois sinais independentes, um proveniente do pósitron e outro proveniente do nêutron, essa reação possui um sinal bastante claro, como será discutido em detalhes nas seções que se seguem. O pósitron deposita rapidamente sua energia ao passar pelo cintilador do alvo, terminando a trajetória com sua aniquilação com elétrons do meio,

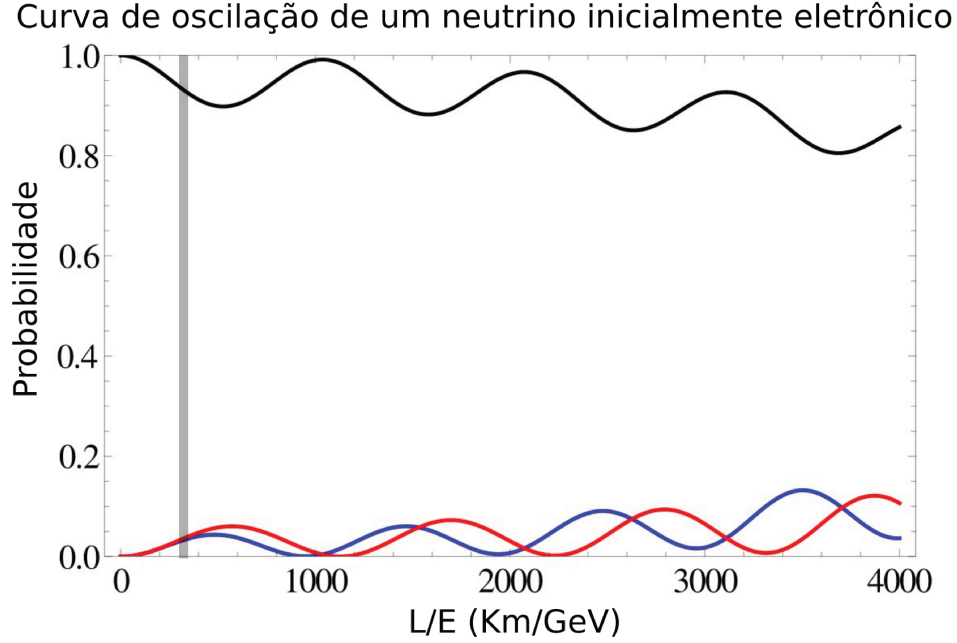


Figura 6 – Curva de oscilação, representando em preto a probabilidade de sobrevivência de um neutrino gerado no sabor eletrônico, em azul a probabilidade de conversão para um neutrino muônico e em vermelho para um neutrino tauônico. Em ciza, pode se ver a região com para distâncias da ordem de 1 Km com $E \sim 3\text{MeV}$

produzindo dois *gammas* com 511 *keV* cada, ou seja, com a massa de repouso total do sistema pósitron + elétron. O nêutron, por outro lado, tem sua detecção de forma indireta: ele primeiro deve ser absorvido por um núcleo atômico para que sejam detectados os *gammas* de desexcitação do núcleo resultante. Dentro do detector (onde aqui inclui-se como detector também o *Gamma Catcher*, como será discutido nas seções adjacentes) existem dois núcleos com alta seção de choque para absorção de nêutrons térmicos: o Hidrogênio (componente mais abundante no cintilador) e Gadolínio, com o qual o cintilador do alvo é dopado. O Hidrogênio tem como canal principal de desexcitação a emissão de gamas cuja soma é igual a aproximadamente 2,2 *MeV*, enquanto o Gadolínio (^{155}Gd e ^{157}Gd) possui uma energia de desexcitação, também por emissão de gamas, de aproximadamente 8 *MeV*.

Com uma energia mais alta, o sinal gerado pela desexcitação do Gadolínio pode ser facilmente separado do ruído gerado por decaimentos radioativos locais, que em sua maioria se concentram na região de energia inferior a 3 *MeV*, o que gera um sinal claro para a detecção de antineutrinos. Existem outras fontes de ruído nessa região de energia, como será discutido em detalhes nesse trabalho; porém, a escolha de trabalhar com um limiar de 8 *MeV* causa uma supressão de muitas ordens de grandeza no *background*.

Como observado na equação 2.1 e, graficamente, na Figura 6, dado um antineutrino com uma energia característica, é possível determinar a probabilidade utilizando-se apenas dois parâmetros. Dessa forma, caso o fluxo e espectro de antineutrinos seja conhecido,

um detector a uma dada distância do reator nuclear pode determinar a probabilidade de sobrevivência e, dessa forma, encontrar via ajuste da equação 2.1 os dois parâmetros livres: Δm_{13}^2 e θ_{13} .

A primeira geração de experimentos, como o Experimento de Chooz (14), dependiam de um modelo ótimo do fluxo de antineutrinos do reator nuclear para o cálculo do denominador da probabilidade de sobrevivência. Em outras palavras, o fluxo sem oscilação deveria ser retirado do modelo, que, por sua vez, dependia da qualidade das informações com relação ao reator nuclear cedidas pela Planta Nuclear de Chooz. A fim de resolver a maior fonte de incerteza sistemática do experimento de Chooz, o experimento Double Chooz foi projetado (15) para ter dois detectores idênticos, operando em duas diferentes distâncias dos reatores nucleares: um próximo, aproximadamente 400 m de distância da fonte e um distante, com aproximadamente 1050 m de distância (como ilustrado na Figura 7)

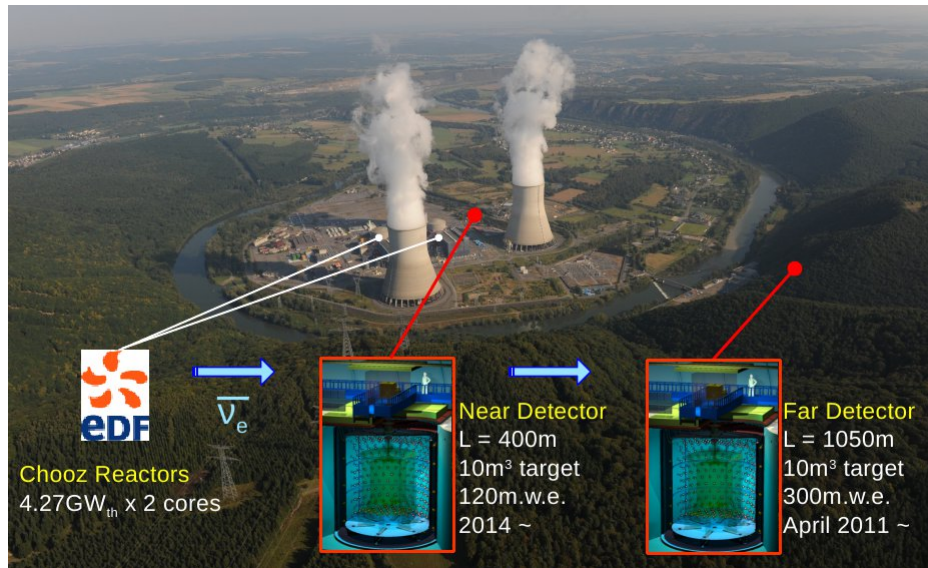


Figura 7 – Ilustração da posição dos detectores e dos reatores sobre uma foto com a paisagem da região da Planta Nuclear de Chooz

Além das posições dos detectores, pode-se observar na Figura 7 um detalhe de construção dos laboratórios que abrigam os detectores: enquanto o detector distante está abaixo de uma montanha, o que garante uma boa blindagem (300 metros equivalente água) contra múons da radiação cósmica, o detector próximo possui uma blindagem menos eficiente (120 metros equivalente água), tendo uma taxa de múons muito mais alta. No restante, é esperado que os dois detectores tenham uma resposta muito semelhante, pois toda a montagem experimental, incluindo os recipientes, óleo e cintilador, são idênticos.

Nesta seção será descrito em detalhes o experimento Double Chooz, iniciando pela colaboração, o aparato experimental e a análise de dados. Será dada ênfase para o trabalho desenvolvido na análise de dados com objetivo de separação de background,

utilizando uma técnica explicada em detalhes nessa seção, conhecida como *Functional Value*.

2.2 A Colaboração Double Chooz

A colaboração Double Chooz é composta por 146 pesquisadores de 41 Instituições e 7 países (16), que tem como objetivo a medida precisa do ângulo de mistura θ_{13} . Ela teve início em 2004 com duas cartas de intenção e uma Proposta de 2006 (15) para construção de dois detectores idênticos em duas fases: seria construído um detector distante (*Far Detector*) no mesmo sítio onde o detector do experimento Chooz (14) havia sido construído, enquanto a abertura de um poço para o detector próximo (*Near Detector*) se iniciaria.



Figura 8 – Fotografia feita em frente a entrada do *Near Detector* durante o encontro da Colaboração em Março de 2013. (Arquivo pessoal).

O *Far Detector* foi construído entre 2009 e 2010, estando em operação, coletando dados, desde Abril de 2011, enquanto o *Near Detector* foi construído entre 2013 e 2014, entrando em funcionamento para tomada de dados em Maio de 2015.

O Brasil é um dos países participantes da colaboração, contando com 3 Instituições (CBPF, Unicamp e UFABC), 6 pesquisadores, 1 pós-doc e um aluno de doutorado. Dentre as áreas com maior contribuição destacam-se a análise de dados do Inner Veto, algoritmos de exclusão de background e o desenvolvimento da eletrônica de aquisição de dados de alta energia, cujos responsáveis são o pesquisador Herman Lima Jr (CBPF) e o aluno de doutorado Luis Fernando Gomez Gonzalez (Unicamp). Essas contribuições serão tratadas em detalhes nos capítulos que se seguem.

2.3 O Detector de Antineutrinos

Como discutido na seção anterior, o experimento Double Chooz se utilizou de dois detectores idênticos a distâncias (*baselines*) distintas, com a finalidade de ter uma medida do fluxo de antineutrinos em uma distância cuja oscilação seja insignificante e outra medida em uma distância onde exista uma oscilação mensurável, ocasionando um déficit de antineutrinos eletrônicos, como ilustrado na Figura 9. Em outras palavras, Double Chooz se trata de um experimento de desaparecimento de $\bar{\nu}_e$.

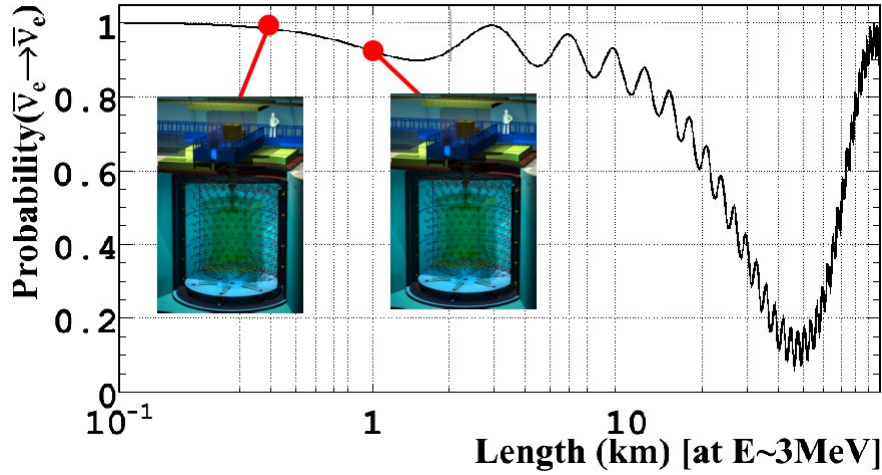


Figura 9 – Probabilidade de sobrevivência de antineutrinos eletrônicos evidenciando os dois pontos onde os detectores de Double Chooz estão localizados no baseline, com $\Delta m_{23}^2 \approx 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ e $E = 3 \text{MeV}$ e $\text{sen}^2(2\theta_{13}) = 0.1$

O *Far Detector*, localizado a 1050 m de distância dos reatores nucleares, possui uma blindagem de rocha equivalente a 300 metros de água, o que proporciona uma taxa de múons da ordem de 10 *Hz* no volume sensível do detector, enquanto que é esperada uma taxa de aproximadamente 36 $\bar{\nu}_e$ /*dia*. No *Near Detector*, a blindagem é equivalente a 120 metros de água, causando uma taxa de múons aproximadamente 5 vezes maior que no *Far Detector*. Por outro lado, é esperada uma taxa de neutrinos da ordem de 400 $\bar{\nu}_e$ /*dia*, exibindo uma relação sinal ruído superior ao *Far Detector*.

Os dois detectores consistem basicamente de três sistemas independentes: o *Outer Veto*, o *Inner Veto* e o *Inner Detector*, como observado na Figura 10.

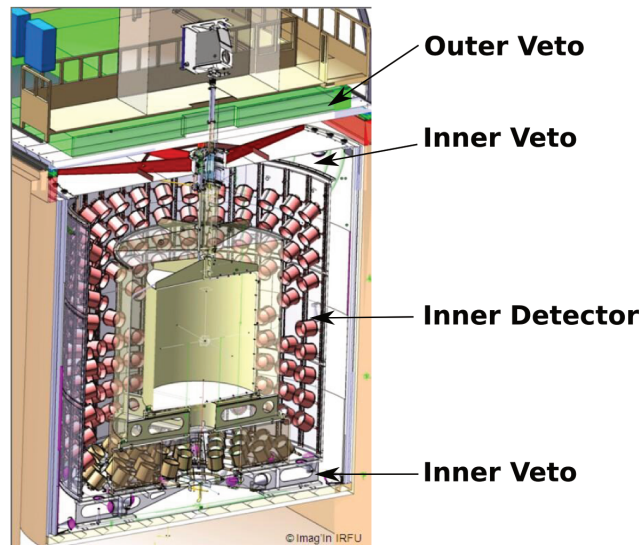


Figura 10 – Esquemático mostrando os 3 sistemas independentes do detector de Double Chooz.

O *Inner Detector*, por sua vez, consiste de três cilindros concêntricos: o mais externo, feito de aço, onde se localizam as 390 fotomultiplicadoras, e delimita o volume do *Buffer*; o próximo cilindro é construído de acrílico e delimita o *Gamma-catcher*, enquanto o cilindro mais central, também feito de acrílico, delimita o *Target* ou Alvo. Uma visão do Inner detector antes do preenchimento deste com o óleo mineral no *Buffer* e o cintilador líquido no *Gamma-catcher* e *Target* pode ser observado na Figura 11.

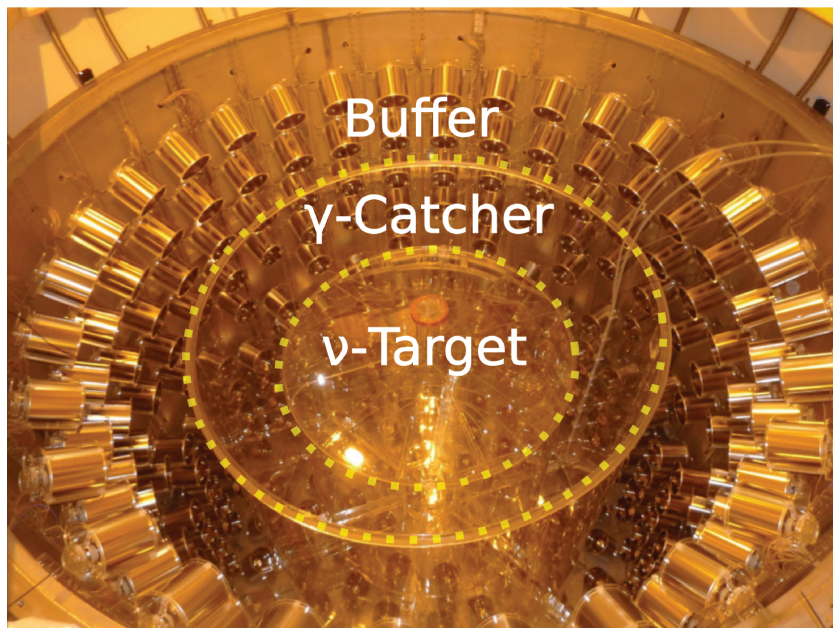


Figura 11 – Fotografia do Inner Detector antes do preenchimento dele com os líquidos, com o texto com os nomes dos cilindros sobreposto a figura.

Cada um dos sistemas será explicado em detalhes nas próximas seções.

2.3.1 O Outer Veto

O sistema mais externo de cada detector é conhecido como *Outer Veto* e é composto por barras construídas de cintiladores plásticos. Esse é um dos grandes diferenciais do experimento Double Chooz com relação aos demais experimentos de detecção de anti-neutrinos de reator, além de uma evolução sobre o desenho anterior, do experimento de Chooz. Ele é constituído por dois sub-sistemas, o *Outer Veto Superior*, com uma área reduzida e localizado aproximadamente 5 m acima do *Inner Detector*, e o *Outer Veto Inferior* localizado logo acima do *Inner Detector*, não apenas cobrindo-o inteiramente, mas indo além de suas dimensões. Um diagrama dos dois sub-sistemas pode ser visto na Figura 12.

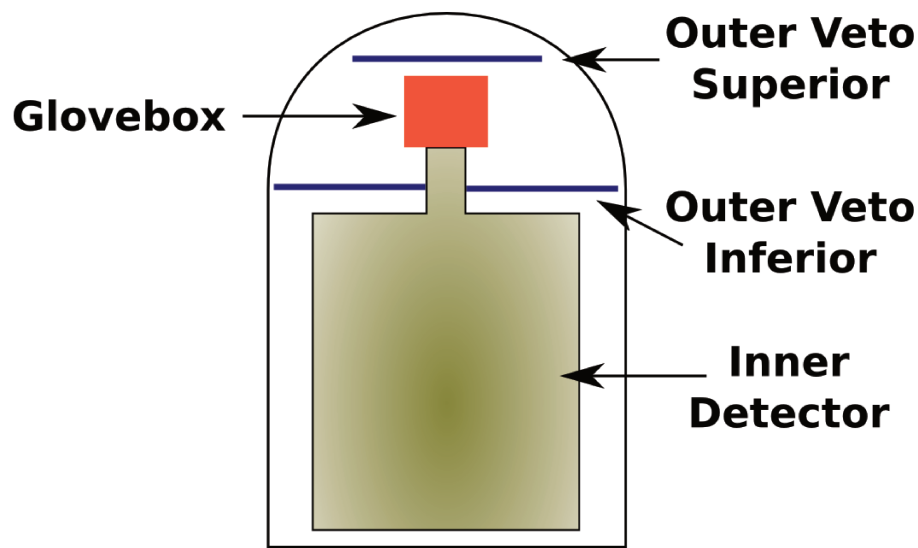


Figura 12 – Diagrama da posição dos dois sub-sistemas do *Outer Veto*.

O *Outer Veto Superior* foi um dos últimos sistemas a ser montado no Detector, não estando disponível nas primeiras análises de θ_{13} (17) (18). Ele possui uma área sensível de $1,1 \text{ m} \times 0,3 \text{ m}$ e tem como finalidade a detecção de múons que atravessem a região mais central do detector, que, por questões de engenharia possui uma chaminé para preenchimento de líquidos (óleo e cintilador), não podendo ser coberta pelos demais detectores de múons, ou seja, pelo *Outer Veto Inferior* e pelo *Inner Veto*.

Ambos os subsistemas tem os mesmos componentes ativos: módulos cintiladores compostos por 64 barras cintiladoras cuja aquisição de luz é feita por uma fotomultiplicadora *multipixel* (64 pixels) *Hamamatsu R5900-00-M64* (19). Cada barra possui $2 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} \times 320 \text{ cm}$ de plástico cintilador feito de Poliestireno (C_8H_8), com 1% de PPO como cintilador ($C_{15}H_{11}NO$) e 0,03% de POPOP ($C_{24}H_{16}N_2O$) como *wavelength shifter*. A camada externa de cada barra é constituída por uma superfície refletora de 0,25 cm de TiO_2 enquanto em seu centro existe uma fibra óptica *Kuraray Y-11* de 1,5mm de diâmetro, dopada com *wavelength shifter*, para coleta e mudança do comprimento de onda da luz produzida. O

pico de absorção dessas fibras se encontra em 430nm , enquanto o pico de emissão está em 476nm , comprimento de onda com o qual a luz chega as fotomultiplicadoras. Cada um desses módulos é montado lado a lado, com duas camadas, cada qual com o eixo das fibras em direção perpendicular a anterior, cobrindo o Plano XY para reconstrução da posição de passagem do múon. Essa geometria pode ser observada no desenho esquemático da Figura 13.

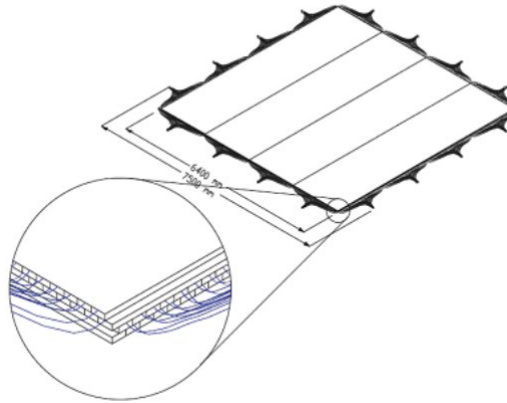


Figura 13 – Diagrama da construção de cada módulo cintilador do *Outer Veto*.

Cada um desses módulos tem um hardware para aquisição de dados próprio, consistindo de um ADC e uma FPGA, projetada especificamente para essa função pela Universidade de Chicago. Uma visão da construção e alinhamento de cada um dos módulos diagramados na Figura 13 pode ser visto na Figura 14, que mostra o momento final da montagem do *Outer Veto* no laboratório do *Far Detector*.



Figura 14 – Fotografia do final da montagem do *Outer Veto* no laboratório do *Far Detector* (20).

2.3.2 O Inner Veto

O *Inner Veto* é um detector independente, cilíndrico, localizado no exterior do *Inner Detector*. Diferentemente dos demais experimentos de antineutrinos de reator para medida de θ_{13} da atualidade (21) (22), o *Inner Veto* do Detector de Double Chooz utiliza como meio de detecção cintilador líquido. Isso permite observar background que seria invisível com a utilização de um detector baseado em efeito *Cherenkov* em água, como radiação gama de baixa energia (usando *Efeito Compton*) e nêutrons da radiação cósmica (usando Espalhamento Elástico de prótons do meio).

Esse detector possui 90 m^3 de cintilador líquido composto por aproximadamente 50% de alcanos (C_nH_{2n+2}) e 50% *LAB* - *Linear alkylbenzene*, Alquebenzeno em português, ($C_6H_5C_nH_{2n+1}$), usando como composto cintilador 2 g/l de PPO ($C_{15}H_{11}NO$) e 20 mg/l de 1,4-Bis(2-metilstyryl) benzeno ($C_{24}H_{22}$) como *wavelength shifter*.

Para coleta de luz, o *Inner Veto* possui 78 fotomultiplicadoras Hamamatsu R1408, distribuídas da seguinte forma: 24 fotomultiplicadoras no topo, 12 na lateral e 42 na base, como observado na Figura 15. Essa distribuição foi otimizada utilizando-se uma simulação de Monte Carlo dedicada com o software *Geant 4* (23) para máxima distribuição isotrópica da luz gerada e máxima aquisição dessa luz (24).

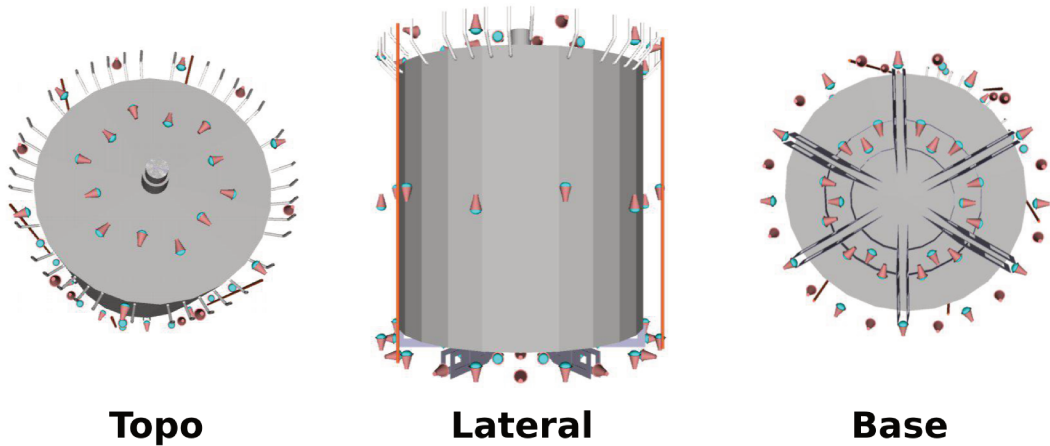


Figura 15 – Visualização da simulação do *Inner Veto* usando o software *Geant 4* (23). Imagem retirada da referência 24

Cada fotomultiplicadora é encapsulada dentro de um invólucro de aço inoxidável desmagnetizado com uma janela de plástico (*PET*) na região do fotocátodo. Esse invólucro é completamente preenchido de óleo mineral, com a finalidade de que o índice de refração seja o mesmo do cintilador líquido do meio externo. Cada invólucro contendo uma fotomultiplicadora se encontra fixado à parede externa (lateral, topo ou base) do *Inner Veto*. Uma visão da parede lateral do *Inner Veto* contendo invólucros das fotomultiplicadoras, antes do preenchimento com cintilador, pode ser visto na Figura 16.



Figura 16 – Fotografia da parede lateral do *Inner Veto* no laboratório do *Far Detector* antes do preenchimento com cintilador líquido (20).

Essa segmentação (base, lateral e topo) do *Inner Veto* possui uma qualidade muito interessante para estudo dos múons que atravessam o detector. É possível fazer, por exemplo, uma segmentação baseada em geometria, em um gráfico da carga integrada pela fotomultiplicadoras do topo versus a carga integrada na base, como mostrado na Figura 17.

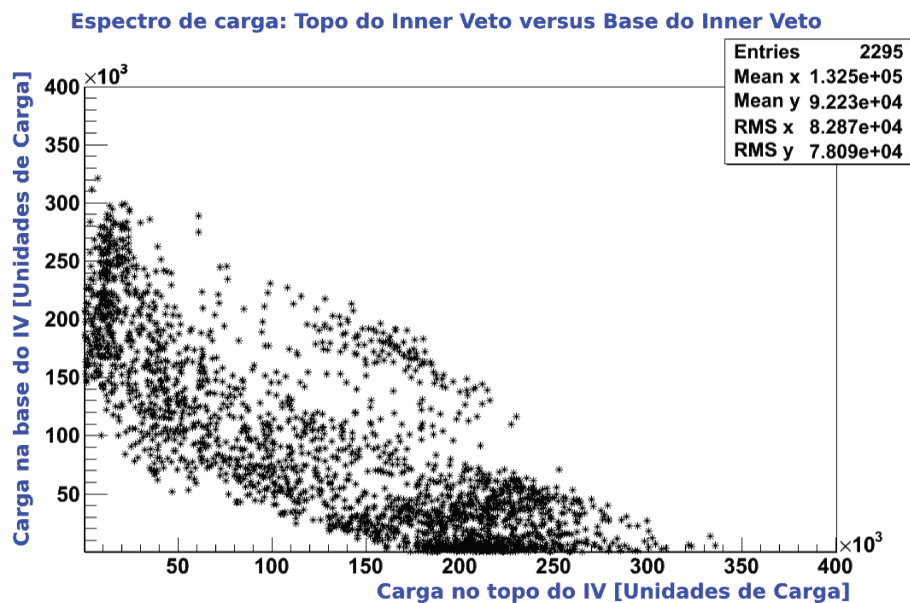


Figura 17 – Carga integrada das fotomultiplicadoras no topo e na base do Inner Veto para eventos acima do limiar de ruído (acima de aproximadamente 5 MeV)

Essa análise, juntamente com os resultados para análise de outros ruídos, pode ser vista em detalhes na seção Análise de Dados.

2.3.3 O *Inner Detector*

Como observado na Figura 11, o *Inner Detector* é constituído de três cilindros concêntricos, cada um com suas características, delimitando 3 volumes separados: o *Buffer*, o *Gamma-Catcher* e o *Target*. Os materiais utilizados na construção do *Inner Detector* foram escolhidos de forma a garantir uma alta radiopureza, mantendo a soma de todas as emissões em valores inferiores a 10 *Bq* (20).

2.3.3.1 O *Buffer*

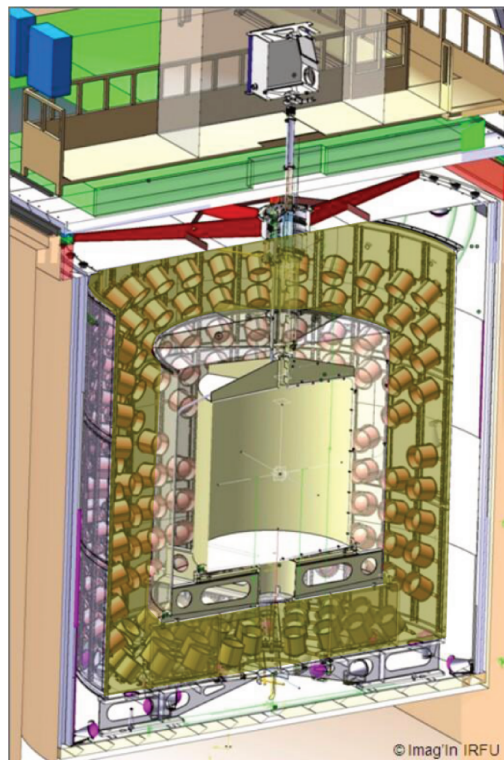


Figura 18 – Esquemático do Detector com o *Buffer* em destaque, com a coloração verde.

O *Buffer* é o volume mais externo do *Inner Detector*, como observado na Figura 18. Ele é delimitado pelo lado de fora por um cilindro de aço inoxidável e por um cilindro de acrílico internamente. Ele possui uma espessura de 1,05 m, totalizando um volume de 114 m^3 , completamente preenchido por óleo não-cintilador. A composição desse óleo foi desenvolvida para garantir compatibilidade tanto óptica quanto em nível de material, ou seja, para este não sofrer interação química com o acrílico do cilindro e as fotomultiplicadoras contidas no mesmo. Ele é composto por 47,2 % *CobersolC70* e 52,8 % *Ondina917* (25). Nele também se encontram as 390 fotomultiplicadoras do *Inner Detector*, *Hamamatsu*

R7081.

A principal função do *Buffer* é isolar o *Gamma-Catcher* e o *Target* de radiação proveniente do exterior, em particular, de radiação gama do fotocatodo das fotomultiplicadoras. Embora a escolha de materiais na construção das fotomultiplicadoras seja cuidadosamente feita para minimizar a radioatividade, ainda assim essa seria uma grande fonte de *background* sem o *Buffer* especialmente devido a contaminação de ^{40}K , ^{232}Th e ^{238}U no vidro do fotocatodo (15). Essa foi uma das melhorias implementadas em *Double Chooz* em relação ao desenho do detector de *Chooz*.

2.3.3.2 O *Gamma-Catcher*

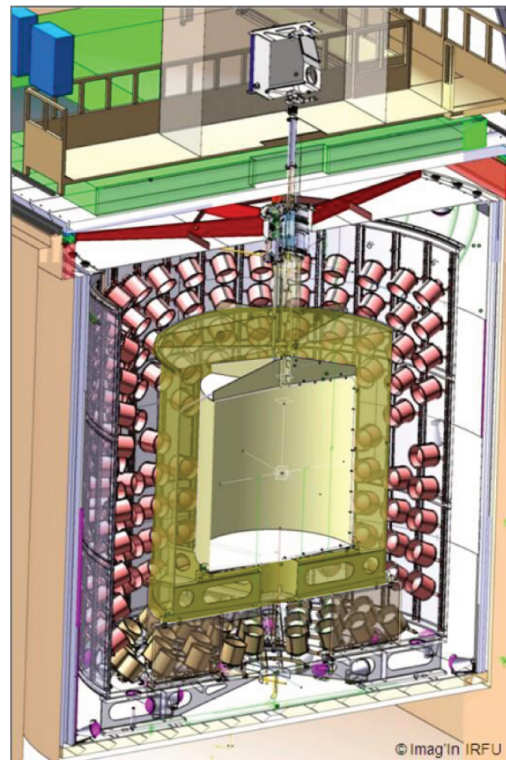


Figura 19 – Esquemático do Detector com o *Gamma-Catcher* em destaque, com a coloração verde.

O *Gamma-Catcher* é o volume intermediário do *Inner Detector*, entre o *Buffer* e o *Target*, como observado na Figura 19. Ele é composto por um volume de $22,3 \text{ m}^3$ de cintilador líquido que tem como principal função a captura completa dos gamas gerados pela interação beta-inverso no *Target*, que possam escapar desse volume. Em outras palavras, a função principal do *Gamma-Catcher* é garantir o volume fiducial do *Target* para interações beta-inverso, tendo assim o número total de alvos do *Target* (núcleos de hidrogênio) bem definido.

O cintilador líquido do *Gamma-Catcher* é composto por 30% Dodecaeno ($C_{12}H_{26}$), 66% Óleo Mineral, além de 4% de PXE (fenyl-xililo-etano, C_6H_{18}) e 2 g/l de PPO ($C_{15}H_{11}NO$) como cintiladores e 20 mg/l de 1,4-Bis(2-metilstyryl) benzeno ($C_{24}H_{22}$) como *wavelength shifter*. Essa escolha de composição dos líquidos tem como objetivo manter compatibilidade tanto óptica quanto em nível de materiais (com o acrílico do cilindro), bem como manter o mais homogêneo possível a produção de luz de um gama que iniciou sua deposição de energia no *Target* e terminou no *Gamma-Catcher*, ou seja, manter o mesmo *Light Yield* do cintilador do *Target*.

Apesar de não ter sido desenhado com esse propósito, o *Gamma-Catcher* também pode ser utilizado para detecção de neutrinos da mesma forma que o *Target*, com a diferença que a detecção do nêutron gerado por beta-inverso, nesse caso, se dá por captura no Hidrogênio (nesse cenário, é possível fazer essa medida tanto no *Target* quanto no *Gamma-Catcher*). Esse método é excelente como uma medida de fluxo usando o mesmo detector, mas de forma completamente independente da captura no Gadolínio, com seus próprios erros sistemáticos. Ela será discutida em mais detalhes na seção de análise de dados.

2.3.3.3 O *Target*

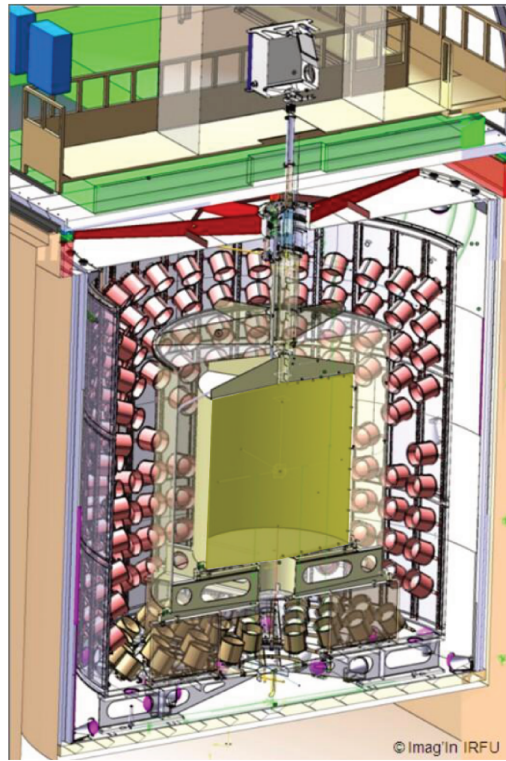


Figura 20 – Esquemático do Detector com o *Target* em destaque, com a coloração verde.

O *Target* é o volume mais central do *Inner Detector*, localizado logo após o *Gamma-Catcher*, como observado na Figura 20. Ele é composto por um volume de $10,3 \text{ m}^3$ de

cintilador líquido dopado com Gadolínio e tem como função ser o volume no qual ocorrem as interações beta-inverso, onde os antineutrinos do reator interagem com os átomos de Hidrogênio do cintilador. O pósitron gerado por essa interação é detectado diretamente pela deposição de energia no cintilador líquido enquanto o nêutron é capturado por um átomo de Gadolínio (ou Hidrogênio, no caso da análise de dados via captura no mesmo) que por sua vez decai para o estado fundamental com um tempo de meia vida de $30 \mu s$ emitindo gamas cuja soma de energia é aproximadamente $8 MeV$. Esses gamas, por sua vez, são detectados via deposição de energia no cintilador líquido. Como a detecção de um antineutrino se dá por dois eventos dentro do detector, sendo um deles, por gamas, que possuem um livre caminho médio muito maior que o pósitron, o *Gamma-Catcher* é uma peça fundamental para a calorimetria correta dos eventos gerados no volume do *Target*.

O cintilador deste volume é composto por 80% Dodecaeno ($C_{12}H_{26}$), 20% de PXE (fenyl-xililo-etano, C_6H_{18}) e 7 g/l de PPO ($C_{15}H_{11}NO$) como cintiladores e 20 g/l de 1,4-Bis(2-metilstyryl) benzeno ($C_{24}H_{22}$) como *wavelength shifter*. Além disso, o cintilador é dopado com 1 g/l de Gadolínio usando um complexo *Gadolínio* – β – *Dicetona*, escolhido por ser bastante solúvel no cintilador e por manter sua transparência por um longo período de tempo em testes anteriores (26). A transparência e estabilidade do cintilador são medidos continuamente usando os dados do fotopico de energia da captura de nêutrons em Gadolínio, se encontrando estável dentro de 1% de precisão ao longo de um ano de tomada de dados (18). A questão da estabilidade óptica e transparência do cintilador foi outra melhoria sobre o experimento de Chooz, cuja precisão foi sensivelmente prejudicada pela instabilidade da mistura Gadolínio + cintilador utilizada no experimento (14). Um detalhe importante de desenho foi o acréscimo do Dodecaeno na mistura, que embora efetivamente diminua a produção de luz no cintilador (*Light Yield*), aumenta a compatibilidade química com os cilindros de acrílico bem como aumenta o número de alvos (Hidrogênio) para interação de antineutrinos no *Target* (26).

De forma a minimizar a incerteza com relação ao fluxo de neutrinos na primeira fase do experimento, na qual apenas o *Far Detector* estava em operação, foi importante conhecer o número de alvos para antineutrinos com a maior precisão possível. Para tal, a escolha da pureza dos componentes do líquido do *Target* foi feita também de forma a maximizar o conhecimento do número total de átomos de Hidrogênio contidos no volume. Também foi necessário um conhecimento preciso da massa total do líquido desse volume, que foi obtido, após termalização, com uma incerteza de 0,04%. Como resultado, o número de alvos do *Target* é conhecido com uma precisão de 0,3% (26).

2.4 A Eletrônica de Aquisição de Dados

Uma vez gerado um sinal de luz dentro do *Inner Detector* ou *Inner Veto*, este passa por uma série de dispositivos eletrônicos de forma a detectar, formatar e fazer sua aquisição. Essa série de dispositivos se inicia com as fotomultiplicadoras, passando pelo circuito de *front-end*, *trigger* até os digitalizadores: um especializado em baixa energia (*NuFADC*) e outro em alta energia (*MuFADC*), como apresentado no digrama da Figura 21.

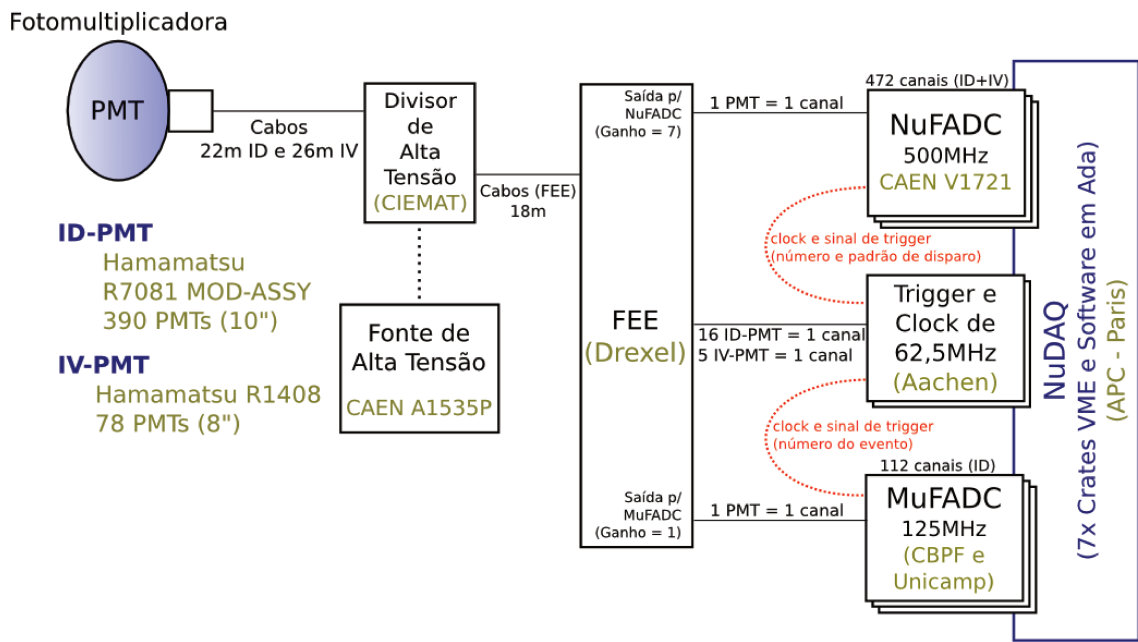


Figura 21 – Esquemático da eletrônica de aquisição de dados do Experimento Double Chooz

2.4.1 As Fotomultiplicadoras e o sistema de Alta Tensão

Como citado anteriormente, no detector de Double Chooz são utilizados dois modelos de fotomultiplicadoras (*PMTs*, do inglês *Photomultiplier*) diferentes, ambas fabricadas pela empresa japonesa Hamamatsu: 390 PMTs R7081 (com fotocátodo de 10 polegadas) no *Inner Detector* e 78 R1408 (de 8 polegadas) no *Inner Veto*.

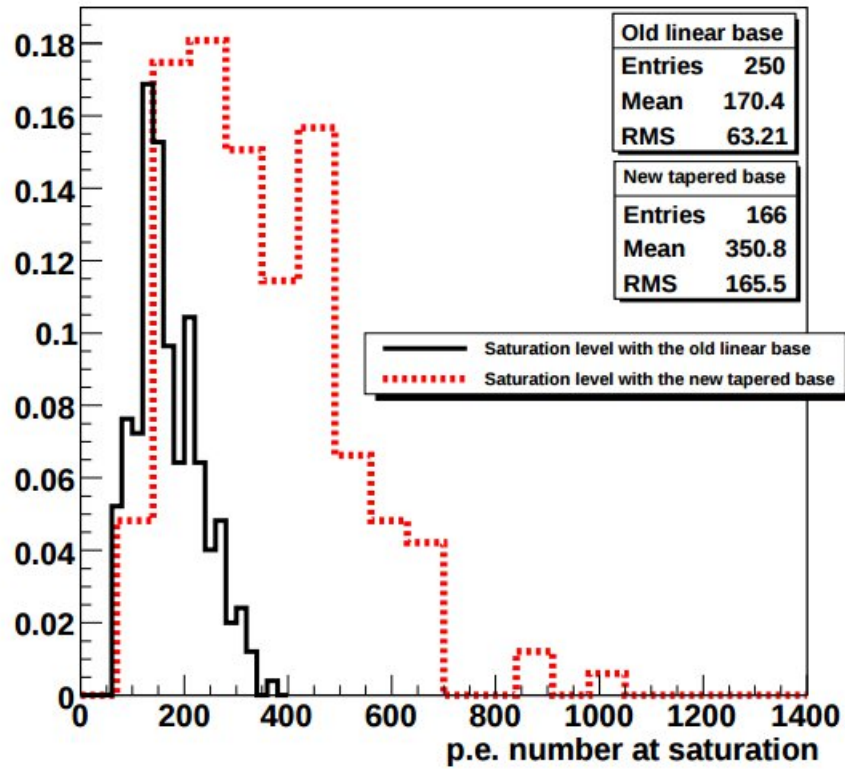


Figura 22 – Teste de saturação utilizando dois diferentes divisores de tensão para as PMTs R1408. Retirada da referência 27

Embora as *PMTs* do *Inner Detector* tenham sido produzidas especialmente para o experimento (incluindo as especificações de sensibilidade e radiopureza), as *PMTs* do *Inner Veto* foram reutilizadas dos experimentos Superkamiokande (onde elas são utilizadas no *Outer Veto*) e, em especial, do experimento IMB (27). Para tal, mais de 260 *PMTs* foram testadas e 156 foram escolhidas, com a tensão para ganho de 10^7 e *dark noise* caracterizados, para fazer parte dos detectores *Near* e *Far* de Double Chooz (27). Essas *PMTs* cobrem aproximadamente 0,6% da área do *Inner Veto* e, ao contrário do que ocorre com o sinal de neutrinos, uma das características mais importantes delas é o limite de saturação, ou seja, quantos fotoelétrons ela pode receber antes de seu sinal ser completamente saturado. Para maximizar essa característica, foi desenvolvido e testado um novo divisor de tensão, cujo resultado pode ser visto na Figura 22.

As *PMTs* do *Inner Detector*, por sua vez, foram desenvolvidas especificamente para o experimento (28). Além das características já descritas com relação a materiais, 5 especificações relativas ao sinal deveriam ser atingidas. A primeira delas é relativa ao ganho dada a tensão de funcionamento: a *PMT* deve ter ganho de 10^7 em uma tensão entre 1150 V e 1650 V. A próxima é relativa ao sinal ruído: a relação *Pico/Vale* para a medida de *Single Photoelectron (SPE)* deve ser superior a 2,5. A medida de *SPE* representa a carga gerada por um único fotoelétron na fotomultiplicadora e, para uma medida precisa

de carga, esta deve ser o mais separada possível da linha de base, conhecido como pedestal. Uma medida típica feita na PMT R7081 pode ser vista na Figura 23.

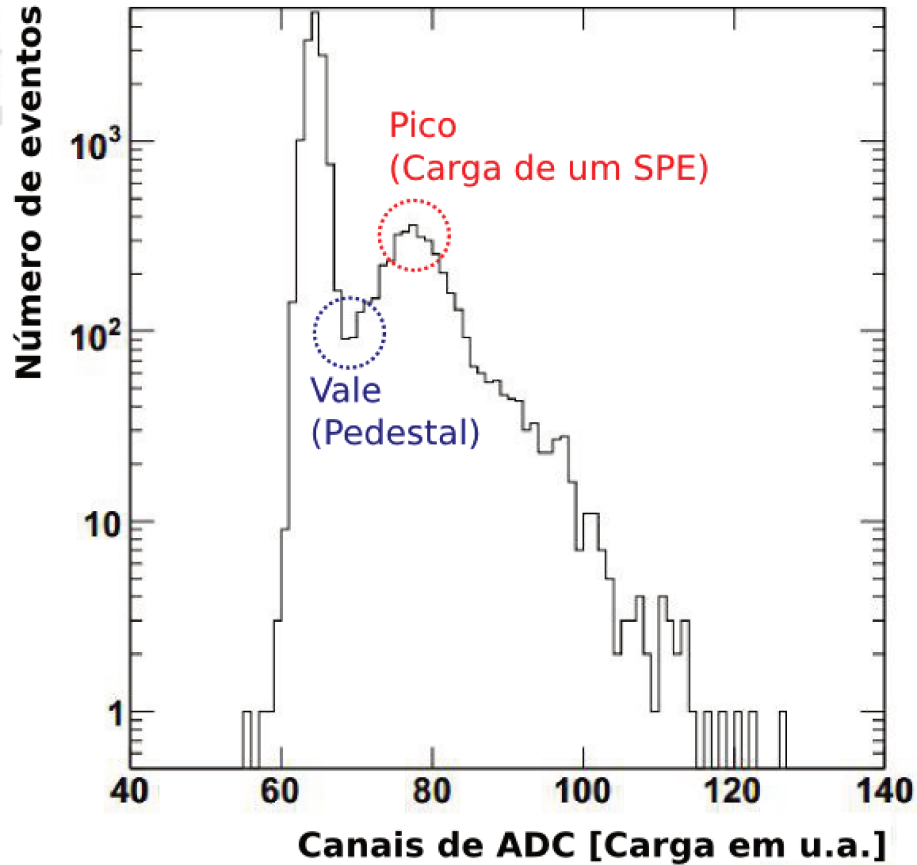


Figura 23 – Teste de *SPE* típico da *PMT* Hamamatsu R7081, feito usando um pulso de laser com intensidade de 0,25 *Photoelectron* e com a *PMT* alimentada por 1200V. Retirada da referência 28

A próxima especificação ocorre pela resolução temporal necessária para a reconstrução das coordenadas da interação dentro do *Inner Detector*. A especificação nesse caso é a Dispersão do Tempo de Trânsito, ou seja, a dispersão da diferença temporal entre a injeção de um pulso de luz e observação de um sinal elétrico. É necessário que esse valor, medido como a Largura da Distribuição a Meia Altura (conhecido, em inglês, como *Full width at half maximum* ou *FWHM*) tenha um valor inferior a 4,4 ns (28). Esse parâmetro é fortemente influenciado pelo campo elétrico entre o catodo e o primeiro dinodo, bem como o formato dos demais dinodos do estágio de multiplicação da *PMT*, sendo então uma condição de contorno bastante forte no estágio de desenho da fotomultiplicadora.

O quarto parâmetro é a taxa de corrente escura, ou seja, a taxa de contagens disparadas por elétrons termiônicos provenientes do fotocatodo ou dos próprios dinodos da *PMT*. Em outras palavras, a corrente escura é a corrente elétrica na saída da *PMT* (ou, de forma equivalente, taxa de eventos) medida quando não há nenhuma luz chegando ao

fotocatodo. Para um experimento cujo sinal tem intensidade da ordem de fótons por *PMT*, a corrente escura deve ser tratada como uma grande fonte de ruído. Como as contagens de eventos de corrente escura tem uma distribuição em energia com queda exponencial, é necessário especificar o valor do limiar mínimo de energia na qual essa característica será medida. Outro fator importante é que após serem expostas a luz (por exemplo durante a instalação), as *PMTs* precisam de um período ligadas de forma a estabilizar sua contagem de corrente escura. Imediatamente após a exposição, essa contagem tende a ser muito maior que o *baseline*, pois existem mais elétrons livres nos dinodos devido ao Efeito Fotoelétrico. Para as *PMTs* do *Inner Detector*, escolheu-se que a taxa máxima poderia ser de 8000 Hz com limiar de $0,25\text{ Photoelectron}$, após estar ligada por 20 horas.(28)

O sistema de alta tensão se utiliza de módulos comerciais A1535P em um crate SY1527LC de 16 slots, ambos fabricados pela empresa CAEN(29). Uma foto de módulo juntamente com o crate pode ser observada na Figura 24.



Figura 24 – Fotografia de um módulo (A1535P) de alta tensão e do crate (SY1527LC) usado em Double Chooz. Retirada da referência 30

Cada módulo de alta tensão possui 24 canais positivos dispostos em um conector fabricado pela empresa *Radiall* de 52 pinos. Sua tensão máxima é de 3500 V e corrente máxima de 3 mA por canal. Como medida de segurança, foi configurado um limite máximo de segurança de 2100 V em todos os módulos, uma vez que, embora desenhadas para operar entre 1150 V e 1650 V (região de ganho 10^7), as *PMTs* tem como limite teórico máximo uma tensão de 2200 V (30).

Assim como discutido anteriormente sobre as *PMTs*, o sistema de alta tensão deve atender a alguns requisitos mínimos para utilização no experimento. Além de permitir um controle e monitoramento remoto individual por canal, o principal requisito é que este sistema tenha um ruído máximo de aproximadamente 1 mV . Ruído, nesse caso, se refere a oscilações rápidas, da ordem de ns até μs acima e abaixo da linha de base de tensão contínua que o sistema de alta tensão entrega as *PMTs*. Esse requisito é importante, pois

o sinal típico esperado para um *SPE* (e, conseqüentemente, da interação do elétron gerado por beta-inverso) possui uma amplitude de alguns *mV*. O resultado de ruído obtido para esse sistema de alta tensão pode ser visto na Figura 25.

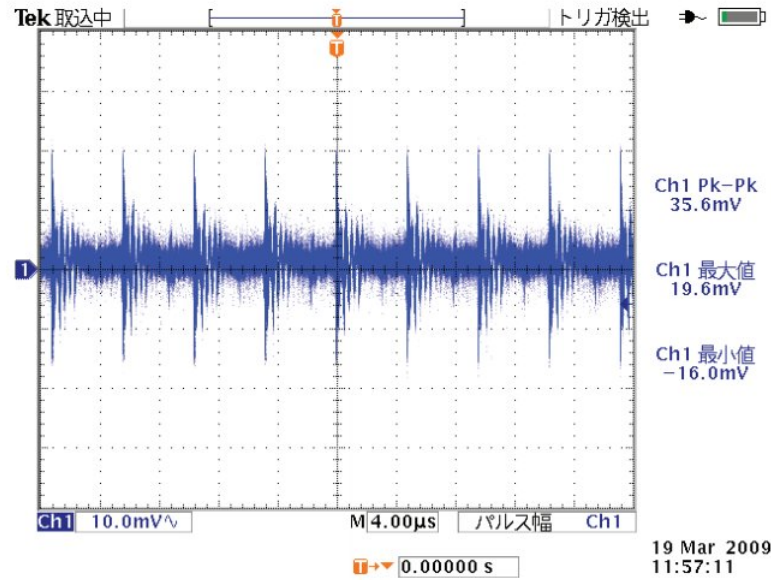


Figura 25 – Tensão da fonte de Alta Tensão vista diretamente no osciloscópio. (30)

Como observado na Figura 25, o ruído obtido diretamente da fonte de Alta Tensão é bastante superior aos requisitos do sistema de aquisição de dados de Double Chooz, sendo necessário adicionar um filtro passa-banda ao divisor de tensão (*splitter*) que seria utilizado para separar o sinal das *PMTs* do fundo de tensão contínua da alimentação. O diagrama do circuito utilizado pode ser visto na Figura 26.

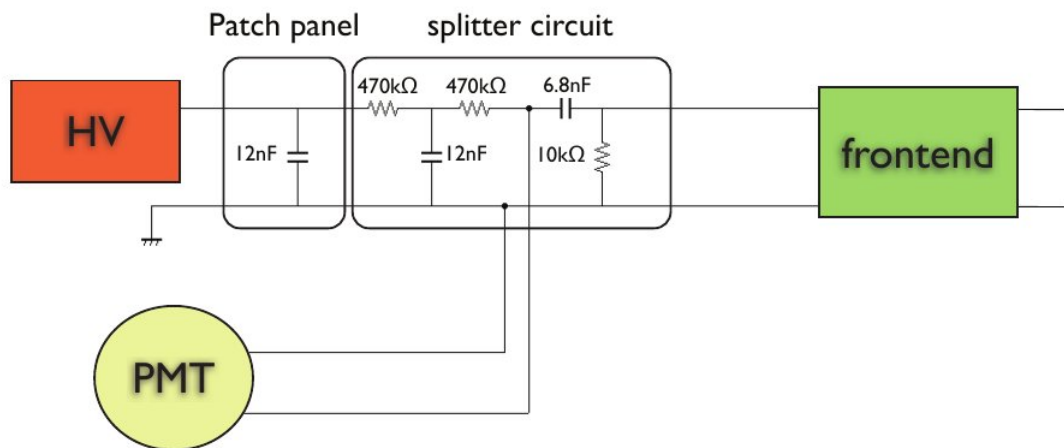


Figura 26 – Circuito separador do sinal e da alta tensão (*splitter*) contendo o filtro passa-banda. (30)

Após a passagem da tensão pelo filtro, o ruído é bastante contido, estando abaixo de 2 *mVpp*, como observado na Figura 27.

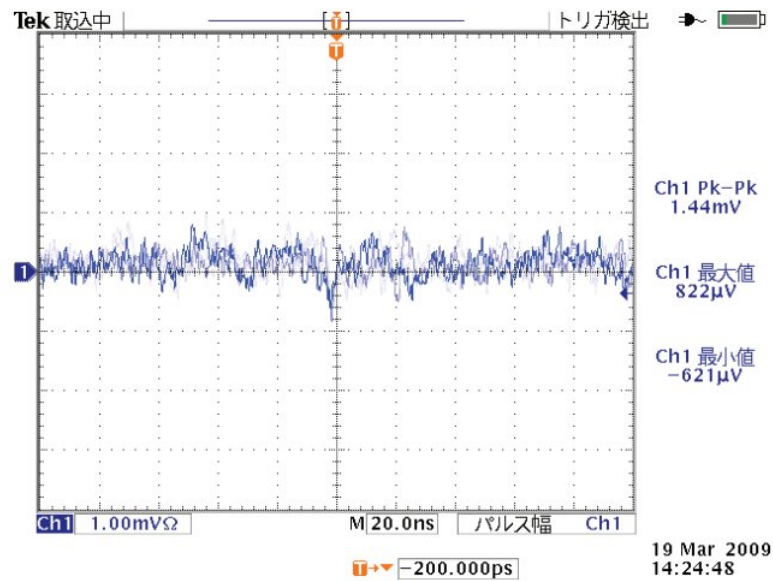


Figura 27 – Tensão após o filtro passa banda vista diretamente no osciloscópio. Observe a diferença de escala em comparação com a Figura 25 (10mV versus 1mV). (30)

2.4.2 A eletrônica de *Front End*

A eletrônica de *Front End* foi desenvolvida na Universidade de Drexel e possui três funções principais: amplificação do sinal recebido dos *splitters* para um valor apropriado ao intervalo dinâmico dos digitalizadores de neutrinos e múons, filtragem do ruído eletrônico do sinal e restauração do valor de *baseline* (cuja importância será explicada em detalhes na seção 2.4.5). Fisicamente, a eletrônica de *Front End* é composta de módulos no formato NIM, contendo 8 entradas analógicas localizadas na parte traseira do módulo (lado da fonte de um crate NIM), 8 saídas analógicas amplificadas para a eletrônica de aquisição de neutrinos, 8 saídas analógicas amplificadas para a eletrônica de aquisição de múons e saídas com sinais utilizados pelo sistema de *Trigger*. Essas saídas compreendem uma saída contendo a soma analógica dos 8 canais contidos no módulo e uma saída contendo um sinal proporcional a carga somada dos 8 canais analógicos, conhecido como *Stretcher Signal*. Esse sinal é utilizado pelo sistema de *Trigger* para determinar o tipo de evento observado e será melhor detalhado na seção 2.4.3.

O sinal de cada canal analógico na entrada passa inicialmente por um filtro cuja função é eliminar os ruídos eletromagnéticos captados pelos 24 metros de cabo coaxial das *PMTs* usando duas técnicas: um filtro passa-baixa com frequência de corte de 6,7 *kHz* e um Amplificador de Instrumentação para eliminar ruídos de modo comum, ou seja, ruídos que aparecem simultaneamente no sinal e no terra do cabo. A saída desse primeiro amplificador alimenta os outros dois circuitos de amplificação: o que gerará o sinal de baixa-energia (neutrinos) e o de alta-energia (múons).

Um detector de neutrinos dessas dimensões é praticamente um detector de fotoelétrons: o sinal médio deixado pelo pósitron é da ordem de 1 fotoelétron por PMT. O sinal típico de um fotoelétron após os *splitters* possui uma amplitude da ordem de $4 \sim 5 \text{ mV}$ enquanto a eletrônica de aquisição de neutrinos possui uma sensibilidade máxima (*LSB*) de aproximadamente $3,9 \text{ mV}$, sendo portanto necessário amplificar esse sinal antes da digitalização (25). O circuito amplificador do sinal de neutrinos tem um ganho de aproximadamente 7,8 vezes, escolhido especificamente para a sensibilidade e range dinâmico dos digitalizadores, como discutido na seção 2.4.5.

O sinal gerado por eventos de alta deposição de energia, como múons e elétrons de Michel, gera muito mais luz dentro do detector e, por isso, não possui as mesmas limitações do sinal de neutrinos (25). Como o desenvolvimento do *Front End* ocorreu antes da finalização da eletrônica de digitalização do sinal de Múons, o primeiro valor de ganho adotado para esse canal foi 1,0, ou seja, o sinal de saída para os digitalizadores tinha a mesma amplitude do registrado pelas *PMTs*. Com o final do desenvolvimento dos digitalizadores, foi possível executar um teste com a versão usando ganho 1,0 para a escolha do ganho final.

2.4.2.1 Calculando o melhor Ganho para o canal de alta-energia da FEE

Para determinar qual ganho otimizaria o intervalo dinâmico da eletrônica de múons, selecionamos 4 *PMTs* altamente correlacionadas (na mesma região do detector) e estudamos a saturação do digitalizador. Esse caso é o pior cenário possível pois é muito alta a probabilidade de saturação de uma *PMT* cuja *PMT* vizinha mostra-se saturada. Caso fossem usadas *PMTs* distantes, a probabilidade conjunta de saturação seria muito menor.

Para esse teste, foram usadas as *PMTs* da região inferior do detector, como pode ser observado na Figura 28 com o *Trigger* de alta-energia (será apresentado em detalhes na seção 2.4.3).

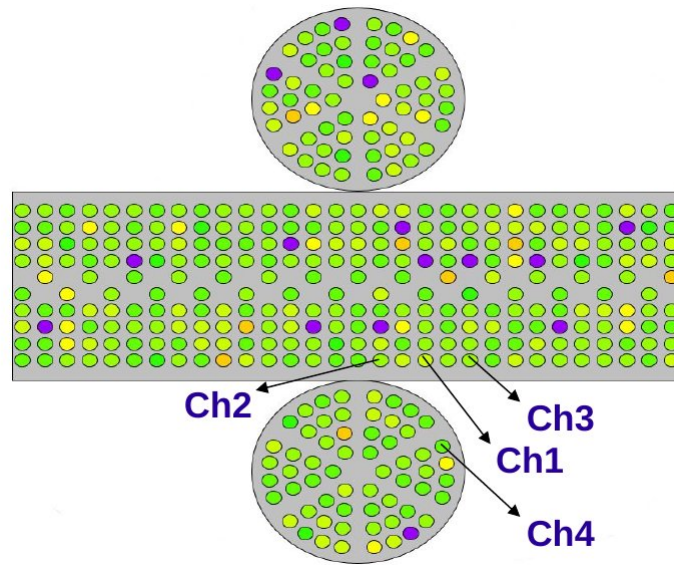


Figura 28 – Mapa do Detector destacando as 4 *PMTs* usadas no teste de Ganho.

Escolhidas as *PMTs*, os cabos respectivos do *Front End* foram ligados aos 4 primeiros canais de um digitalizador do sinal de múons e 30 minutos de dados de alta-energia foram adquiridos. Com esses dados pudemos simular a saturação obtida com ganhos diferentes do *Front End* multiplicando os valores de tensão obtidos nos digitalizadores pelo valor de ganho simulado. Para saturação, usamos duas definições distintas: *saturação recuperável*, quando 4 ou mais amostras da forma de onda (*waveform samples*) digitalizada estão saturadas e *não-recuperáveis*, quando 8 ou mais amostras estão saturadas. Um exemplo de saturação recuperável para ganhos simulados no sinal do primeiro canal pode ser visto na Figura 29.

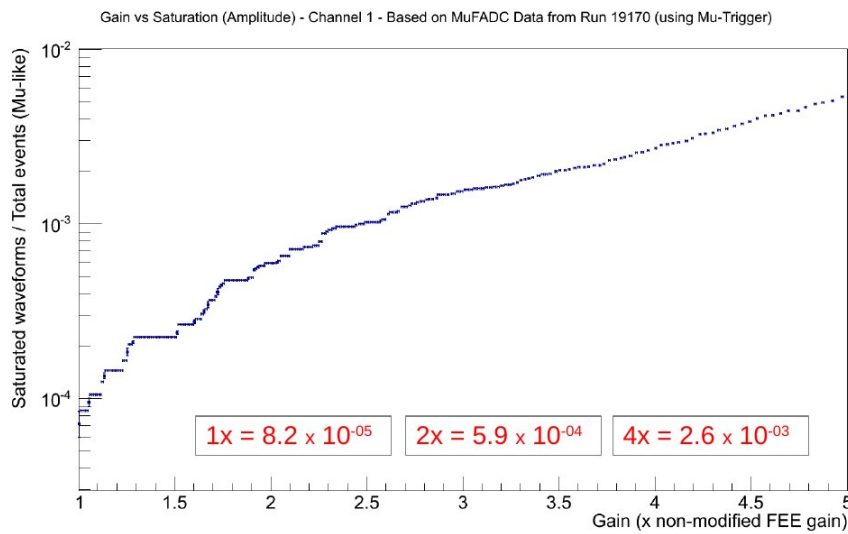


Figura 29 – Saturação do primeiro canal usando um ganho simulado.

Pode-se observar na Figura 29 que, considerando uma saturação recuperável (mais de 3 amostras), existe saturação em $8,2 \cdot 10^{-3} \%$ das formas de onda capturadas no primeiro

canal da eletrônica de múons. Simulando um ganho igual a 2.0, o nível de saturação passa para $5,9 \cdot 10^{-2} \%$ enquanto com um ganho igual a 4.0, temos $2,6 \cdot 10^{-1} \%$.

Embora o estudo para o primeiro canal seja uma boa referência para entendimento do mecanismo de saturação, do ponto de vista de reconstrução do evento, um canal saturado, mesmo com uma saturação não-recuperável, não é algo especialmente problemático: aumenta apenas a incerteza de reconstrução da energia global. Do ponto de vista de reconstrução do evento é importante o estudo de saturação de diversos canais simultaneamente, como observado para uma saturação recuperável na Figura 30 e para uma saturação não-recuperável na Figura 31.

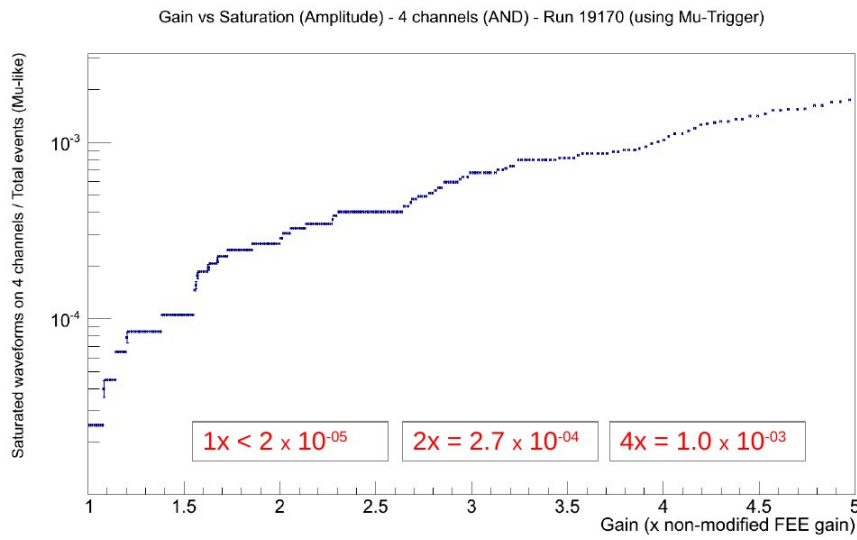


Figura 30 – Saturação simultânea (no mesmo evento) dos 4 canais estudados: saturação recuperável.

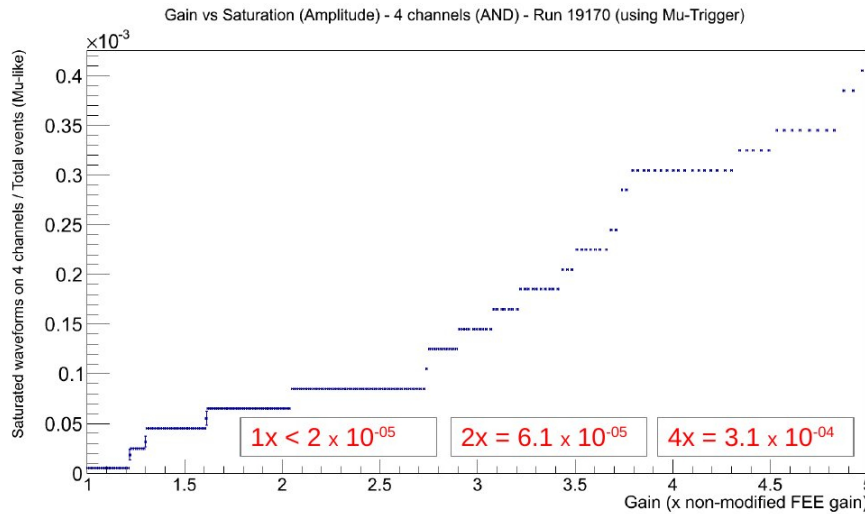


Figura 31 – Saturação simultânea (no mesmo evento) dos 4 canais estudados: saturação não-recuperável.

No cenário observado na Figura 30 foi encontrada uma saturação recuperável de $2,7 \cdot 10^{-2} \%$ para ganho igual a 2,0 e $1,0 \cdot 10^{-1} \%$ para ganho igual a 4,0. Como esperado para *PMTs* na mesma região do detector, esse resultado é altamente correlacionado com o observado na Figura 29 tendo os valores com a mesma ordem de magnitude. No cenário observado na Figura 31 foi encontrada uma saturação não-recuperável de $6,1 \cdot 10^{-3} \%$ para ganho igual a 2,0 e $3,1 \cdot 10^{-2} \%$ para ganho igual a 4,0.

Como conclusão desse teste, foi adotado um ganho igual a 4,0 no canal de alta energia do *Front End* de forma a maximizar o intervalo dinâmico dos digitalizadores de tensão e melhorar a resolução e tempo morto dos digitalizadores de tempo da eletrônica de múons (31).

2.4.3 O sistema de *Trigger*

O sistema de *Trigger* de Double Chooz foi construído especificamente para o experimento pela Universidade de Aachen. Ele é baseado em 4 unidades distintas: um *Trigger Master Board* (TMB) responsável pela decisão e pela distribuição do sinal de temporização (*clock*) de $62,5\text{MHz}$ para todos os digitalizadores de sinal; e três *Trigger Boards* (TB): duas dedicadas ao *Inner Detector* e uma dedicada ao *Inner Veto*. (20).

2.4.3.1 *Trigger Board: Inner Detector*

Cada TB possui 18 canais analógicos onde são adquiridos os sinais gerados pelo *Stretcher* do *Front End*. Como discutido em 2.4.2, o sinal do *Stretcher* contem a soma analógica da carga dos 8 canais de cada *Front End* e, em cada canal da *Trigger Board*, temos a soma de 2 sinais provenientes de 2 módulos de *Front End*, resultando na soma de 16 *PMTs*. São povoados desse modo 12 canais de cada TB, destinando o décimo terceiro canal para apenas 3 *PMTs* (de forma a popular completamente as 390 *PMTs*). O formato físico de uma *Trigger Board* é uma placa VME 6U e pode ser observada na Figura 32.

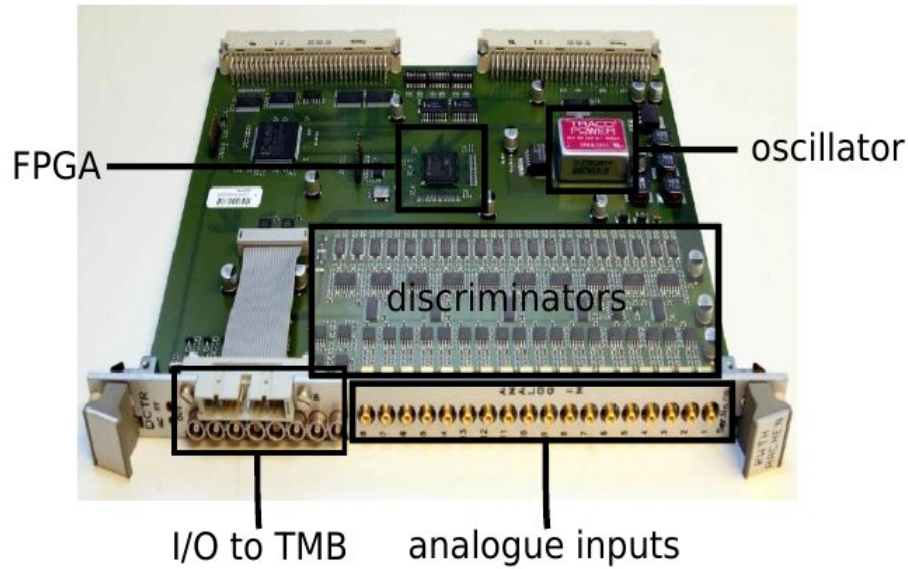


Figura 32 – Imagem de uma *Trigger Board* do experimento Double Chooz (25).

Os sinais analógicos vindos do *Front End* são divididos entre as duas *Trigger Boards* de forma que para cada fotomultiplicadora ligada à *Trigger Board A*, todas as fotomultiplicadoras em volta desta estejam ligadas à *Trigger Board B*. Uma ilustração mostrando a divisão das *PMTs* entre elas pode ser vista na Figura 33.

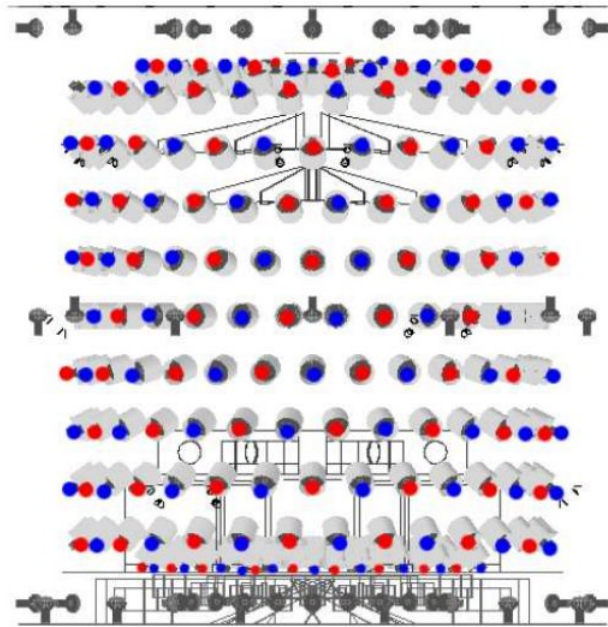


Figura 33 – Esquemático da divisão das *PMTs* entre as *Trigger Boards*. Em azul são mostradas as *PMTs* ligadas a uma *Trigger Board* e em vermelho as conectadas a outra (25).

Esse modo de ligação entrelaçada garante que o mesmo volume sensível seja visto por ambas as *Trigger Boards*, o que garante uma maior robustez do ponto de vista da

seleção do trigger e permite que se possa verificar continuamente a eficiência de um módulo em relação ao outro.

As Trigger Boards do Inner Detector tem como função classificar um evento (um evento, nesse caso, é a aquisição de luz pelas *PMTs* com multiplicidade de no mínimo 2) em 4 diferentes categorias, de acordo com a energia aproximada e da multiplicidade. O primeiro patamar de classificação é conhecido como *prescaled* e nessa classificação são incluídos eventos com energia inferior a 350keV sem nenhum corte por multiplicidade. Nessa região o ruído é muito intenso, causando taxas da ordem de 1kHz , e o sinal está bastante abaixo da faixa de energia de interesse para estudo da interação Beta Inverso, por isso são adquiridos apenas 10^{-3} dos eventos que se encontram nessa classificação.

O segundo patamar de classificação é conhecido como *neutrino – like* e abrange eventos entre 350keV e 6MeV . É interessante observar que esse limite inferior se encontra bastante abaixo do limiar mínimo de deposição de energia de um pósitron gerado por interação Beta Inverso ($1,02\text{MeV}$) de forma a se obter uma melhor representação do ruído nessa região de baixa energia. O resultado final dessa faixa gera uma taxa de *trigger* da ordem de 100Hz (25).

O terceiro e quarto patamares são de mais alta energia, conhecidos como *neutron-like* e *muon-like*, com limiares aproximados de energia de respectivamente 6MeV e 50MeV . Esse último patamar, *muon-like*, é utilizado, após a selecionados pelo *Trigger Master Board*, para a eletrônica de múons, como mostrado na seção 2.4.2.1.

2.4.3.2 Trigger Board: Inner Veto

A *trigger board* usada no *Inner Veto*, por sua vez, possui apenas 3 diferentes patamares de classificação: *prescaled*, *neutron-like* e *muon-like*. Além disso, os canais analógicos do *Inner Veto* são agrupadas em 18 grupos contendo entre 3 e 6 *PMTs*, como ilustrado na Figura 34.

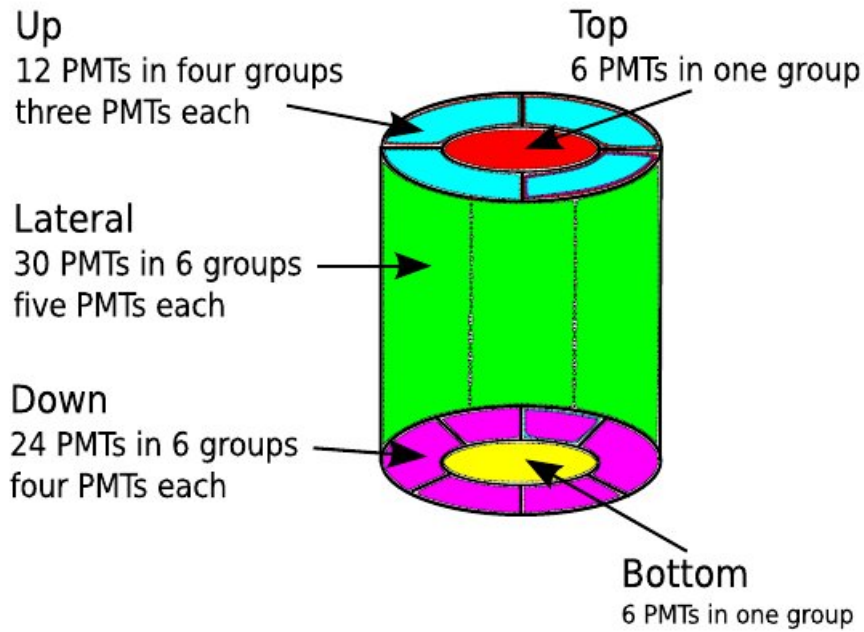


Figura 34 – Esquemático do agrupamento das *PMTs* do *Inner Veto* na *Trigger Board* (25).

A primeira classificação dos eventos, *prescaled*, funciona do mesmo modo que no *Inner Detector*: possui um limiar escolhido para gerar uma taxa de aproximadamente $1kHz$ e destes eventos são adquiridos um fator de 10^{-3} , sorteados aleatoriamente. Por ter um perfil bastante diferente do *Inner Detector* e ter o espectro fortemente dominado por decaimentos radioativos o limiar para a classificação *neutron-like* ocorre por volta de $10MeV$, quando a contribuição de decaimentos naturais se torna desprezível. Já o limiar para *muon-like* se encontra por volta de $50MeV$ além de uma multiplicidade de 10 grupos de *PMTs*. A escolha de uma multiplicidade alta auxilia na discriminação de múons, pois devido à geometria do *Inner Veto*, com uma baixa densidade de *PMTs* nas laterais, um Múon tende a gerar luz que pode ser detectada por uma ampla área do detector.

A saída de ambas as *Trigger Boards* do *Inner Detector*, bem como a da *Trigger Board* com os sinais do *Inner Veto*, são enviadas para processamento pela *Trigger Master Board*.

2.4.3.3 *Trigger Master Board*

O último componente do sistema de *Trigger* é a *Trigger Master Board*, que, assim como as *Trigger Board*, também é baseado no formato VME 6U e pode ser visto na Figura 35.

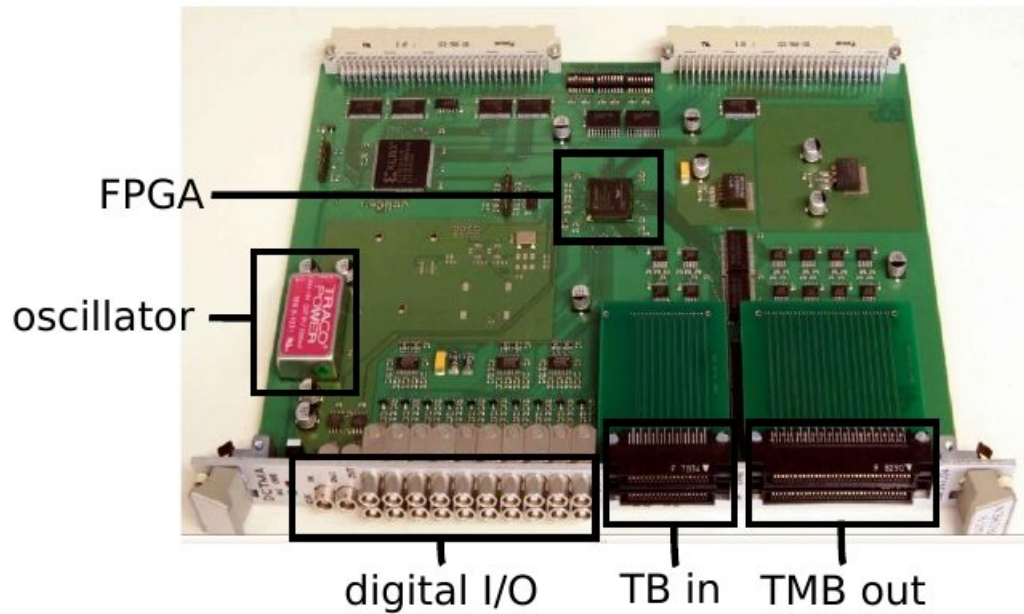


Figura 35 – Imagem de uma *Trigger Master Board* do experimento Double Chooz (25).

A *Trigger Master Board* recebe os dados digitais das três *Trigger Boards* (TB) e cria um *OR* Lógico com os mesmos, fazendo com que um trigger vindo de qualquer uma das TB gere um *trigger* que é enviado para os digitalizadores de neutrinos. Caso o *trigger* de qualquer uma das TB seja classificado como *muon-like*, o sinal de *trigger* também é enviado para os digitalizadores de múons. Além disso, a *Trigger Master Board* gera o número do evento (incremental no *run*), a palavra de *trigger* com os dados das TBs e o sinal de sincronia de *clock* para todos os digitalizadores.

2.4.4 A eletrônica de aquisição do *Outer Veto*

A eletrônica de aquisição do *Outer Veto* é completamente independente das demais eletrônicas de aquisição do experimento Double Chooz. A luz das ripas cintiladoras é coletada utilizando-se fibras ópticas e direcionada para *PMTs* multianódicas com 64 pixels cada (Hamamatsu M64). Cada *PMT* por sua vez é conectada em um *Front End* especificamente desenhado para o experimento que permite o envio do sinal analógico (após o estágio de amplificação, que pode ser ajustado para cada pixel) para um digitalizador com 12 bits de profundidade, caso o sinal passe de um limiar. No estágio de digitalização o sinal digital é sincronizado com o *clock* gerado pela *Trigger Master Board* para depois ser integrado juntamente com os demais dados em um estágio posterior (processamento *offline*).

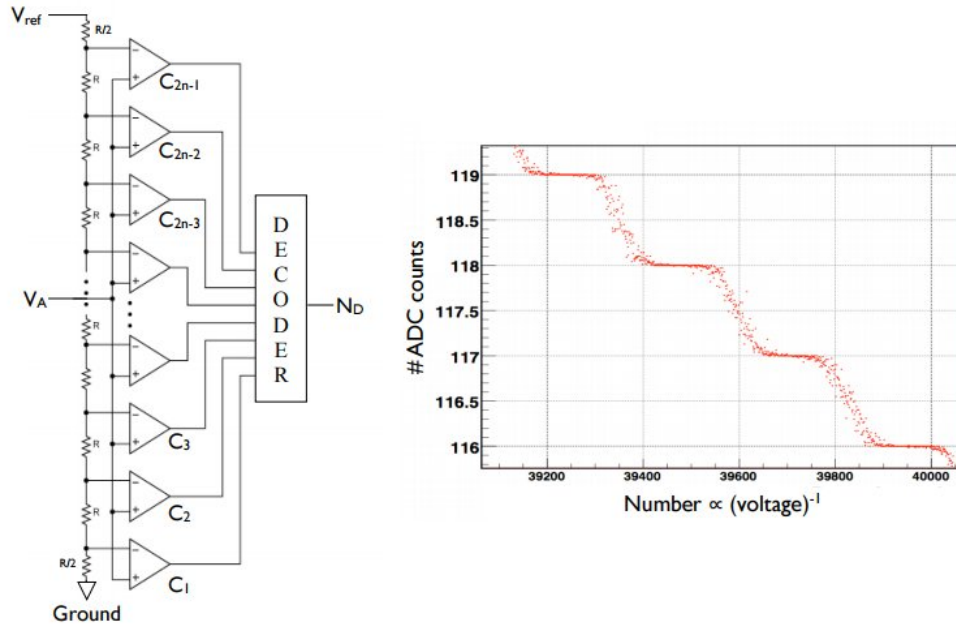


Figura 37 – Imagem a esquerda: cadeia de comparadores usados na digitalização. Direita: estrutura de passos discretos, aqui mostrados como função de $1/\text{tensão}$. (32).

Os módulos digitalizadores utilizados da eletrônica de neutrinos possuem 8 *Flash-ADCs* (por módulo) com uma frequência de digitalização de 500MHz (uma amostra a cada 2ns), profundidade de 8bits (256 níveis) e uma faixa dinâmica de 1V . Com essa configuração, temos um LSB de aproximadamente $3,9\text{mV}$. Cada módulo possui também uma memória de 2MB por canal usado como um *buffer cíclico* com 1024 janelas com $4\mu\text{s}$ de formato de onda, de forma a diminuir possíveis tempo mortos na aquisição de dados (32).

O sinal analógico recebe um offset na entrada do digitalizador (gerado internamente no módulo usando um Conversor Digital Analógico de 12 bits) de forma a deslocar a linha de base de cada canal (*baseline*) para o valor de 235LSBs . Esse passo é fundamental, pois o sinal das *PMTs* após amplificação do *Front End* é negativo, enquanto a faixa dinâmica dos digitalizadores abrange um intervalo entre 0 e 1V . Cada vez que o sistema de aquisição é desligado, durante o processo de re-ligamento é necessário refazer a calibração da linha base, o que gera um erro sistemático diferente por canal. Essa fonte de erro, bem como os desvios devidos ao baixo ruído da linha de base, são discutidos em mais detalhes na referência 33.

Todos os canais analógicos provenientes do *Front End*, ou seja, 390 do *Inner Detector* e 78 do *Inner Veto*, são digitalizados na eletrônica de neutrinos, independente da classificação de trigger disparada. Além disso, ela recebe do sistema de *Trigger* a *Palavra de Trigger* (informações sobre o disparo das TBs), o número do evento e o sinal de *clock*, que sincroniza a amostragem de todos os digitalizadores do experimento. Os dados, por sua vez, são adquiridos usando um computador VME (PowerPC *single core* na primeira

fase da aquisição e *dual core* na segunda) que envia todos os dados adquiridos por uma rede *Ethernet* até um computador local, onde o evento é reconstruído e salvo em disco no formato binário.

2.4.6 A eletrônica de aquisição de Múons: o NDAQ

A eletrônica de aquisição de múons, conhecida como *MuonE*, consiste em um módulo de padrão VME64x (6U)(34) com comunicação VME e USB completamente desenhado e construído no Brasil. Uma imagem de um módulo pode ser vista na Figura 38.



Figura 38 – Módulo utilizado na eletrônica de múons: o NDAQ.

Os módulos permitem o ingresso de 8 canais analógicos que podem ser digitalizados usando um *Flash-ADC* ($fADC$) de 12bits e 125MHz e cuja diferença de tempo entre a chegada de pulsos aos diferentes canais pode ser medida com um *Time to Digital Converter* (*TDC*) cuja precisão máxima é de 81ps. Todos os componentes são controlados por um *Field-programmable gate array* (*FPGA*), conhecida em nosso projeto como *Core FPGA*. A arquitetura flexível da *FPGA* nos permite total controle do funcionamento da eletrônica, como, por exemplo, da profundidade de bits e número de *samples* a ser guardado dos $fADC$ s, da janela de aceitação dos *TDC*s, quais são os critérios de *trigger* e o formato de saída dos dados. Por último, outra *FPGA*, conhecida como *VME FPGA*, se encarrega da administração da comunicação VME ou USB, permitindo a transmissão dos dados usando a interface desejada. Essa é uma visão geral do funcionamento dos módulos *MuonE*, estando, a seguir, uma descrição mais detalhada do funcionamento de cada subsistema.

2.4.6.1 Eletrônica de suporte

A eletrônica de suporte ou *slow control*, é constituída por todos os componentes que não são diretamente controlados pelas FPGAs, ou seja, que podem trabalhar a frequências mais baixas que o *clock* de trabalho da mesma (125MHz). Podemos separar a eletrônica de suporte em duas grandes áreas complementares: o subsistema analógico e o subsistema digital.

O sistema analógico

O subsistema analógico é formado pelos componentes que estão na entrada do sinal analógico. Cada canal está ligado a dois circuitos: um driver diferencial projetado para alimentar o estágio de conversão analógico-digital (AD8138)(35) e um comparador (AD8561)(36) cuja função é gerar um sinal digital para parar a contagem de tempo do *TDCs*. A utilização de sinalização digital já no primeiro estágio ocorre para minimizar a introdução de ruído no sinal que se deseja amostrar. Como a tensão usada como limiar para o comparador assume apenas valores positivos, foram adicionados transformadores (um por canal) entre a entrada e o comparador para inverter o sinal proveniente das fotomultiplicadoras, pois o mesmo é negativo. Essa modificação foi necessária apenas para atender aos requisitos do experimento Double Chooz, sendo adicionadas após a conclusão da segunda revisão do módulo, como pode ser visto na Figura 39.

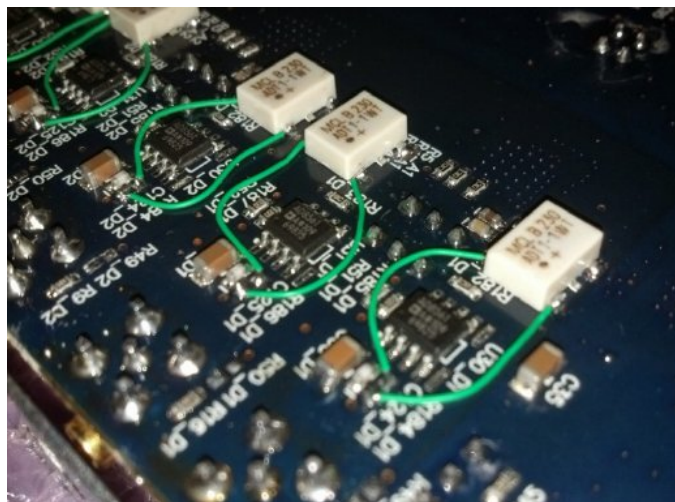


Figura 39 – Integração dos transformadores para atender as necessidades do sinal das *PMTs* do experimento Double Chooz.

Para controlar a tensão desse limiar é usado um Conversor Digital Analógico que faz parte do sistema digital, discutido a seguir.

O sistema digital

O subsistema digital do *slow control* é responsável por gerar o sinal de *clock* para sincronização das *FPGAs* e dos *Flash-ADCs*, as tensões de *threshold* para o disparo dos *TDCs* e as tensões de offset para o sinal analógico que ingressa para digitalização. O sistema de controle de todos esses componentes digitais é feito usando um Microcontrolador PIC18F da Microchip (37) programado para comunicação *CAN* (para comunicação externa ao módulo) e *SPI* (internamente no módulo).

O PIC18F controla via *SPI* 2 Conversores Digital Analógico (*DAC*) baseados no AD5328 da Analog Devices (38), utilizando 8 canais de 12 bits para controle dos limiares usados para o *TDC* e 4 canais do outro *CI* para controle do *offset* para o sinal a ser digitalizado (um *offset* para cada 2 canais).

Além disso, o microcontrolador programa e inicializa os 4 *Flash-ADCs* AD9627 da Analog Devices (38) (cada *CI* contém 2 canais analógicos) e o *distribuidor de clock* AD9510 também da Analog Devices (38). O *distribuidor de clock* recebe o *clock externo* ou o *clock* gerado por um oscilador de 62,5MHz no módulo, selecionável via *Jumper* (que por sua vez seleciona o canal de um *MUX*) e de acordo com a programação feita via *SPI*, uma *PLL* síncrona com o *clock* de entrada permite distribuir para os *ADCs* e para as *FPGAs* um *clock* de 125MHz (múltiplo 2 do *clock* de entrada).

Para atender a estabilidade de *clock* necessária para a sincronização com os digitalizadores do experimento Double Chooz, se tornou necessário criar um segundo filtro RC para atender o circuito de *Charge-Pump* que foi instalado em placas filhas acima do *CI* AD9510, como observado na Figura 40.

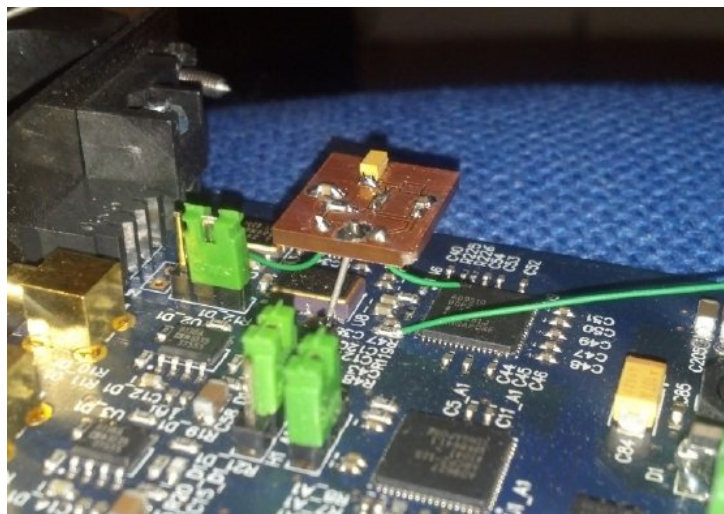


Figura 40 – “Placa filha” contendo o segundo filtro RC usado para a sincronização da PLL.

Com a modificação mostrada na Figura 40 juntamente com um ajuste fino na corrente do circuito de *Charge-Pump* (3.6mA), programável no CI AD9510 via *SPI*, foi obtida a estabilidade de *clock* necessária para rodar juntamente com os digitalizadores de neutrinos.

2.4.6.2 O digitalizador do formato de onda

Cada NDAQ possui 8 canais analógicos capazes de digitalização do formato de onda e do tempo entre sinais. A digitalização do formato de onda é feita usando um CI de *Flash-ADC* comercial AD9627 da Analog Devices (38) com capacidade de amostragem à 125MHz e 12 bits de profundidade (4096 níveis), embora esteja fisicamente conectado na FPGA Core apenas 10 bits e, por compatibilidade com a eletrônica de neutrinos, sejam adquiridos apenas 8 bits em Double Chooz. A escolha de quais bits devem ser gravados (dentre os 10 que são lidos pela FPGA) pode ser feita no software de aquisição de dados, que foi escrito em linguagem C para testes e em ADA para produção, pois essa é a mesma linguagem adotada para a aquisição de dados de neutrinos. A aquisição de dados é feita usando um *Single Board Computer* MVME3100 da empresa *Motorola/Emerson* (39), baseado na arquitetura *PowerPC* com comunicação direta com o barramento VME. Em testes de bancadas o NDAQ atinge de forma sustentável 20MB/s de transferência de dados usando apenas os *Flash-ADCs*, valor esse dentro do esperado para o tipo de transferência utilizada: *Block Transfer* (taxa máxima teórica de 40MB/s).

No processo de desenvolvimento dos NDAQs o processo de digitalização foi caracterizados com relação a distorção nos formatos de onda. Embora o *Flash-ADC* utilizado tenha uma resolução excelente: Não-Linearidade integral (INL) de $\pm 0,4 \text{ LSB}$ e Não-Linearidade Diferencial (DNL) de $\pm 0,2 \text{ LSB}$ (40); outros componentes no estágio analógico como o driver diferencial e os transformadores, bem como ruídos vindos do sistema de alimentação ou ruídos digitais poderiam distorcer o sinal. Para realizar esses testes, sinais senoidais de diferentes amplitudes foram gerados e adquiridos, sendo analisados de forma automatizada com o uso do Framework Root (41). Um exemplo de uma forma de onda adquirida nesse processo, bem como o ajuste obtido no Framework de análise pode ser visto na Figura 41.

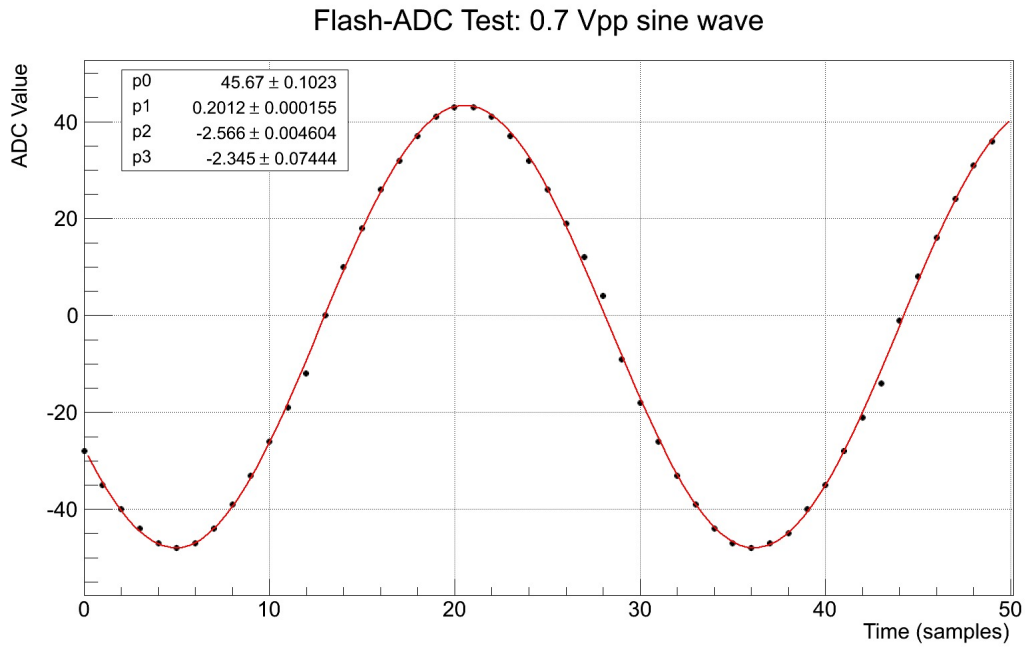


Figura 41 – Exemplo de formato de onda adquirido durante o desenvolvimento dos NDAQs. O ajuste mostrado tem a forma: $p0 \cdot \sin(p1 \cdot x + p2) + p3$ e as barras de erro em tensão se encontram dentro das dimensões dos pontos.

A partir dos resultados dessa análise é possível se obter os erros médios de reconstrução, analisando o Chi-Quadrado obtido para cada um dos ajustes. O resultado obtido para a análise dos dados de senoides com $0,7V_{pp}$ pode ser visto na Figura 42.

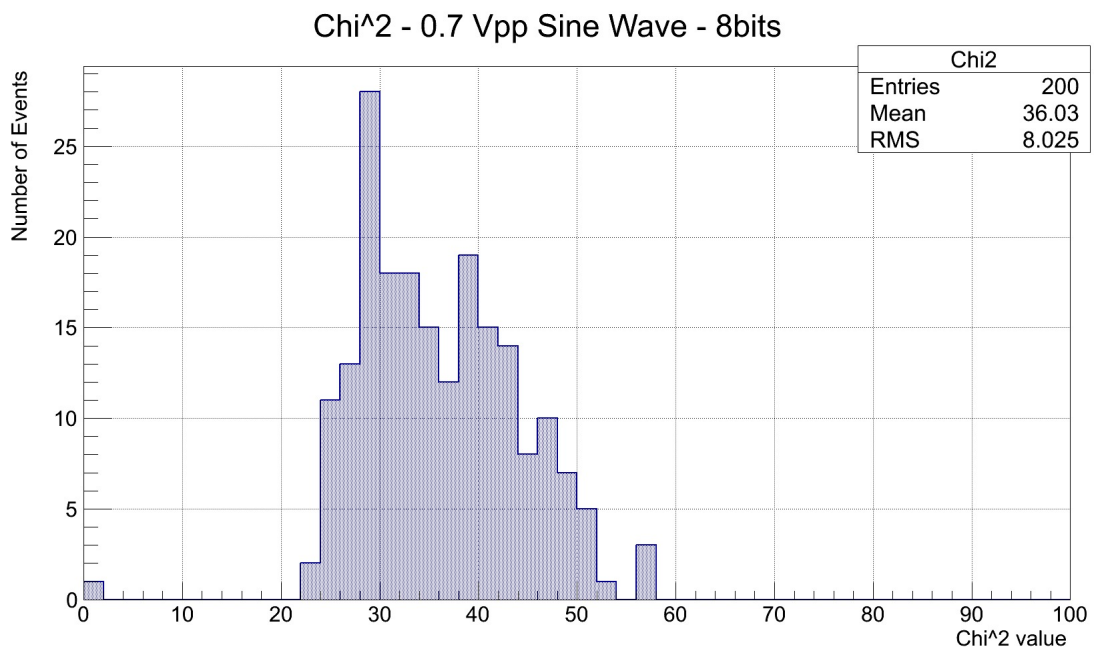


Figura 42 – Resultado de Chi-Quadrado obtido na análise de 200 formas de onda de senoides com $0,7V_{pp}$.

Usando o resultado médio para cada diferente medida de tensão, bem como o desvio RMS, foi possível obter um panorama geral da distorção do sinal analógico antes e durante o processo de digitalização. Esse resultado é apresentado na Figura 43.

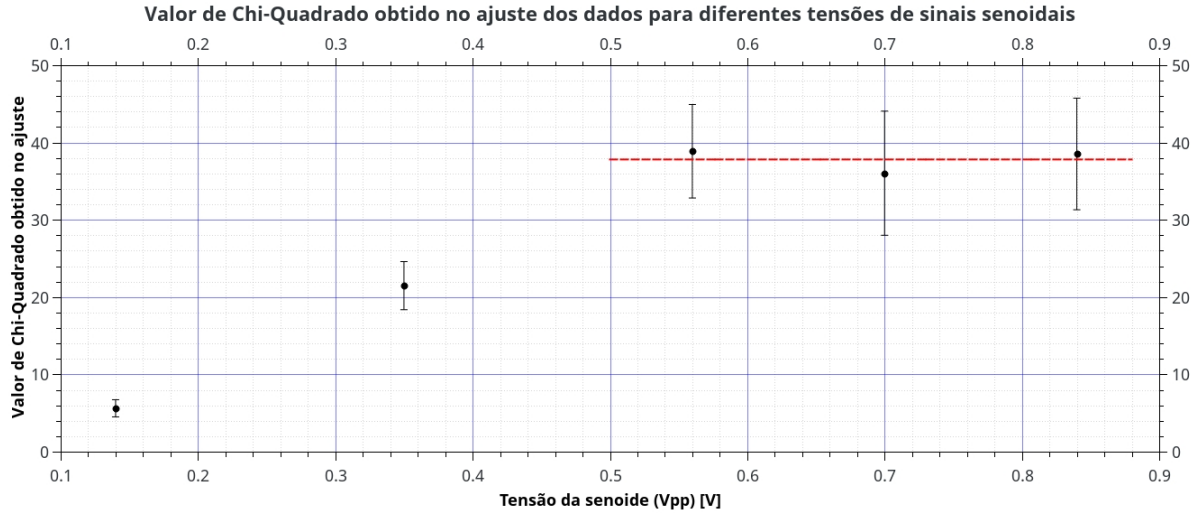


Figura 43 – Resultado de Chi-Quadrado obtido para diferentes amplitude de senoides. Note que o Número de graus de liberdade é constante ao longo da análise e igual a 46.

Observe que, embora para pequenas amplitudes a distorção pareça proporcional a tensão, para valores a partir do meio da escala, a distorção se comporta de forma constante. Isso indica que o *Flash-ADC* não é a maior fonte de erro em nossa medida, sendo provavelmente os demais componentes da entrada analógica, bem como o próprio gerador de onda fortes candidatos para isso. Nosso arranjo experimental na entrada analógica conta com um transformador que atua como um filtro para sinais, particularmente atenuando sinais contínuos, o que tornou esse teste de extrema importância para validação do NDAQ.

O valor do patamar obtido para o Chi-Quadrado (37,81) corresponde a uma P-Value de 0,854249 enquanto que o valor obtido para pequenas amplitudes (5,61) corresponde a um P-Value de aproximadamente 1. Esse último valor corresponde bem ao valor de erro esperado para os *Flash-ADCs*, que, teoricamente seria da ordem de 0,04% para uma resolução de 10 bits ou muito próxima de zero para os 8 bits mais significativos.

Outro dado que obtivemos na calibração é a conversão entre o número digital registrado pelo *Flash-ADC* e a tensão em V corresponde. Para fazer essa calibração não foi possível usar uma tensão constante, como feito tradicionalmente, pois os transformadores na entrada analógica curto-circuitam o sinal de corrente constante (DC). Para essa calibração, foi usado os mesmos dados que na análise de distorção do formato de onda, usando como valor experimental da medida o valor de ajuste de uma função seno. O resultado pode ser

visto na Figura 44.

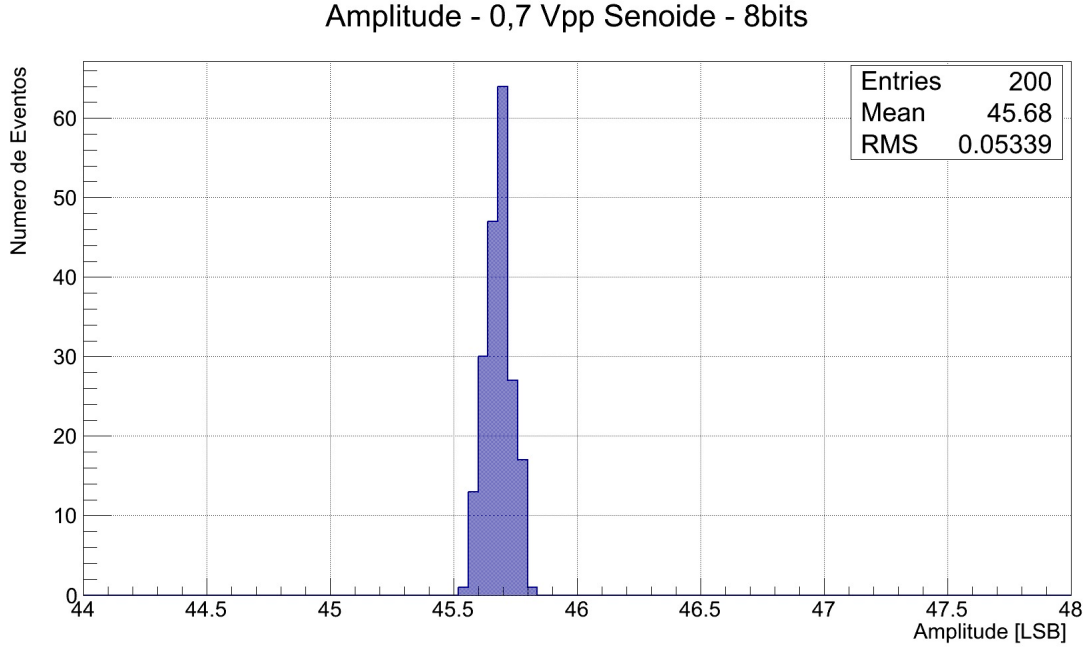


Figura 44 – Valor do ajuste de amplitude usando os dados de uma senoide com 0,7 Vpp.

Usando os dados de média e desvio RMS observados na Figura 44 pode-se obter a calibração vista na Equação 2.3.

$$Voltage[mV] = ADC \cdot (7.661 \pm 0.009) \quad (2.3)$$

O resultado dessa calibração tem um desvio relativo de aproximadamente 2,3% do valor teórico de $7.843mV$ por código de ADC (LSB).

2.4.6.3 O digitalizador de tempo

O NDAQ também possui dois digitalizadores de tempo: um implementado na *FPGA Core* para digitalizar o tempo entre *Triggers* e um baseado no CI comercial TDC-GPX da empresa ACAM (42). O contador implementado na *FPGA* gera um valor chamado de *TimeStamp* que é um múltiplo de $16ns$ (baseado no *clock* externo de $62,5MHz$) e é usado para validação do evento entre os diferentes módulos da eletrônica de múons entre essa eletrônica e a de neutrinos. É importante observar que mesmo com um erro da ordem de 10^{-5} na frequência de $62,5MHz$ gerada pelo cristal utilizado nos NDAQs, dois módulos não sincronizados por um *clock* externo divergem centenas de nanosegundos (dezenas de unidades de *TimeStamp*) em dois sinais de *trigger* gerados em dezenas de milisegundos, tornando a validação do evento entre diferentes módulos impossível. Esse comportamento pode ser visto na Figura 45, na qual 2 NDAQs (11 e 18) são testados com um *trigger* com uma frequência fixa de aproximadamente $62,5Hz$ e, embora estivessem com o *clock*

externo ativado, o mesmo não funcionava corretamente por problemas no filtro do circuito integrado AD9510.

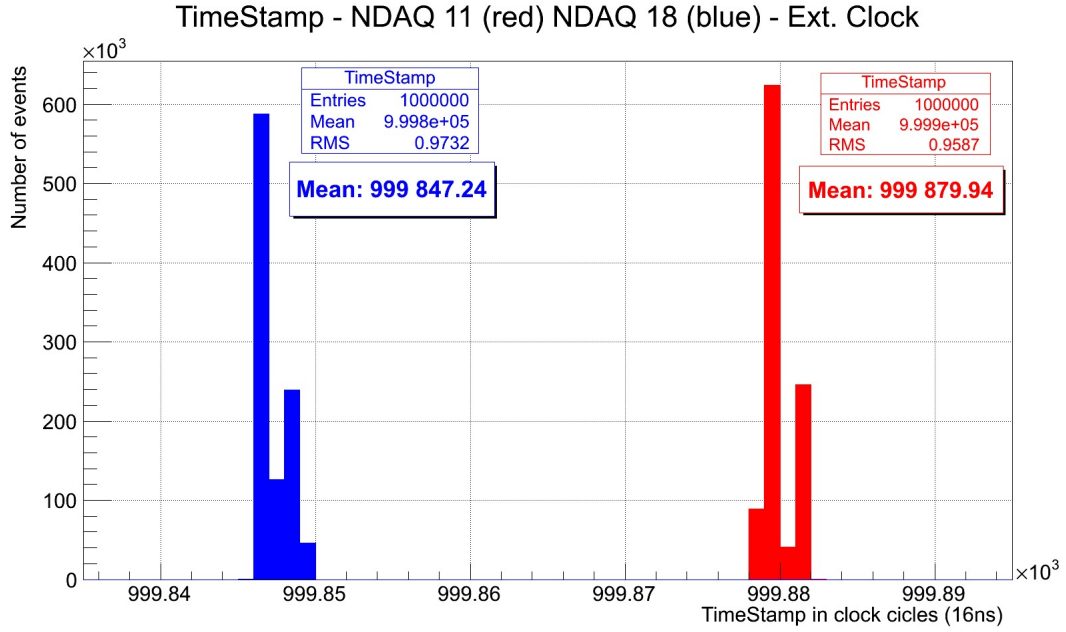


Figura 45 – Teste com os NDAQs 11 e 18 com o *trigger* de um gerador de sinal com uma taxa de aproximadamente $62,5Hz$.

Como observado na Figura 45, no tempo de $16ms$ entre *triggers*, temos um desvio médio de 32 unidades de *TimeStamp*, embora cada um dos osciladores seja bastante estável em torno de sua frequência central. Esse é um ótimo exemplo de um sistema bastante preciso mas pouco exato.

Após a correção mostrada na Figura 40, não obtemos mais esse artefato, não observando mais desvios no *TimeStamp* os longo de *runs* de 60 minutos usados em Double Chooz.

O digitalizador de tempo (TDC) baseado no ACAM TDC-GPX (42), por sua vez, tem como objetivo medir a diferença de tempo entre os 8 sinais analógicos recebidos por cada NDAQ. Ele é um circuito integrado com 8 canais de TDC: um *start comum* e 8 *stops* independentes, com resolução máxima de $81ps$. Como o sistema de *Trigger* envia o pulso lógico de baixa energia e alta energia após a chegada do sinal analógico, a primeira implementação testada desse sistema media a diferença de tempo entre o *trigger* do evento N e o sinal analógico do evento $N + 1$. Para testar esse modelo, 2 NDAQs foram ligados ao sinal de uma mesma PMT, utilizando como *Trigger* uma réplica do sistema de Double Chooz no laboratório de eletrônica do departamento APC da Universidade de Paris 7. O resultado do desvio entre os dois NDAQs pode ser visto na Figura 46.

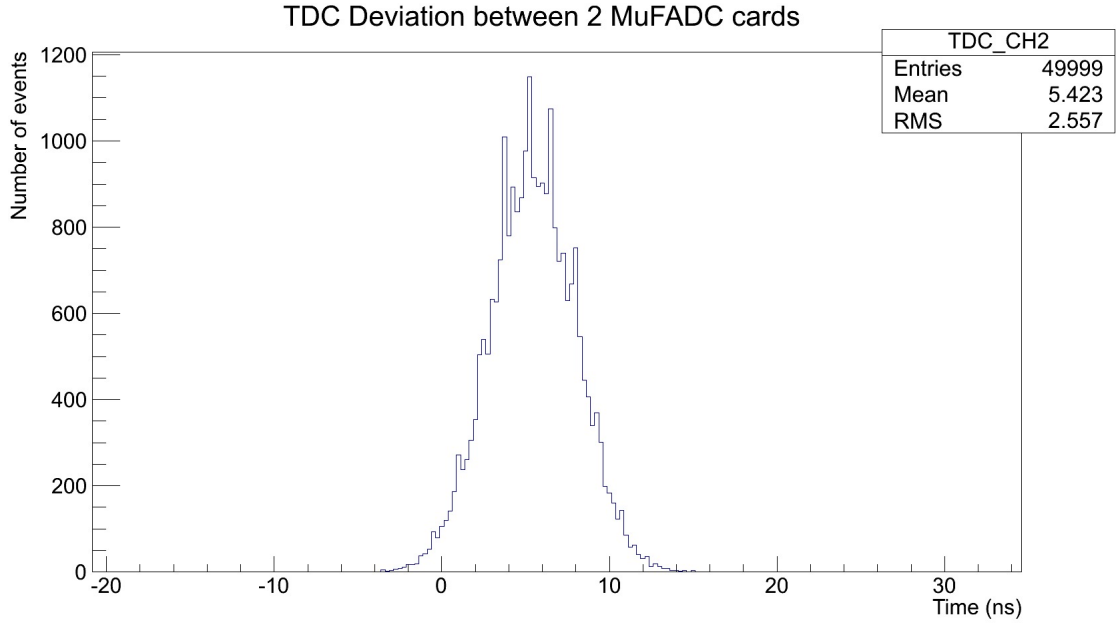


Figura 46 – Teste do desvio dos valores do TDC medido para dois NDAQs com ingresso do mesmo sinal (com um delay passivo de aproximadamente $5ns$ entre os módulos).

Como pode-se observar na Figura 46, a dispersão entre as medidas de tempo foi de aproximadamente $2,5ns$, ordens de grandeza acima da resolução do aparato, indicando que essa técnica não permite usar a máxima resolução dos TDCs. Isso ocorre pois a distância temporal entre o *Start* e o *Stop* em um detector com uma taxa típica de uma centena de Hertz tem uma ordem de magnitude bem distinta da medida pelo TDC. A resolução do TDC utilizado é dada pela Equação 2.4 (42).

$$RMS[ps] = 72,9 + 2,5 \cdot \frac{\Delta T}{1\mu s} \quad (2.4)$$

Com o objetivo de otimizar o uso dos *TDCs* foi necessário desenhar um sistema de aquisição de dados que funcionasse de forma síncrona entre os diferentes NDAQs e garantisse uma dispersão inferior à $250ps$. Esse requisito de resolução é proveniente da resolução intrínseca dos *Flash-ADCs* da eletrônica de neutrinos ($2ns$) que, juntamente com o conhecimento prévio do formato de pulso das *PMTs* permite calcular via ajuste a diferença de tempo de chegada dos sinais com aproximadamente $1ns$ de resolução. Dessa forma, a instalação de uma eletrônica dedicada para a medida de tempo só faria sentido caso conseguisse melhorar a resolução temporal do detector por um fator de ao menos 4.

O NDAQ possui 3 entradas digitais, das quais duas podem ser usadas como saídas, que podem ser utilizadas para disparar processos na FPGA Core, como o processo de aquisição de dados, disparado pelo sinal lógico do *Trigger*. As entradas A e B estão

conectadas diretamente na FPGA, sendo que a entrada A também está conectada no *Start* do circuito integrado do *TDC* e ambas utilizam sinalização *LVTTL* (nível lógico de $3,3V$). A terceira entrada, C, está conectada em um comparador antes da FPGA Core, desenhada para usar sinalização NIM (nível lógico de $-800mV$). Originalmente, a entrada A era utilizada como *Trigger*, servindo também para disparar o *Start* do *TDC*, cujo o *Stop* viria com o sinal analógico do evento seguinte, mas a versatilidade de utilizar uma eletrônica programável como processador central nos permitiu criar um sistema mais inteligente para atingir os requisitos de resolução necessários.

O método desenvolvido para garantir a resolução melhor do que $250ps$ foi o de gerar janelas de *Start* e *Reset* pequenas o suficiente para que o valor de dispersão teórica dada pela Equação 2.4 esteja abaixo desse requisito. Existe também uma outra condição de contorno nesse cenário: a cada reinício da janela, existe um tempo morto associado ao processo. Esse tempo morto é imposto artificialmente, mas absolutamente necessário para garantir que o sinal de *Start* venha após o *TDC* tenha processado o sinal de *Reset* e esteja pronto para um novo início. Experimentalmente foi encontrada uma excelente confiabilidade com o valor de $50ns$ de tempo morto (dois ciclos de *clock* do subsistema do *TDC*). Dessa forma, como intervalo entre *Starts* foi adotado um valor de $8\mu s$ garantindo uma resolução melhor que $92,9ps$ e um tempo morto de aproximadamente $0,6\%$. O digrama da lógica de temporização utilizada pode ser vista na Figura 47.

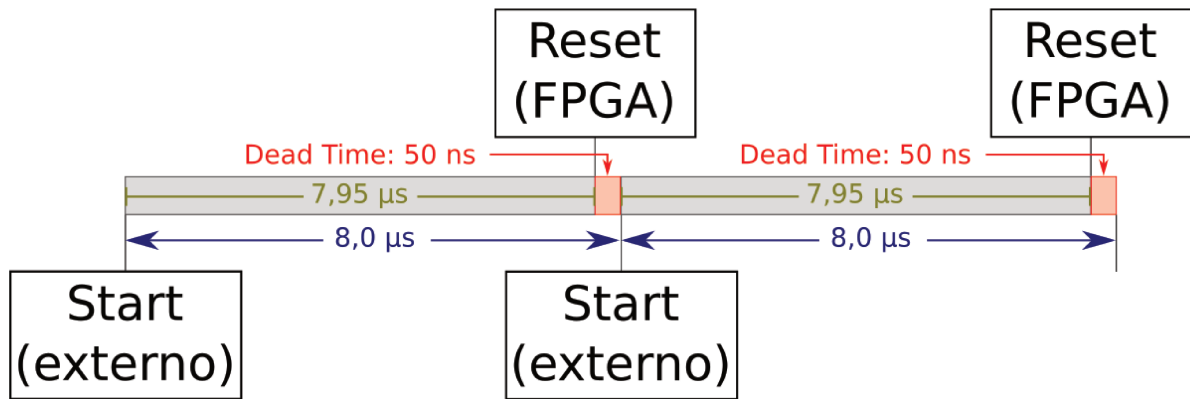


Figura 47 – Diagrama mostrando a lógica de sinalização usada no TDC do NDAQ.

Do ponto de vista de Hardware, o *Trigger de Alta Energia* foi conectado na entrada B, o *Trigger de Baixa Energia* na entrada C e um de sinal de $125kHz$ na entrada A. O sinal de $125kHz$ é gerado por um oscilador alimentado no próprio Crate VME e distribuído para todos os NDAQs usando um *Fan-Out* lógico comercial CAEN V976B (29). O *Trigger* do NDAQ, que dispara a leitura dos dados digitalizadores, é dado pela coincidência entre os *Triggers de Baixa e Alta Energia*. Uma visão geral das ligações do NDAQ pode ser visto na Figura 48.

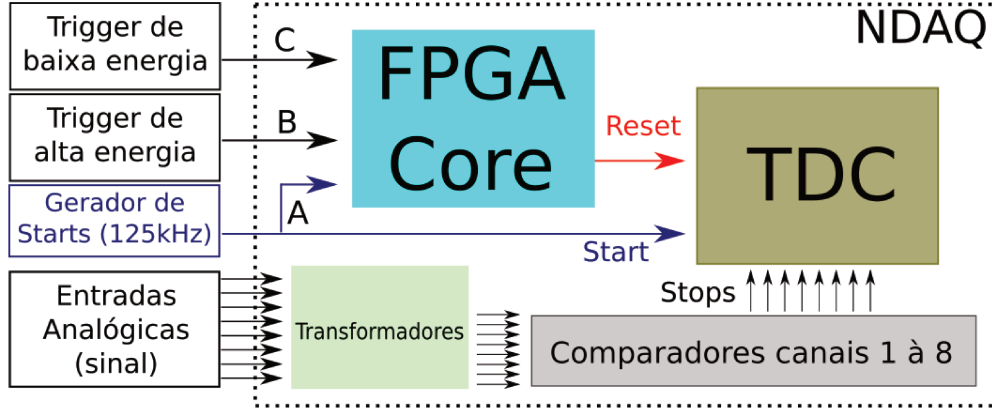


Figura 48 – Diagrama mostrando a lógica de sinalização usada no TDC do NDAQ.

Um problema associado a esse método de aquisição é a grande taxa de falsos *Stops*. Como os *Stops* são obtidos do sinal analógico, disparos de *PMTs* que não fazem parte de um evento verdadeiro podem interferir com medidas de eventos reais. Para evitar esse tipo de ruído, além de usar níveis mais altos que o ruído termiônico das *PMTs* nos comparadores do NDAQ, qualquer dado do *TDC* recebido fora de uma janela de 500ns de um *Trigger* é descartado na FPGA. Isso faz com que alguns canais possam não ter dados quando lidos (pois seus dados foram excluídos), mas elimina um ruído muito difícil de separar na análise de dados. A janela de 500ns garante uma taxa de eventos aleatórios (para uma taxa de eventos total de 100Hz) da ordem de 0,005Hz, gerando uma contaminação da ordem de 0,005% dos eventos, como observado na Equação 2.5 (43).

$$Taxa_{aleat} = Taxa_1 \cdot Taxa_2 \cdot \Delta T = 100Hz \cdot 100Hz \cdot 500ns = 0,005Hz \quad (2.5)$$

Esse método de funcionamento dos *TDCs* gera algumas peculiaridades que devem ser tratadas durante a análise de dados: um tempo morto com posições aleatórias em relação ao *Trigger*, canais com sinal faltante e um erro sistemático que depende de uma variável aleatória: o tempo entre o *Start* do *TDC* e o *Stop* gerado pelos sinais analógicos. O desvio esperado para os *TDCs* segue a função mostrada na Figura 49, onde os eventos são distribuídos aleatoriamente no tempo.

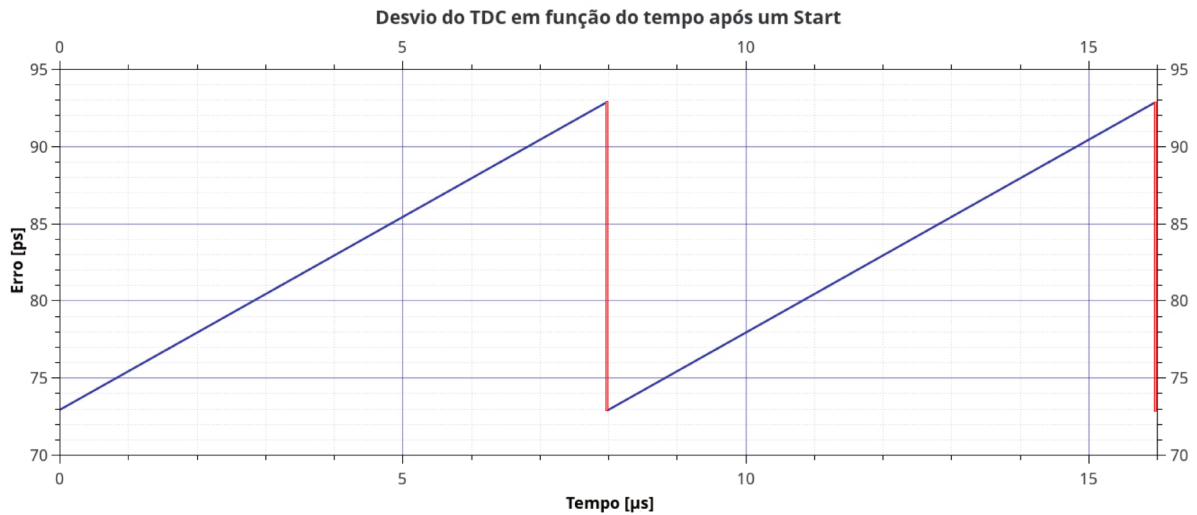


Figura 49 – Função do erro do TDC em função do tempo. As barras vermelhas representam a região de tempo morto da medida. O gráfico foi produzido com auxílio do Software QtiPlot (44).

Devido a aleatoriedade no tempo, é esperado que o desvio médio obtido nas medidas de tempo seja igual ao valor médio do gráfico mostrado na Figura 49, ou seja, $82,9ps$ ou, em termos da medida com o NDAQ, aproximadamente $1,023$ unidades digitais de tempo (como descrito anteriormente, uma unidade tem $81ps$). De forma a testar a precisão desse arranjo experimental, foi repetida a medida mostrada na Figura 46, dessa vez utilizando cabos de atraso idênticos. O resultado da medida pode ser visto na Figura 50.

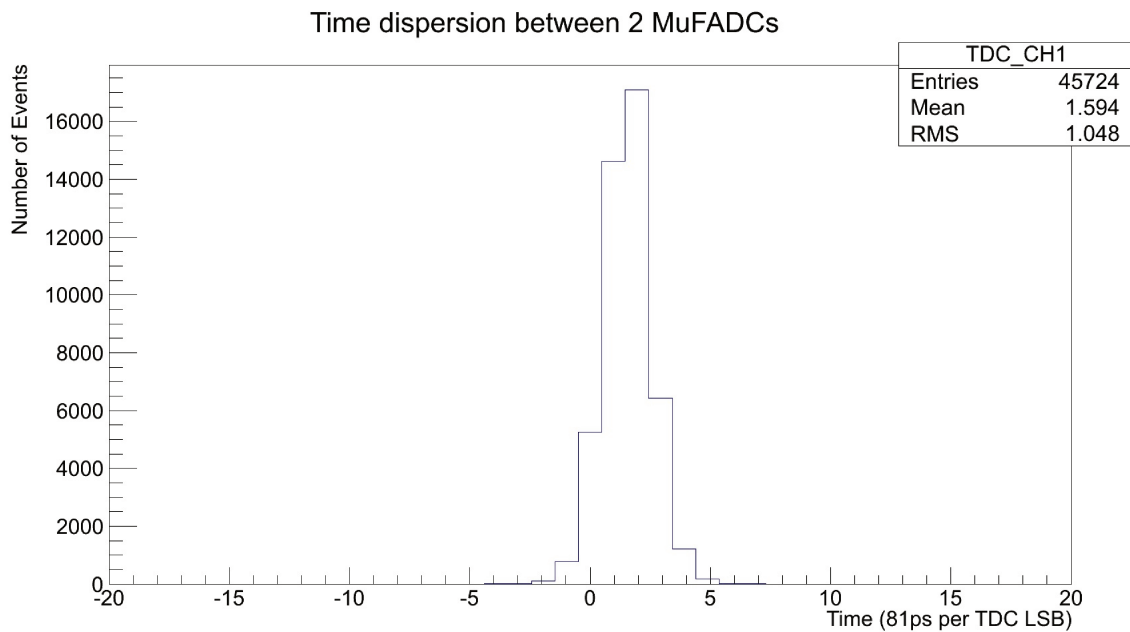


Figura 50 – Teste do desvio dos valores do TDC medido para dois NDAQs com ingresso do mesmo sinal usando o gerador externo de *Start*.

O resultado obtido na Figura 50 indica que o sistema de aquisição dos *TDCs*

funciona como esperado, tendo o resultado experimental um desvio de aproximadamente 2,4% do o valor teórico esperado. Note que o valor médio obtido na Figura 50 indica apenas a diferença no comprimento dos cabos utilizados, enquanto a dispersão indica o desvio entre os dois NDAQs.

2.4.7 A instalação da Eletrônica de Múons

O desenvolvimento do NDAQ ocorreu ao longo de 6 anos, se iniciando em 2009 após o encontro anual da Colaboração Double Chooz em *Givet* (França). Ao longo do desenvolvimento, houveram 3 revisões de hardware, incluindo nesse número a última, descrita na seção 2.4.6, com a inclusão do filtro e dos transformadores. Além disso foram mais de 90 revisões de firmware, sendo que este sempre esteve disponível online como código aberto (GPLv2) (45). O software do microcontrolador também se encontra aberto desde o início, também disponível no GitHub (46). De todo o software desenvolvido ao longo do projeto, o único que não se encontra livre é o código de aquisição em ADA, pois utiliza material restrito da Colaboração Double Chooz.

O NDAQ foi desenvolvido no Brasil com colaboração do CBPF (Rio de Janeiro/RJ) e Unicamp (Campinas/SP). Todo o desenho de Hardware foi desenvolvido no CBPF enquanto o Software, os testes e caracterizações foram desenvolvidas em ambas as Instituições. Muito trabalho também foi feito com suporte dos pesquisadores do APC na Universidade de Paris 7, que colaboraram com o desenvolvimento, solução de problemas e integração do software. O APC também proporcionou o uso de um detector simulado, conhecido como *Vertical Slice*, com uma réplica funcional de toda a eletrônica do detector.

Após todo o desenvolvimento do Hardware e Software bem como todos os testes e caracterizações descrita ao longo da seção 2.4.6, 14 módulos NDAQ, bem como toda a eletrônica de apoio necessária foram instalados no detector da Colaboração Double Chooz nos dias 19, 20 e 21 de Fevereiro de 2014. A equipe de instalação dos módulos era composta por: Herman Lima Jr (CBPF), Luis Fernando Gomez Gonzalez (Unicamp), Jaime Dawson (APC/Paris) e Didier Kryn (APC/Paris).



Figura 51 – Equipe de instalação da Eletrônica de Múons ao lado do Crate recém populado com os NDAQs. Da esquerda para a direita: Jaime Dawson (APC/Paris), Luis Fernando Gomez Gonzalez (Unicamp) e Herman Lima Jr (CBPF). (Arquivo Pessoal)

Após a instalação da eletrônica, os sinais que ativam o Trigger de Alta Energia passaram a ser digitalizados por ambas as eletrônicas: de múons e de neutrinos, permitindo uma maior resolução em eventos que antes seriam saturados, como pode ser visto por um sinal típico exibido na Figura 52.

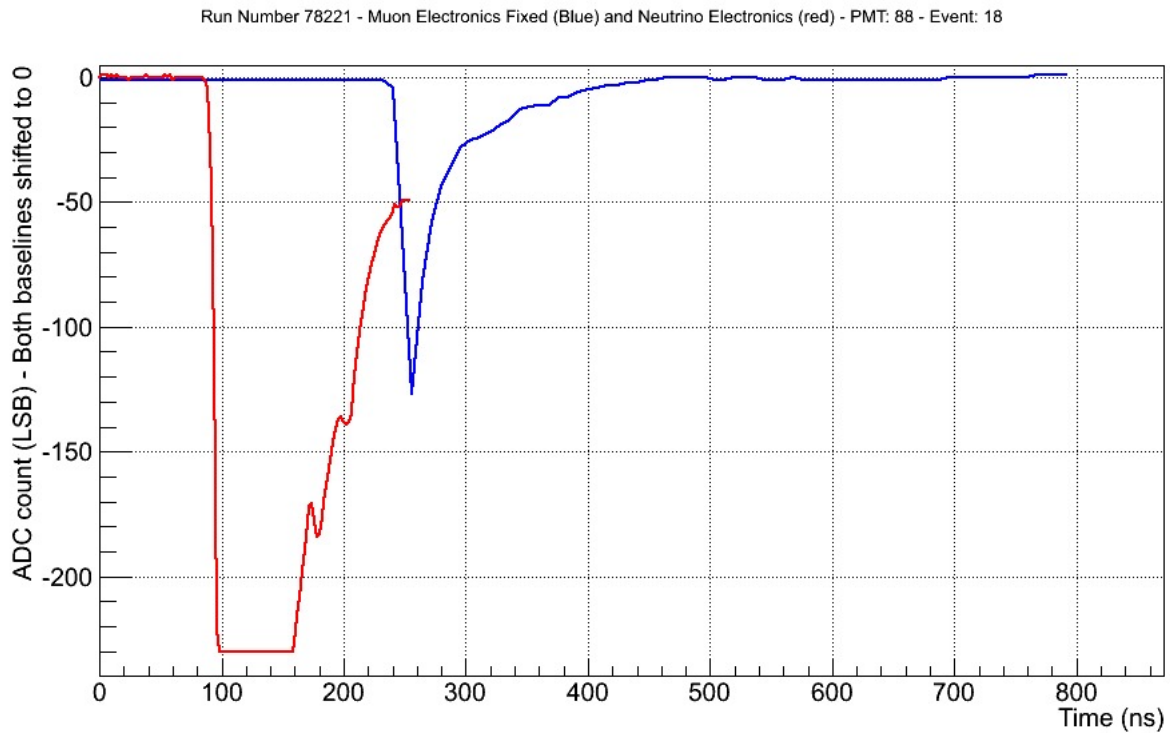


Figura 52 – Exemplo de um sinal típico de múon: saturado na eletrônica de neutrinos e íntegro na eletrônica de múons.

Como resultado, para os eventos digitalizados com a eletrônica de múons, é possível um estudo mais preciso da deposição de energia no detector, permitindo um melhor estudo do *Background* gerado por múons, como isótopos gerados por espalação.

Os dados gerados pela eletrônica de múons foram adquiridos por alguns meses no *Far Detector*, mas devido a necessidade de aumento da taxa de dados da eletrônica de neutrinos e da impossibilidade de uso dessa eletrônica no *Near Detector*, esses dados nunca foram usados na análise de θ_{13} . O aumento da taxa ocorreu pelo melhor entendimento do ruído de algumas PMTs, que puderam ser religadas, aumentando a taxa de *triggers*. A impossibilidade de uso no *Near Detector* ocorreu pelo grande fluxo de múons gerado pela menor blindagem desse detector: seria inviável do ponto de vista econômico registrar todos os eventos de alta energia com duas eletrônicas.

Dessa forma, como resultado direto da Eletrônica de Múon para Double Chooz, existem apenas dados de alguns meses disponíveis para uma análise futura focada em interações de múons. Porém, o resultado da calibração e todo o desenvolvimento do Firmware e parte do Software de aquisição estão em uso no experimento brasileiro Neutrinos Angra, onde os NDAQs compõem a eletrônica principal de aquisição de múons, coletando dados desde Junho de 2018 (47).

Invés de trabalhar no desenvolvimento de hardware especializado, como o apresentado nesse capítulo, se mostrou mais eficiente buscar padrões nos dados que estavam disponíveis na eletrônica de neutrinos para diferenciar sinal de ruído, como será apresentado no capítulo

2.5.

2.5 Análise de dados

Nessa seção será apresentada primeiramente a seleção de neutrinos utilizada na publicação da referência 18 (conhecida internamente na Colaboração como DCII) uma nova análise de dados para rejeição de ruído baseada em informações geométricas que foi posteriormente utilizada na referência 48 (conhecida internamente como DCIII). Nessa nova análise também serão discutidas duas fontes de ruído particulares do experimento Double Chooz, para as quais métodos mais tradicionais de seleção, baseados apenas em tempo e energia, não são eficientes.

2.5.1 Seleção de Neutrinos

A seleção de neutrinos consiste em separar pares de eventos com as características esperadas da Interação Beta Inverso do *background*, que, de uma forma geral, é composto de uma componente aleatória e uma correlacionada. A componente aleatória, como o próprio nome define, ocorre quando duas interações não correlacionadas ocorrem no *Target* dentro da janela de tempo e energia usadas como parâmetro de aceitação. Embora seja impossível determinar individualmente quais eventos foram gerados por interações não correlacionadas, é relativamente simples calcular essa taxa tanto teoricamente, pois eles dependem apenas da taxa de eventos aleatórios, quanto encontrar experimentalmente a quantidade de eventos espúrios nos dados, criando uma janela de coincidência da mesma dimensão usada para neutrinos fora da região de interesse e observando quantos eventos são coincidentes. A componente correlacionada, por sua vez, é proveniente de fenômenos físicos que têm como característica intrínseca sinais que se confundem com os pares esperados da Interação Beta Inverso. Exemplos dessa segunda categoria são o decaimento de múons e a criação de decaimento de isótopos cosmogênicos, como o Li^9 e He^8 (48). Essa componente, que é dominada por decaimentos de múons, será discutida em detalhes na seção 2.5.2.

Para ser um candidato a evento de Interação Beta Inverso, o primeiro critério é garantir que o evento não é devido a um múon. O *Inner Veto* é um detector baseado em cintilador líquido, funcionando aproximadamente como um calorímetro e são classificados como múons eventos que depositam mais do que 30 MeV de energia no *Inner Detector* ou uma carga integrada maior que 10000 unidades de carga e disparam ao menos 2 fotomultiplicadoras. Note que nesse corte é usado diretamente a carga digital sem nenhum tipo de reconstrução, pois a homogeneidade da luz recebida nas fotomultiplicadoras do *Inner Veto* é bastante reduzida devido a geometria do cilindro e ao espaçamento dos sensores, dificultando a tradução da unidade de carga como energia depositada, ou seja, como um

parâmetro físico.

O próximo critério é garantir que ele é um trigger válido, ou seja, que é gerado por um evento de física verdadeiro, gerado por uma interação dentro do *Inner Detector*. O objetivo dessa seleção é eliminar eventos que foram gerados por ruído eletrônico ou *Light Noise*, um ruído que será explicado em mais detalhes na seção 2.5.4. Para ser considerado um trigger válido, o evento precisa ter ocorrido mais do que 1ms após um múon, ter o *RMS* (Root mean square) do início do pulso de todas as PMTs com sinal menor do que 40 ns, e ter menos que 9% da carga total do evento em cada PMT com sinal. Esse último critério é muito relevante para eliminar o sinal de Light Noise, pois esse é bastante localizado, criando uma grande anisotropia na coleta de luz e não afeta eventos de física que ocorrem dentro do *Target*, por conta da distância entre esse volume sensível e as PMTs, que estão imersas no *Buffer*.

Definido que o evento não é um múon ou ruído eletrônico, o próximo critério é a energia depositada pelo primeiro sinal do par, conhecido como *prompt*, dentro do *Inner Detector*: $0.7 < E < 12,2 \text{ MeV}$. Esse sinal é gerado pelo pósitron representado na Equação 2.2 e este, por ter uma massa 3 ordens de magnitude menor que o nêutron, concentra a maior parte da energia cinética da reação, ou seja, possui uma energia igual à do neutrino menos a diferença de massa entre próton e nêutron. O valor inicial desse critério de seleção tem como motivação diminuir o *background* não correlacionado, que domina a região de baixa energia e garantir que o *trigger* tenha sempre uma eficiência de aproximadamente 100% em todo o intervalo de energia dos dados. Depois de definido o par, também é vetado qualquer evento cujo *prompt* seja antecedido por algum sinal dentro de uma janela de $100 \mu\text{s}$, para evitar confusão na classificação dos componentes do par. Outro dado usado como critério de aceite do *prompt* é a não existência de sinal no *Outer Veto*. Esse critério é simples, pois esse detector funciona de forma binária: se há disparo em mais de um plano das barras de cintiladores, o evento é desclassificado como *prompt*.

Selecionado o primeiro evento do par, temos os critérios de seleção para o segundo, conhecido como *delayed*. Esse evento precisa ser um trigger válido, como definido acima e ter uma energia depositada no *Inner Detector* de $6 < E < 12 \text{ MeV}$, pois nessa seleção estamos procurando por nêutrons absorvidos em Gadolínio (18). Além disso, para o *delayed*, o corte de anisotropia é mais severo, exigindo que menos de 5,5% da carga total do evento possa ser encontrada em uma única PMT. Isso ocorre pois o evento de decaimento do estado excitado do Gadolínio emite diversos gamas isotropicamente, sendo bastante improvável uma concentração grande de luz de cintilação em uma pequena região espacial e com uma mesma direção. Além disso é exigido uma coincidência entre *prompt* e *delayed* de $2\mu\text{s} <$

$\Delta t < 100 \mu s$, onde o limite inferior é escolhido para diminuir a contaminação por *Sopping Muons*, discutidos em detalhes na seção 2.5.3. Com relação a confusão na determinação dos componentes, é imposto que não existam outros eventos dentro de uma janela de $400 \mu s$ após o *prompt* que não corresponda ao evento já classificado como *delayed*.

Esses cortes foram escolhidos usando conhecimento prévio da física envolvida na criação dos neutrinos, na seção de choque da Interação Beta Inverso, na interação de múons com o detector e no conhecimento específico do aparato de medida. Além disso, um ajuste mais fino desses cortes foi possível com o uso dos dados adquiridos, das simulações tanto do detector, quanto da eletrônica de aquisição, criadas usando os Frameworks Geant 4 e ROOT, além da análise de um período sem neutrinos, onde ambos os reatores da planta nuclear de Chooz estavam desligados.

2.5.2 Uma nova análise de dados para as medidas de θ_{13}

Como discutido no capítulo 2.5.1, a análise de dados de θ_{13} era baseada em dados de reconstrução de energia do evento e do tempo entre eventos. As únicas exceções surgiram da necessidade de detectar eventos gerados por *Light Noise*, onde a anisotropia temporal (RMS do início dos pulsos das PMTs) ou a anisotropia espacial (concentração de luz em uma única PMT) se mostraram efetivas quando combinadas com o desligamento das PMTs mais ruidosas. Dessa forma, na maior parte do tempo, o detector é tratado como um grande calorímetro com uma resolução em tempo entre eventos de $16 ns$. As informações relativas a geometria do detector são usadas apenas como fonte para os erros de medida que são propagados na análise.

Ao longo do desenvolvimento da eletrônica de múons, que teve como objetivo aumentar tanto a resolução em energia (para eventos com deposição superior a $50 MeV$), quanto a resolução temporal (em torno de uma ordem de magnitude para os mesmos eventos), foi iniciado também um trabalho para utilizar o conhecimento espacial e temporal de um evento para ajudar na discriminação entre sinal e ruído, em particular para eventos gerados por múons. A determinação da energia depositada por um múon atravessando o detector é um fator fundamental para caracterizar o múon como *Crossing* (que atravessa completamente o *Target*), *Stopping* (que decai dentro do *Target*) ou que gera espalação em um átomo do *Target*. Cada tipo de interação gera diferentes tipos de ruídos que serão discutidos nas próximas seções.

2.5.3 Múons da Radiação Cósmica

Múons são as partículas carregadas da radiação cósmica mais abundantes ao nível do mar. Eles são léptons carregados instáveis, com massa de aproximadamente $105,66 \text{ MeV}$ e tempo de meia vida de aproximadamente $2,2 \mu\text{s}$ em vácuo(49). Em sua grande maioria, são produzidos por decaimento de píons na atmosfera, tipicamente a 15 km de altitude, e perdem por volta de 2 GeV de energia ao se deslocar até o nível do mar. Embora a energia média dos múons na superfície seja da ordem de 4 GeV (49) é possível se detectar múons com uma energia diversas ordens de magnitude maior que esse valor. Por esse motivo, mesmo em experimentos como Double Chooz, cujo *Far Detector* conta com uma blindagem de 300 metros equivalente de água, é possível se detectar múons e, no caso de um detector de neutrinos, esse poderá ser, por ordens de magnitude, o maior *Background* experimental.

A maior parte dos múons detectados na superfície se encontram em um regime de deposição de energia no qual eles são classificados como *Minimum Ionizing Particle* (MIP). De uma forma geral, a curva de depósito de energia para um lépton carregado possui um mínimo em uma região onde as perdas por recuo atômico e perdas por radiação são desprezíveis perante perdas por ionização, região essa descrita pela curva de *Bethe-Bloch*. Um exemplo de curva contendo essas regiões pode ser vista na Figura 53.

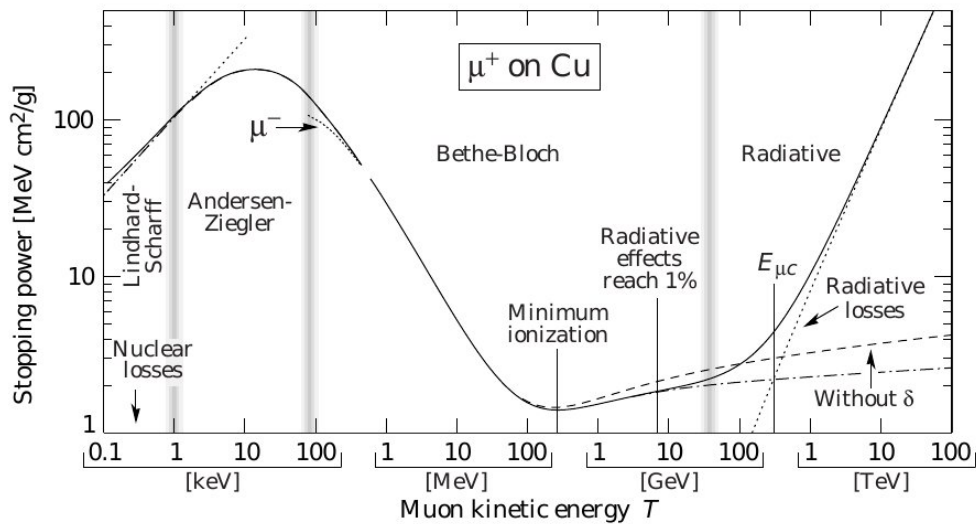


Figura 53 – Exemplo de curva de deposição de energia de partículas carregadas na matéria. Nesse exemplo temos um múon positivo atravessando Cobre (50).

A maior parte da física de múons observada em um detector como o de Double Chooz está contida na região descrita pela curva de *Bethe-Bloch*, com a exceção vindo dos eventos de espalação, cuja física será discutida posteriormente no capítulo. A região de Bethe-Bloch para múons atravessando o cintilador do detector de Double Chooz pode ser vista na Figura 54.

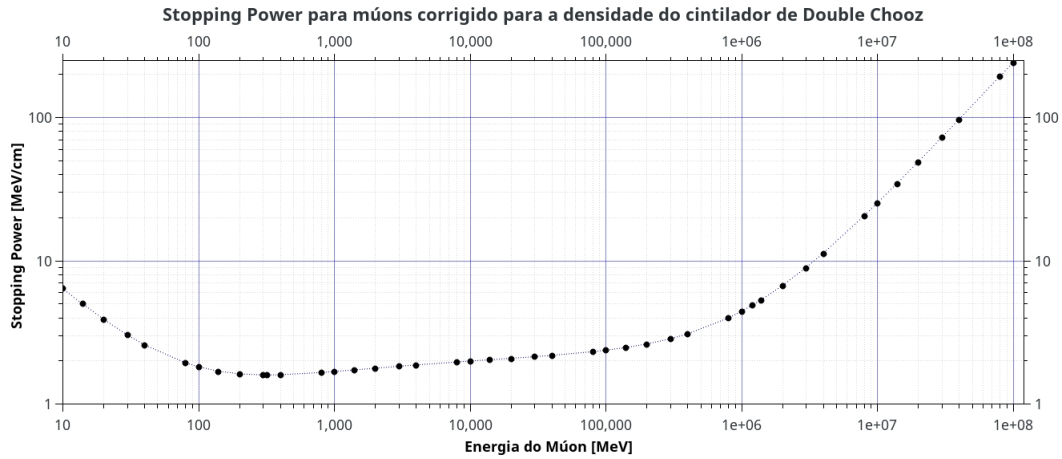


Figura 54 – Curva de deposição de energia de múons atravessando o cintilador líquido de Double Chooz. Os dados para a construção da curva foram extraídos de (50).

Pode-se ver detalhadamente na Figura 54 que a região na qual um múon é um MIP é bastante extensa: a energia média depositada por múons com uma energia entre 100MeV e 1TeV é de aproximadamente $2,18\text{MeV/cm}$, variando de $1,58\text{MeV/cm}$ até $4,40\text{MeV/cm}$ para uma escala de energia com 4 ordens de magnitude.

Para estudar o comportamento de múons dentro do detector se torna fundamental conhecer o alcance dos mesmos. Pode-se separar os múons em dois grupos: os que atravessam o detector (*Crossing Muons*) e os que perdem toda sua energia cinética e cessam seu movimento dentro do detector, conhecidos como *Stopping Muons*. O alcance de múon em função de sua energia pode ser calculado usando o método *CSDA* (*continuous-slowing-down approximation*) na qual é feita a integral da curva de deposição de energia ao longo da trajetória ponto a ponto. A curva de alcance de um múon ao atravessar o cintilador do detector de Double Chooz pode ser vista na Figura 55.

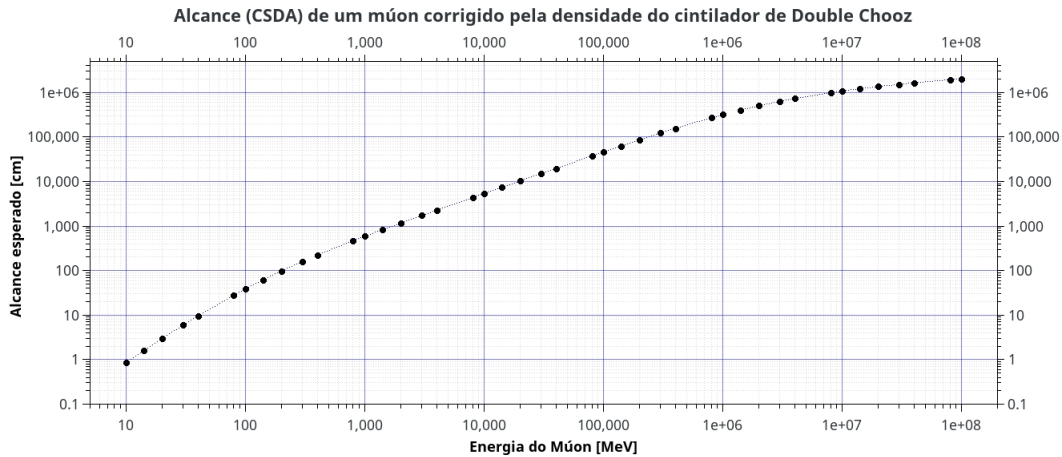


Figura 55 – Curva de alcance de múons atravessando o cintilador líquido de Double Chooz. Os dados para a construção da curva foram extraídos de (50).

Como observado na Figura 55, um múon com uma energia inferior a 700MeV não consegue atravessar o *Gamma Catcher* juntamente com o *Target*, pois esses possuem juntos $3,588\text{metros}$. Conforme esses múons perdem energia ao atravessar o meio, sua energia eventualmente será pequena o suficiente para que toda a energia restante seja depositada em uma região espacial muito pequena. Esse máximo de deposição recebe o nome de *Pico de Bragg* e ocorre juntamente com a perda de toda a energia cinética do múon. Os *Stopping Muons* são particularmente importantes fontes de ruído pois eles decaem dentro do detector gerando um elétron ou um pósitron (para um múon e anti-múon respectivamente), conhecido, genericamente, como *elétron de Michel*, gerando dois sinais distintos separados por um tempo da ordem de microsegundos. Dessa forma, dependendo da energia deixada por ambas as partículas, elas podem ser aceitas no critério de seleção de candidatos de Interação Beta Inverso.

O experimento Double Chooz conta com dois detectores especialmente desenhados para detecção de múons: o *Inner Veto* e o *Outer Veto*. Por questões de instalação e operação, os dados do Outer Veto não estão presentes em todas as tomadas de dados, fazendo com que o detector de múons de operação integral do detector seja o *Inner Veto*. Tipicamente, existem três tipos de eventos que depositam energia tanto no *Inner Veto* quanto no *Inner Detector*, como exemplificado na Figura 56

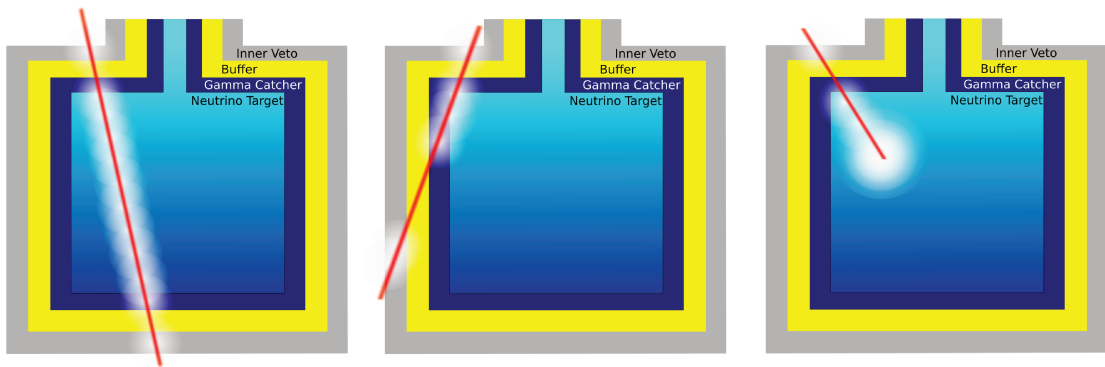


Figura 56 – Três tipos de eventos de múons que depositam energia tanto no IV quanto no ID. A esquerda pode-se ver um múon que atravessa completamente o ID, depositando no *Neutrino Target* e *Gamma Catcher* entre 700MeV (horizontal) e 850MeV (diagonal). No centro, um exemplo de múon que deposita pouca energia no *Neutrino Target* (proporcional ao traço dentro do mesmo) e a esquerda um exemplo típico de *Stopping Muon*.

Um múon vertical, atravessando o topo e a base do *Inner Veto*, como no primeiro exemplo da Figura 56, deposita aproximadamente 240MeV de energia ao longo dos $119,5\text{cm}$ de trajetória no IV, gerando um sinal cerca de 30 vezes maior que o ruído nesse detector (51). Mesmo um múon que atravessa o *Inner Veto* em apenas uma região, como ilustrado no terceiro exemplo da Figura 56 pode ser facilmente discriminado (51).

Por esse motivo, as principais fontes de ruídos associados a múons são eventos que não podem ser identificados usando o *Inner Veto*. Nessa classe de eventos existem 2 principais componentes: criação de isótopos dentro do *Inner Detector* e múons que passam pela região não coberta pelo *Inner Detector*, conhecida como chaminé, descrita na seção 2.3.1. Essa região, usada para inserção de fontes radioativas para calibração, é completamente preenchida de cintilador, fazendo com que um múon ao atravessando ou decaindo nela gere luz com uma direcionalidade diferente de qualquer outro evento que ocorra no *Inner Detector*, como exemplificado no diagrama da Figura 57.

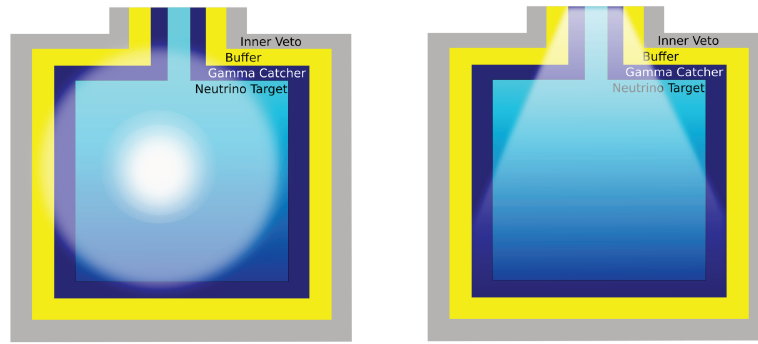


Figura 57 – Diagrama exemplificando a diferença na distribuição espacial de luz de cintilação em um evento que ocorre no *Neutrino Target* e um evento que ocorre na Chaminé. No segundo caso, existe uma sombra gerada pelo formato da Chaminé na região superior do detector.

Como observado na Figura 57, a distribuição da luz de cintilação não segue um padrão esférico para os eventos ocorridos na Chaminé, pois há uma sombra causada pela geometria desta na parte superior do detector. Dessa forma, podemos usar uma análise geométrica para tentar identificar esses eventos.

2.5.4 Light Noise

Durante o período de comissionamento do detector de Double Chooz, foi observada uma taxa de contagem muito alta em algumas fotomultiplicadoras que parecia estar correlacionada com um aumento global na taxa de triggers, o que não era esperado caso essas PMTs fossem apenas ruidosas. Para testar essa hipótese, essas fotomultiplicadoras foram desligadas, gerando uma diminuição na taxa de eventos detectados, o que só poderia ser explicado pela geração de luz por parte desses sensores. Testes posteriores (52) demonstraram que as fotomultiplicadoras usadas no *Inner Detector* geravam luz visível de forma aleatória no epóxi usado em torno do divisor de tensão, quando este estava submetido a alta tensão. Na Figura 58 são apresentados o divisor de tensão acoplado em uma PMT (esquerda), um teste com pedaço de epóxi comercial submetido a alta tensão

nos terminais de um resistor de $10\text{M}\Omega$ (centro) e a emissão no conector do cátodo de um divisor de tensão, cortado de uma PMT (direita).

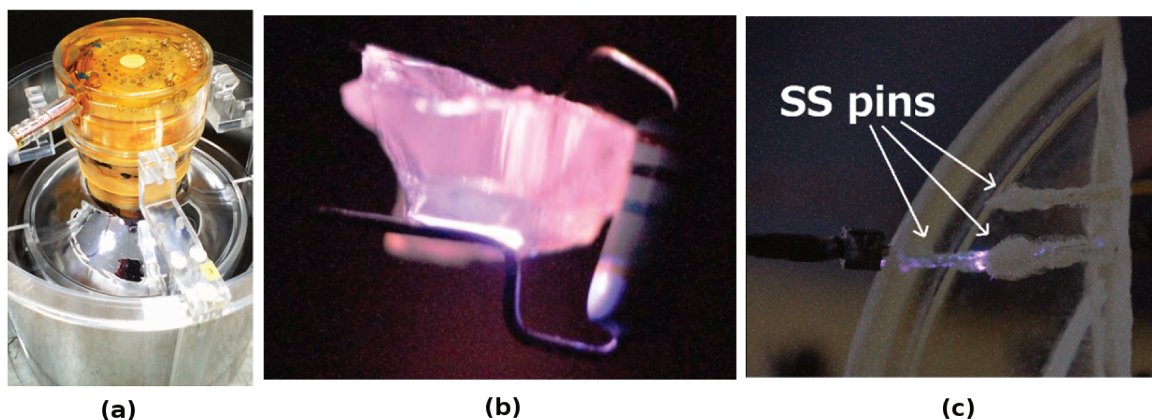


Figura 58 – (a) Fotomultiplicadora exibindo em mais detalhes o divisor de tensão; (b) Pedaco de epóxi comercial entre dois terminais de um resistor de $10\text{M}\Omega$, submetido a alta tensão; (c) Emissão de luz no conector do cátodo de um divisor cortado da PMT. (a imagem (c) foi obtida por sobreposição de uma longa exposição em câmara escura com uma fotografia do divisor com iluminação normal) - Extraído da referência 52.

Também foi possível verificar que embora existisse bastante variação na produção de *Light Noise* por diferentes fotomultiplicadoras, tanto na intensidade quanto na probabilidade de emissão, todas estavam sujeitas a esse problema, fazendo com que fosse necessário conviver com esse ruído no *Far Detector*. Antes da instalação das PMTs do *Near Detector*, as bases de todas as PMTs foram envolvidas com uma folha plástica preta, como observado na Figura 59.



Figura 59 – Solução encontrada para eliminar o *Light Noise* no *Near Detector*: as bases das PMTs são envolvidas em uma folha plástica preta.- Extraído da referência 52.

Como discutido anteriormente, foi necessário encontrar um modo de detectar os eventos de *Light Noise* na análise de dados do *Far Detector*, uma vez que seria impossível desmontar o detector para recobrir o divisor de tensão.

Como já discutido na seção 2.5.1, os eventos gerados por *Light Noise* tem características temporais de disparo das PMTs e de distribuição de luz bastante particulares. Isso ocorre porque a luz gerada na base de uma fotomultiplicadora sofre reflexões dentro da blindagem magnética (cilindro prateado visto na Figura 58 (a)), fazendo com que uma grande quantidade de luz seja observada pela própria fotomultiplicadora que a gerou. O restante da luz é detectada via espalhamento ou por propagação até o lado oposto do *Inner Detector*. Uma representação dessa geometria de propagação da luz, com a fonte dentro do *Buffer*, pode ser vista na Figura 60, onde é comparada com a geometria esperada tanto para o evento *prompt* quanto *delayed* de uma interação Beta Inverso.

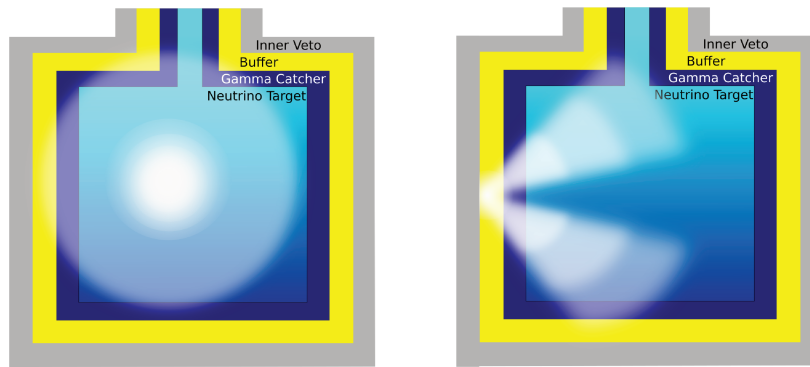


Figura 60 – Diagrama exemplificando a diferença distribuição espacial de luz de cintilação em um evento que ocorre no *Neutrino Target* e um evento no *Buffer*, atrás de uma fotomultiplicadora. No segundo caso, existe sombras e reflexões geradas pelas PMTs.

Isso gera dois efeitos que podem ser usados para discriminação do sinal: o tempo de chegada da luz entre fotomultiplicadoras possui uma variação maior do que seria possível com qualquer evento que ocorre dentro do *Target* e a coleta de luz é menos isotrópica que um trigger válido. Dessa forma, embora não fosse o objetivo inicial da análise geométrica da distribuição de luz, os eventos gerados por *Light Noise* também podem ser identificados por esse método.

2.5.5 Reconstruindo o vértice da interação

Como discutido em 2.5.3 e 2.5.4, eventos gerados por interação Beta Inverso tem como característica ocorrer em qualquer posição do Detector. Nesses eventos, temos a transformação de um antineutrino e um próton em um nêutron e um pósitron mediada por um bóson W^+ (Equação 2.2), sendo utilizada a coincidência temporal entre o pósitron

e o nêutron como característica fundamental na discriminação entre estes e o *background*. Detalhes sobre esse processo de discriminação e análise podem ser vistos na seção 2.5.1. Nesse processo, temos como resultado um pósitron com alguns *MeV* de energia (mesma escala do neutrino que inicia a interação) e um nêutron com energia cinética pequena, tendendo ao repouso, devido a diferença de massa entre o pósitron e o nêutron.

Partindo do princípio que os eventos de neutrino são pontuais para a resolução do experimento (hipótese que será trabalhada posteriormente) e que a luz se propaga de forma isotrópica partindo da posição de interação, é possível caracterizar completamente um vértice como descrito na Equação 2.6, onde (x_0, y_0, z_0) são as coordenadas espaciais e t_0 é o tempo no qual ocorreu a interação, enquanto ϕ é a intensidade luminosa (quantidade de luz por esferorradianos) (53). Com essa finalidade, o algoritmo RecoBAMA, desenvolvido pela Universidade do Alabama (54) para a colaboração Double Chooz, foi desenvolvido.

$$\mathbf{X} = (x_0, y_0, z_0, t_0, \phi) \quad (2.6)$$

O tempo na qual a luz atinge cada *PMT* depende em primeira ordem apenas da distância e da velocidade da luz. Dessa forma, o tempo de chegada da luz na *PMT_i* pode ser descrito pela Equação 2.7, onde r_i é a distância entre a *PMT_i* e o vértice da interação e c_n a velocidade efetiva de propagação da luz no caminho (*Target* e *Buffer*) (53).

$$t_i = t_0 + \frac{r_i}{c_n} \quad (2.7)$$

Assumindo a distribuição isotrópica da luz e que no caminho entre sua geração e detecção exista apenas atenuação, podemos descrever a luz recebida pela *PMT_i* usando a Equação 2.8, onde μ_i é a quantidade de luz recebida, ε_i e Ω_i são respectivamente a eficiência quântica e o ângulo sólido observado pela *PMT_i* e λ é a atenuação efetiva da luz ao longo do caminho (53).

$$\mu_i = \phi \times \varepsilon_i \times \Omega_i \times e^{(-r_i/\lambda)} \quad (2.8)$$

Usando a Equação 2.8, pode-se escrever uma função de verossimilhança para o modelo de propagação esférica da luz. A função utilizada nesse trabalho é composta de 3 partes: a quantidade de disparos nas *PMTs*, a quantidade de carga medida em cada *PMT* e o tempo de chegada da luz em cada um desses sensores.

A primeira parte da equação de verossimilhança é descrita pela Equação 2.9, onde $f_q(0, \mu_i)$ é a densidade de probabilidade calculada usando uma simulação de Monte Carlo do Detector (54) de não haver disparo em uma fotomultiplicadora dado o recebimento

de uma quantidade de luz μ_i . A probabilidade de não disparo de uma *PMT* segue, em primeira aproximação, uma distribuição de *Poisson*, sendo modificada para inserir não linearidades devido principalmente a efeitos de *threshold* do *trigger*.

$$\mathcal{L}(\mathbf{X}) = \prod_{q=0} f_q(0, \mu_i) \quad (2.9)$$

A segunda parte da equação segue o mesmo princípio da primeira, mas dessa vez temos uma densidade de probabilidade calculada $f_q(q, \mu_i)$ de uma quantidade de luz μ_i gerar uma carga q_i , como observado na Equação 2.10.

$$\mathcal{L}(\mathbf{X}) = \prod_{q>0} f_q(q_i, \mu_i) \quad (2.10)$$

A terceira parte no cálculo da verossimilhança usa a distribuição temporal dos disparos das fotomultiplicadoras, ou seja, para todas as *PMTs* que tiveram disparos ($q>0$) é calculada a densidade de probabilidade do disparo em t_i para um vértice gerado em t_0 , visto na Equação 2.11. Embora saia do escopo desse trabalho uma discussão mais profunda, existem correções de segunda ordem aplicadas em t_i para ajustar o tempo registrado em função da quantidade de carga observada. Isso ocorre pois eventos com mais de um fotoelétron geram uma distribuição temporal mais larga nas *PMTs* fazendo com que o pico da medida não seja verdadeiramente o tempo de chegada. Para mais detalhes, uma discussão detalhada pode ser vista na referência 54.

$$\mathcal{L}(\mathbf{X}) = \prod_{q>0} f_t(t_i, t_0) \quad (2.11)$$

Como resultado final, a função de verossimilhança que deve ser maximizada tem o formato observado na Equação 2.12

$$\mathcal{L}(\mathbf{X}) = \prod_{q=0} f_q(0, \mu_i) \prod_{q>0} f_q(q_i, \mu_i) f_t(t_i, t_0) \quad (2.12)$$

De forma a facilitar a maximização da Equação 2.12, é usado de forma equivalente a minimização do negativo do Logaritmo da função. Para essa função que será minimizada foi dado o nome de *Functional Value*, abreviado como FV na Equação 2.13.

$$FV(\mathcal{L}) = -\log(\mathcal{L}) = -\sum f_q(q_i, \mathbf{X}) - \sum f_t(t_i, \mathbf{X}) \quad (2.13)$$

O algoritmo de reconstrução utiliza então o pacote MINUIT (55) para encontrar os valores do vetor $\mathbf{X}$ que minimizam a Equação 2.13.

As principais fontes de erro na reconstrução da posição do evento tem origem na incerteza da medida de tempo (2 ns para o digitalizador de neutrinos) e na medida da carga de cada fotomultiplicadora (8 bits de faixa dinâmica para cada *sample*) além das incerteza no modelo de propagação de luz e da modelagem gerada para toda a cadeia de eletrônica. É interessante observar que embora a resolução de tempo dos digitalizadores seja de 2 ns, com o conhecimento prévio do formato de pulso das fotomultiplicadoras bem como de toda a cadeia de eletrônica de aquisição, é possível melhorar essa resolução para até 0,5 ns em situações ideais e 1,2 ns em situações de saturação na medida (56). Para calcular a resolução máxima obtida pelo algoritmo de reconstrução, foram simulados pósitrons com energia entre 1 e 8 MeV e, sabendo exatamente a posição de origem, pôde-se calcular o erro estatístico na posição reconstruída. Na Figura 61 pode-se observar a precisão na reconstrução, em milímetros, para diferentes *offsets* nas fotomultiplicadoras. Esses *offsets* representam diferenças constantes entre o tempo de resposta das diferentes PMTs que possuem variações justamente por conta de pequenas variações em sua construção (54).

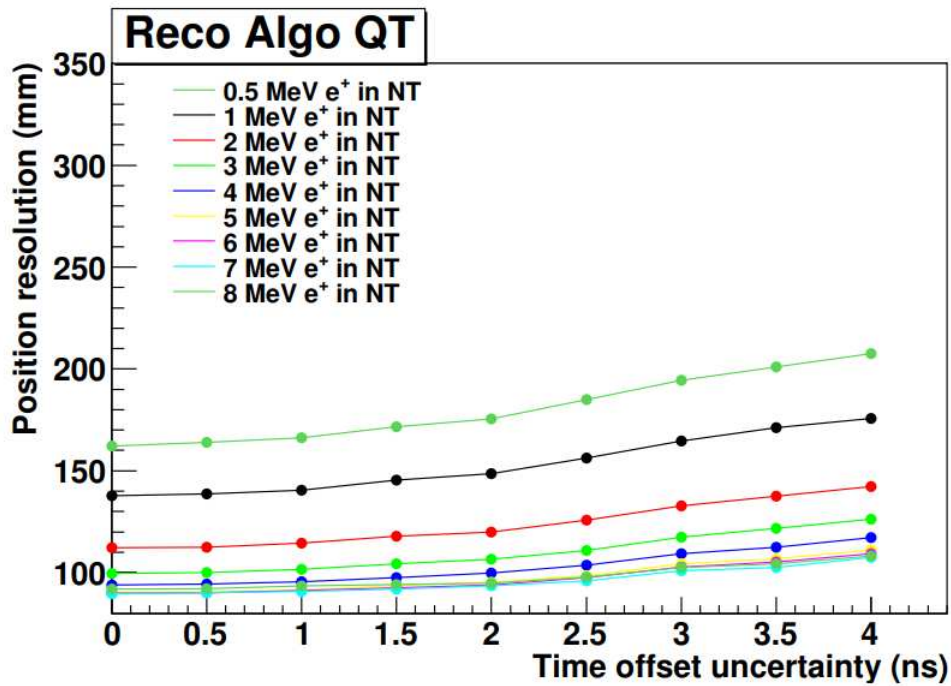


Figura 61 – Precisão na reconstrução da posição de pósitrons com energia entre 0,5 MeV e 8 MeV pelo incerteza no offset de tempo das PMTs (retirado de 54).

Um resultado experimental usando a mesmo algoritmo, pode ser visto na Figura 62, onde uma fonte de calibração de ^{68}Ge é inserida em um tubo no centro do detector e dados são obtidos em posições conhecidas nesse eixo (eixo Z).

A fonte de ^{68}Ge é um gerador de ^{68}Ga por emissão de fótons de baixa energia (ordem de *keV*), que por sua vez é um emissor de pósitrons com energia máxima de 1,92 *MeV*. Como esperado por simulação (Figura 61) para uma erro no offset de 3 ns, temos

uma incerteza aproximadamente constante, de aproximadamente 13 cm para todas os pontos medidos ao longo do eixo Z tanto na reconstrução dessa coordenada, como na reconstrução da coordenada X.

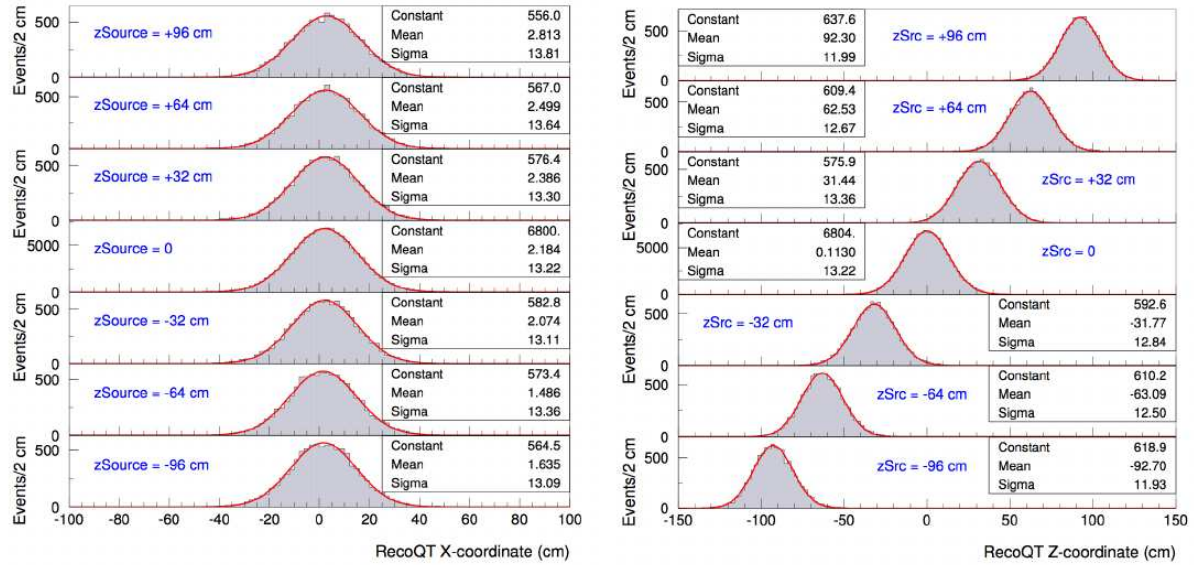


Figura 62 – Medida experimental da precisão de reconstrução usando uma fonte de calibração de ^{68}Ge . (53)

Como observado nas Figuras 61 e 62, a incerteza de reconstrução de posição é de aproximadamente 10 cm no limite superior da escala de energia dos pósitrons gerados por interação beta inverso. De forma a testar nossa hipótese de que esse é um evento pontual para a resolução obtida, pode-se observar o alcance de pósitrons dentro do volume do *Target* na Figura 63.

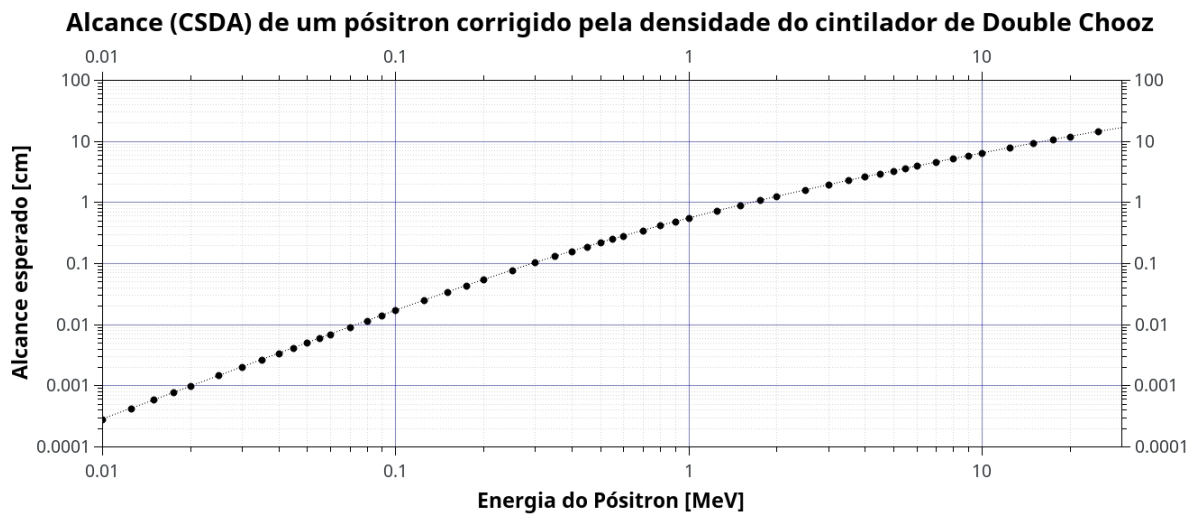


Figura 63 – Curva de alcance CSDA (*continuous-slowing-down approximation*) de pósitrons atravessando o cintilador líquido de Double Chooz. Os dados para a construção da curva foram extraídos de 57.

Como pode ser observado na Figura 63 e na referência 57, o alcance de um pósitron de 8 MeV no cintilador líquido do *Target* do detector é de aproximadamente 5,14 cm, sendo quase 2 vezes menor que a maior resolução obtida pela reconstrução para essa energia. Dessa forma, pode-se afirmar que todos os pósitrons de interação beta-inverso podem ser tratados como pontuais para esse detector.

2.5.6 Classificando a geometria de um evento: O *Functional Value*

Como discutido na Seção 2.5.5, o pósitron da interação beta inverso tem um livre caminho médio pequeno o suficiente para ser considerado pontual, enquanto o nêutron dessa interação tem uma característica pontual por natureza, pois além de baixa energia, ele tem uma alta seção de choque de captura por átomos de Gadolínio ou Hidrogênio. Essa interação com esses átomos do *Target* libera a energia do estado excitado por gamas de forma isotrópica. Essa característica geométrica implica em uma ótima minimização do *Functional Value*, mostrado na Equação 2.13 e pode ser explorado como critério de separação para eventos com características geométricas diferentes.

Com a finalidade de observar o comportamento dessa minimização, foi plotado o valor do *Functional Value*, que será referido como FV ao longo dessa seção, para candidatos de interação beta inverso, ou seja, para duplas de eventos pré-selecionados usando os cortes descritos na seção 2.5.1, porém com um intervalo de energia até 20 MeV para o *delayed* e 40 MeV para o *prompt* e com um intervalo máximo de 200 μs entre ambos. A escolha desse corte mais aberto possibilita o estudo de eventos fora da região esperada para candidatos a beta inverso para determinar a quantidade de *background* na amostra. Para todas as análises dessa seção foram utilizados os dados relativos a 227,93 dias de aquisição cuja análise foi publicada na referência 18. O histograma com os valores de FV para o *prompt* e *delayed* podem ser vistos nas Figuras 64 e 65, onde o traço preto representa todos os eventos pré-selecionados e em azul apenas os eventos que passaram na seleção de neutrinos da seção 2.5.1.

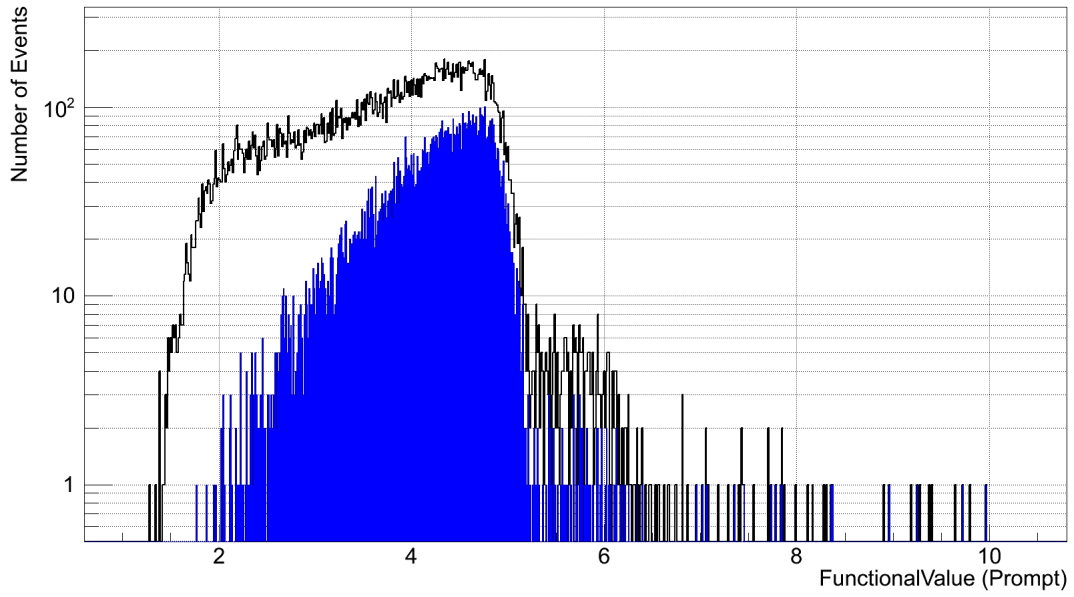


Figura 64 – Histograma do Functional Value (FV) para os eventos pré-selecionados como *prompt*.

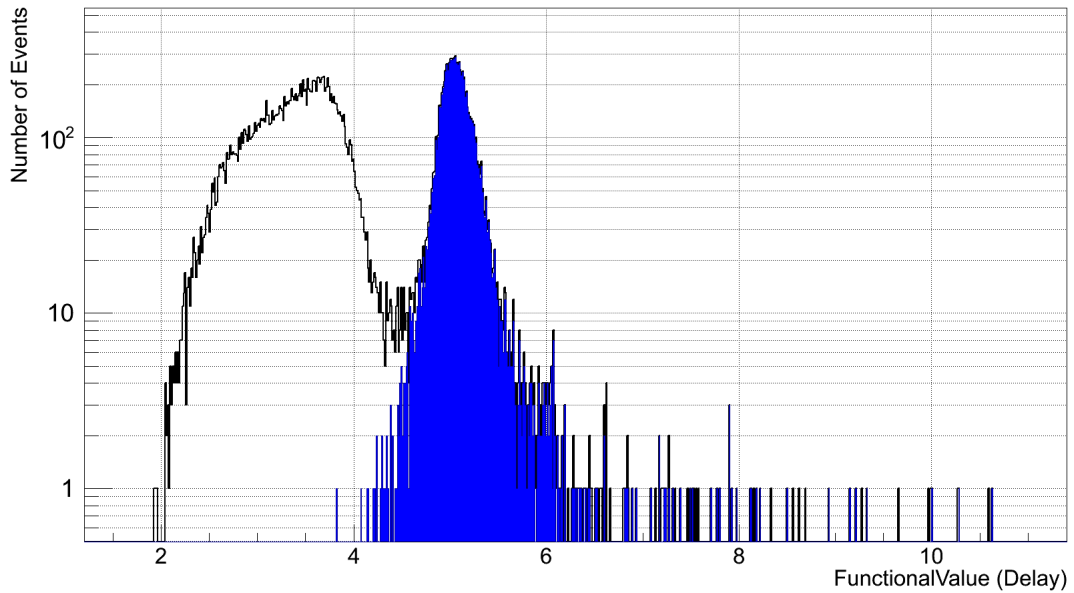


Figura 65 – Histograma do Functional Value (FV) para os eventos pré-selecionados como *delayed*.

Comparando as Figuras 64 e 65, pode-se observar que o FV dos eventos *delayed* se torna bastante confinado após a seleção de neutrinos (em azul), mais precisamente a seleção para eventos gerados pela desexcitação do Gadolínio. Dessa forma, um método de seleção baseado no FV dos eventos *delayed* pode ser implementado de forma mais eficiente

do que para o *prompt* e será mostrado em detalhes a seguir.

Como o FV reflete diretamente o quão pontual é um evento, uma caracterização importante é sua relação com a energia. Para isso foi criado um gráfico do tipo mapa de calor, cuja escala de cores mostra a densidade de eventos em um gráfico bidimensional do FV em função da energia para os eventos marcados como *delayed*, exibido na Figura 66.

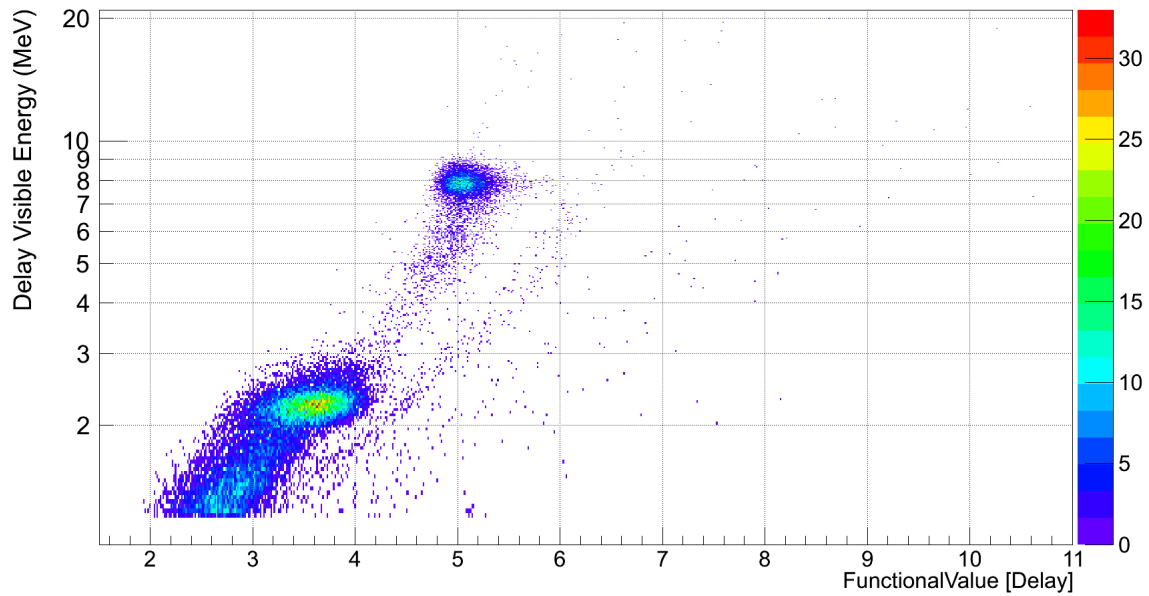


Figura 66 – Histograma bidimensional (mapa de calor) do Functional Value (FV) pela Energia para os eventos pré-selecionados como *delayed*. (A escala de cores está em uma unidade arbitrária, servindo apenas para comparação da densidade relativa)

Na Figura 66, algumas estruturas podem ser vistas facilmente:

- Existe uma concentração maior de eventos em torno de 2,2 MeV com um FV entre 3,2 e 4,2 devido a captura de nêutrons no Hidrogênio;
- Existe uma concentração maior de eventos em torno de 8 MeV com um FV entre 4,8 e 5,4 devido a captura de nêutrons no Gadolínio;
- Existem duas diagonais visíveis, uma contendo as capturas do Hidrogênio e Gadolínio enquanto a outra não exibe densidades elevadas;
- Existem eventos mais dispersos, além dessas duas diagonais, tipicamente com FV maiores.

Para melhor estudar esse padrão, os eventos presentes na primeira diagonal foram chamados de *Família 1*, os da segunda diagonal de *Família 2* enquanto o restante de

Família 3. Uma representação gráfica das *Famílias* com a primeira em azul, a segunda em preto e a terceira em vermelho, pode ser vista na Figura 67.

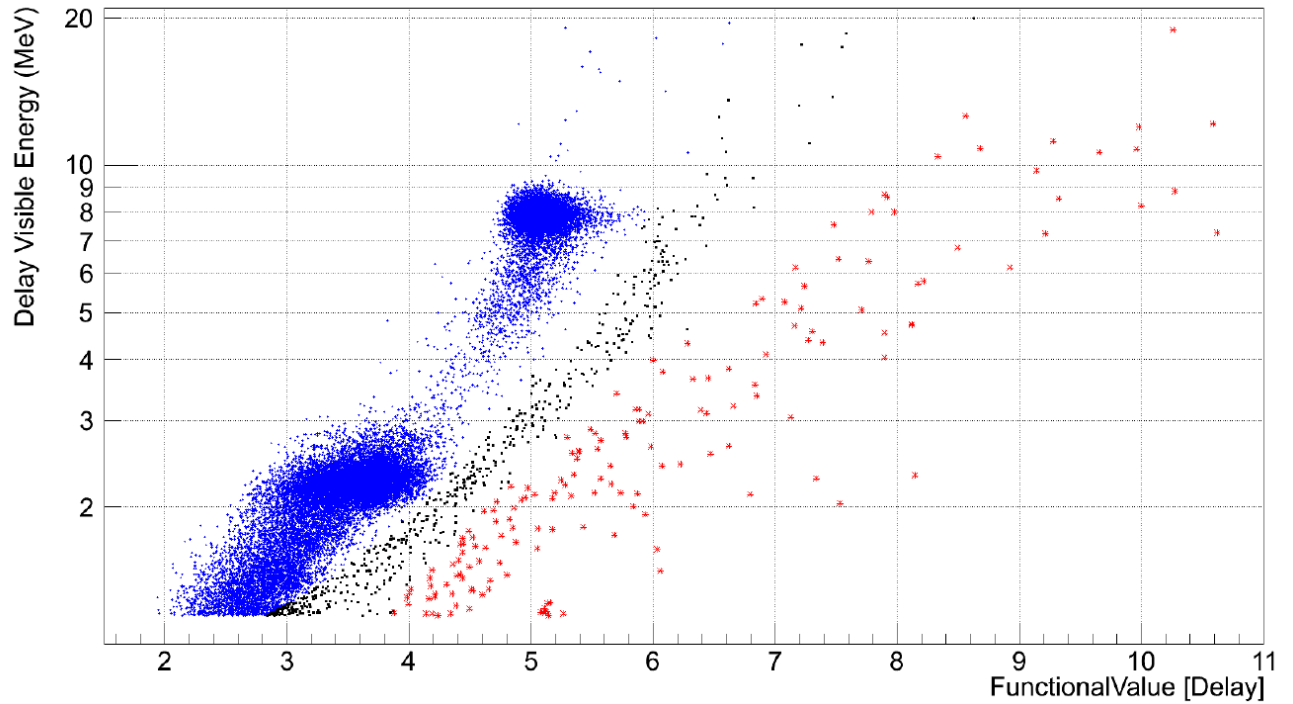


Figura 67 – Gráfico do Functional Value (FV) pela Energia para os eventos pré-selecionados como *delayed*, dividido entre as três Famílias (azul, preto e vermelho).

Separando apenas os eventos pertencentes a *Família 1*, afim de estudar mais detalhadamente os eventos desse grupo, pode-se plotar a distribuição de energia eventos desses pares, ou seja, pode-se ver o espectro de energia para o *prompt* e *delayed* selecionados a partir da *Família 1* no *delayed*. Esses gráficos podem ser vistos respectivamente na Figura 68 e 69, onde em azul está os eventos referentes a *Família 1* e em preto hachurado o total de eventos. Observe que como a *Família 1* possui quase a totalidade dos eventos, quase não é possível observar a parte hachurada no gráfico, especialmente para o *delayed*.

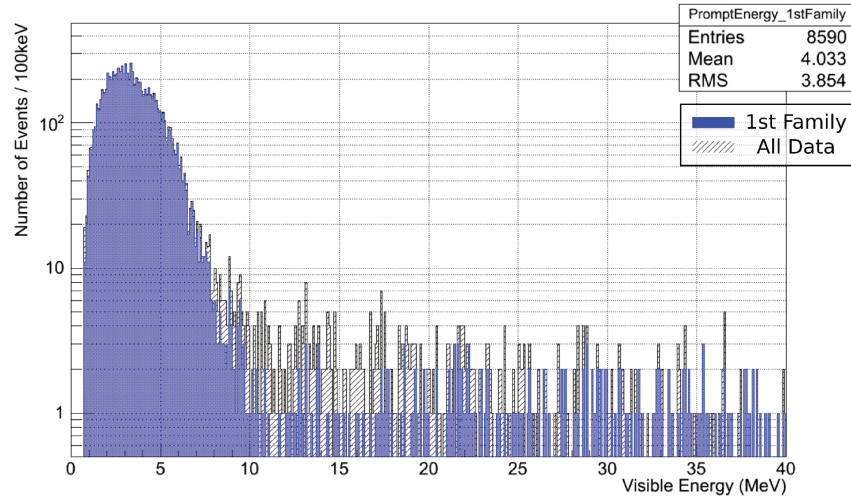


Figura 68 – Histograma da energia dos eventos de *prompt* para os eventos pré-selecionados como *Família 1* no *delayed*.

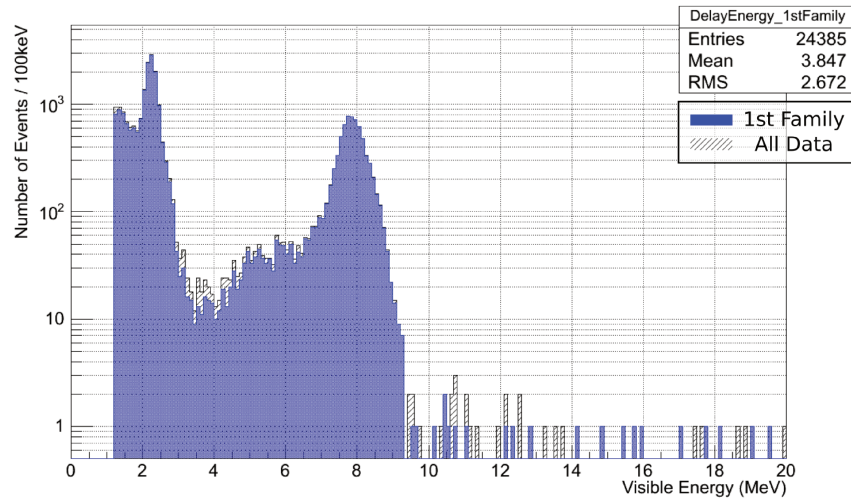


Figura 69 – Histograma da energia dos eventos de *delayed* para os eventos pré-selecionados como *Família 1* no *delayed*.

Na comparação das Figuras 68 e 69 nota-se um artefato introduzido pelo método de análise: os gráficos não possuem o mesmo número de eventos. Isso ocorre pela inserção dos cortes de seleção de neutrinos no gráfico do *prompt* e foi feito para observar se a seleção de eventos da *Família 1* do FV mudaria o formato do gráfico de energia do *prompt* após uma seleção usando como critério $6 < E < 12 \text{ MeV}$ de energia no *delayed*. Ou seja, foi feito para observar se a seleção do FV no *delayed* afetaria a seleção de neutrinos e o espectro de energia do *prompt*, que afeta diretamente o ajuste utilizado para o cálculo de θ_{13} .

O histograma de energia do *prompt* mostra que não há modificação no formato do espectro em energia da seleção de neutrinos até 8 MeV. No gráfico contendo os dados do

delayed, Figura 69 também é possível observar que ambos os picos relativos à captura de nêutrons, 2,2 MeV para captura no Hidrogênio e 8 MeV para captura no Gadolínio, não possuem variações. Embora esses fatos indiquem que essa Família contempla os eventos de beta inverso, ainda é necessário observar se há alguma distorção com relação ao tempo entre eventos. Para isso, foi plotada a diferença temporal entre os pares selecionado na Figura 70 azul e o número total de pares selecionados usando os cortes de neutrinos em preto hachurado.

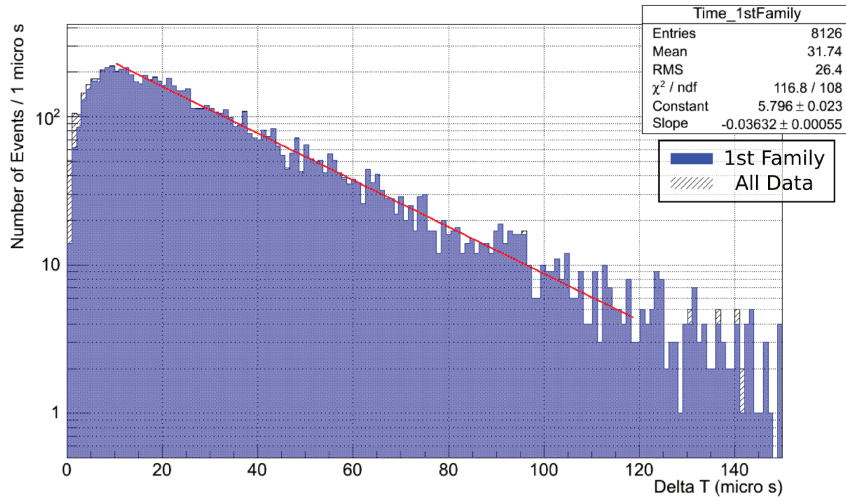
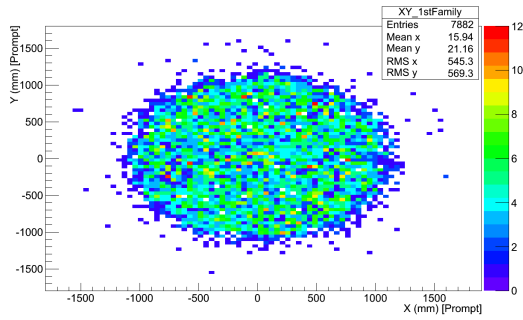


Figura 70 – Histograma da distribuição temporal entre os pares de *prompt* e *delayed* selecionados pelo corte de FV em azul e todos os eventos que passaram no corte de neutrinos em preto hachurado.

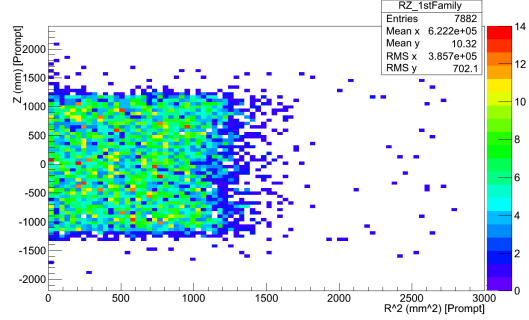
O resultado obtido no ajuste linear sobre o gráfico log-linear da Figura 70 fornece uma constante de tempo de $27,5 \pm 0,4 \mu s$, compatível com o tempo de captura do nêutron no Gadolínio. Também é possível observar que não há mudanças na forma do gráfico, concentrando a maior parte dos eventos eliminados pelo corte na região de baixo tempo entre eventos, até aproximadamente $5 \mu s$. Esse é um indício de que esse corte é sensível a uma fonte de *background* correlacionada no tempo com um tempo característico de unidades de μs .

Outra validação que se faz necessária é a localização dos eventos que fazem parte da *Família 1*. Como FV resulta de um ajuste de máxima verossimilhança na reconstrução pontual de um evento e a resolução dessa reconstrução depende da posição de ocorrência do vértice de interação, é bastante importante ver se não há um viés na seleção dessa Família com relação a posição. Para isso foram gerados os gráficos da posição reconstruída dos eventos de *prompt* e *delayed* tanto em relação ao plano XY como em relação ao plano ZR , que é plotado como Z por R^2 de forma a manter a relação de densidade constante ao longo do Raio. Esses gráficos podem ser vistos na Figura 71 para o *prompt* e na Figura 72

para o *delayed*.

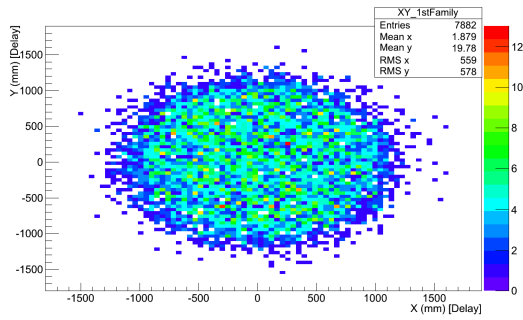


(a) Reconstrução da posição do *prompt* no plano XY.

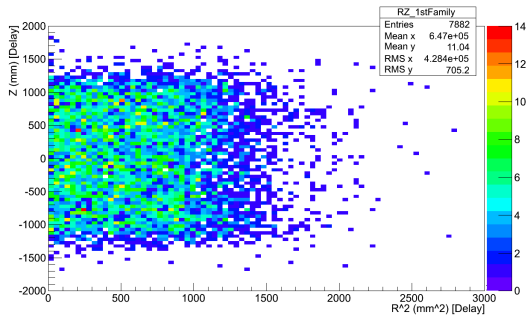


(b) Reconstrução da posição do *prompt* no plano RZ.

Figura 71 – Posição da reconstrução do *prompt*.



(a) Reconstrução da posição do *delayed* no plano XY.



(b) Reconstrução da posição do *delayed* no plano RZ.

Figura 72 – Posição da reconstrução do *delayed*.

A distribuição de posições do *prompt* parece distribuída de forma homogênea em todo o *Target*, que possui 2,3 metros de diâmetro por 2,458 metros de altura (58). A distribuição mostrada na Figura 72 para o *delayed*, por sua vez parece bastante homogênea no *Target* também, além de exibir, com uma densidade 3 vezes menor que o centro do *Target*, eventos reconstruídos no *Gamma Catcher*. Esse fenômeno é um artefato de reconstrução gerado pela desexcitação do Gadolínio em diversos Gammas que apesar de ter um perfil pontual tem uma exatidão na posição reconstruída piorada nas bordas, pois, nesse cenário, grande parte da interação desses gamas será no *Gamma Catcher*. Afinal, esse foi exatamente o motivo da construção do *Gamma Catcher*: tornar o detector um calorímetro mais preciso.

Toda a análise exibida acima a respeito da *Família 1* indica que ela representa os eventos de física referentes aos pares gerados pela interação Beta Inverso. Com a finalidade de testar essa hipótese, a mesma análise foi executada para as Famílias 2 e 3,

para identificar o tipo evento que elas representam.

A *Família 2*, representada pelos pontos pretos na Figura 67, é o segundo grupo com mais eventos nessa análise, embora represente menos de 2,5% da amostra pré-selecionada de pares. O espectro de energia desses eventos pode ser visto nas Figuras 73 e 74, para o *prompt* e o *delayed* respectivamente, onde em cinza sólido estão representados os eventos e em preto hachurado a amostra total. Da mesma forma que discutido para a primeira família, o *prompt* possui menos eventos, pois o objetivo é comparar quais as características remanescentes do espectro após aplicar o corte de neutrinos.

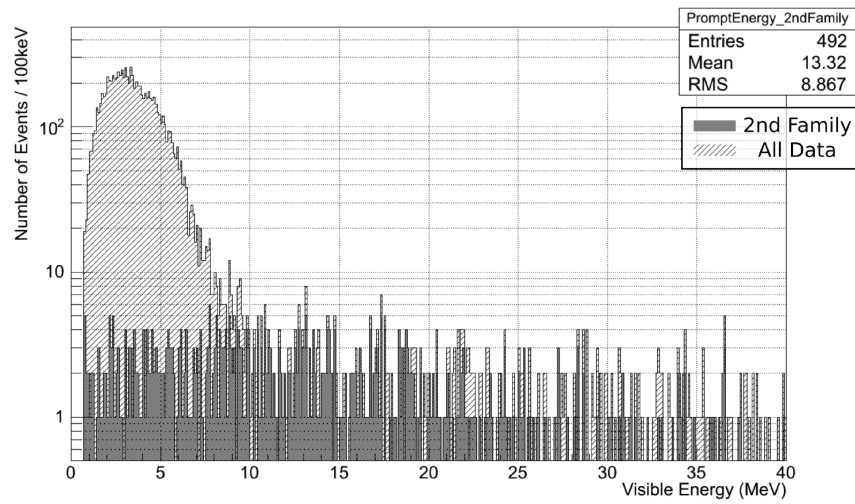


Figura 73 – Histograma da energia dos eventos de *prompt* para os eventos pré-selecionados como *Família 2* no *delayed*.

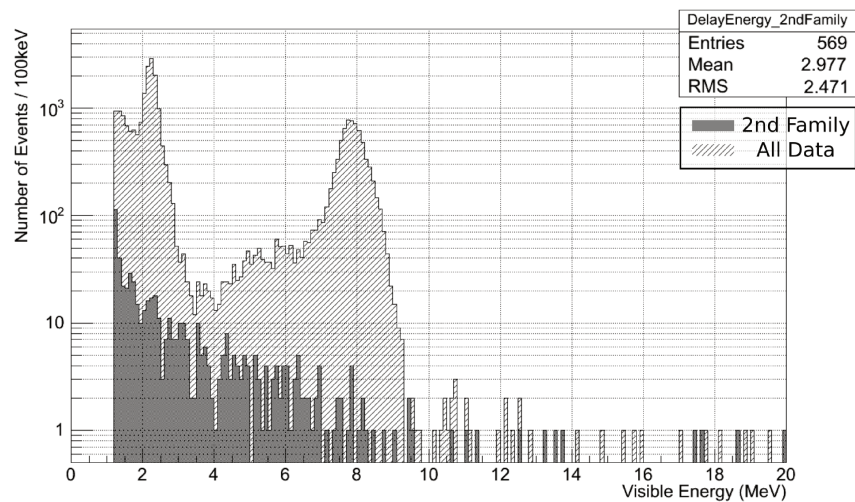


Figura 74 – Histograma da energia dos eventos de *delayed* para os eventos pré-selecionados como *Família 2* no *delayed*.

O espectro em energia para o *prompt* tem uma distribuição bastante homogênea ao longo da escala até 40 MeV enquanto o espectro em energia do *delayed* tem uma distribuição concentrada até energias de 10 MeV. É importante observar, especialmente se tratando de *background*, que a energia visível de um evento nem sempre é equivalente a energia total da partícula, pois parte dessa energia pode escapar do detector. A próxima caracterização da *Família 2* se dá pela diferença de tempo entre eventos, que pode ser vista na Figura 75.

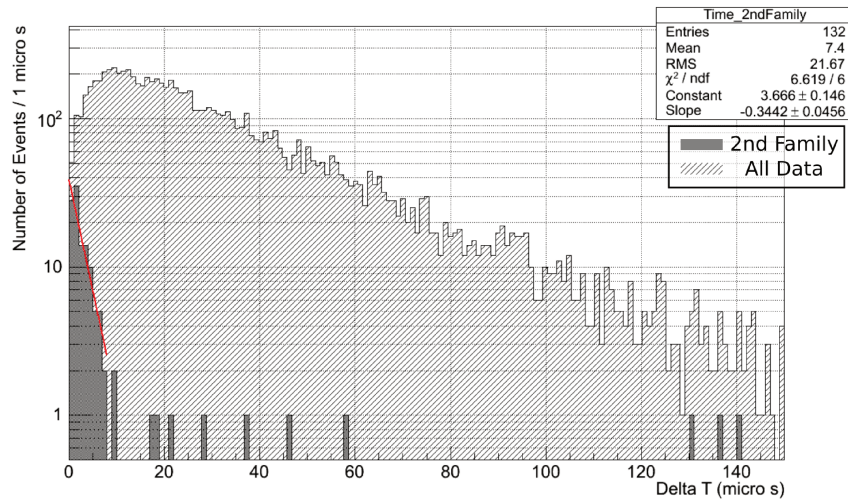
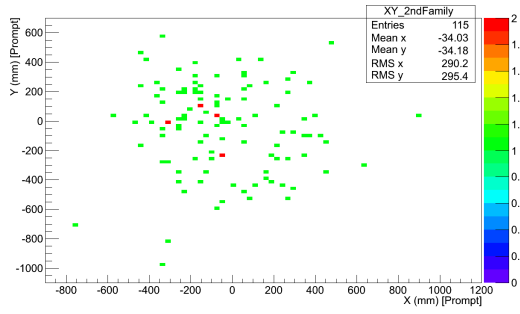
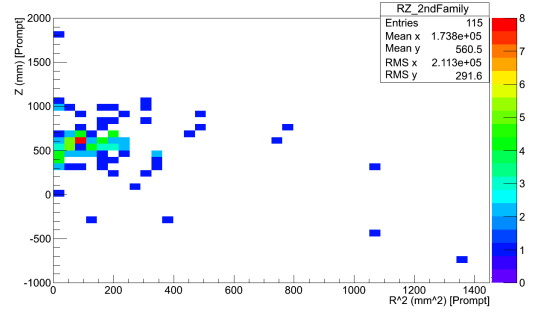
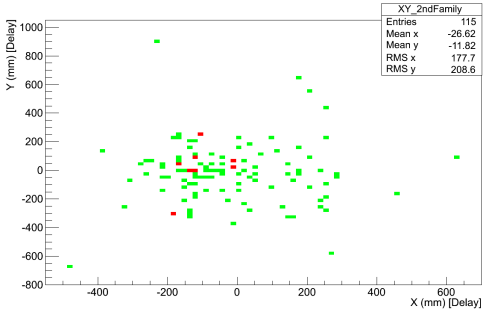
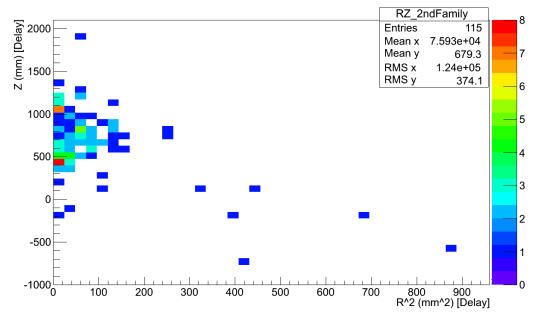


Figura 75 – Histograma da distribuição temporal entre os pares de *prompt* e *delayed* selecionados pelo corte de FV em cinza sólido e todos os eventos que passaram no corte de neutrinos em preto hachurado.

O resultado obtido no ajuste linear sobre o gráfico log-linear da Figura 75, resulta em uma constante de tempo de $2,9 \pm 0,4 \mu\text{s}$, um valor próximo do esperado para *Stopping Muons*, como discutido na seção 2.5.3. Essa hipótese é compatível com o espectro de energia observado no *prompt*, pois a probabilidade de múons entrarem no *Target* pela *Chaminé* não depende da energia, apenas da posição de entrada e direção. O comportamento em energia do *delayed*, por outro lado, não corresponde ao espectro esperado para o produto do decaimento do múon, conhecido como *Elétron de Michel*. Embora o espectro do *Elétron de Michel* se estenda até aproximadamente 52 MeV, a luz gerada pelo elétron ou pósitron do decaimento dentro da chaminé não é totalmente recuperada, devido ao pequeno ângulo sólido para dentro do detector, pois essa região possui 55 cm de altura e apenas aproximadamente 5 cm de raio (58).

Pode-se gerar o gráfico também da posição reconstruída do evento, embora, pela própria natureza dessa família, a minimização usada para encontrar o vértice não seja precisa. As posições reconstruídas para o *prompt* e o *delayed* podem ser vistas respectivamente nas Figuras 76 e 77.

(a) Reconstrução da posição do *prompt* no plano XY.(b) Reconstrução da posição do *prompt* no plano RZ.Figura 76 – Posição da reconstrução do *prompt*.(a) Reconstrução da posição do *delayed* no plano XY.(b) Reconstrução da posição do *delayed* no plano RZ.Figura 77 – Posição da reconstrução do *delayed*.

Como discutido acima, não é razoável tirar características usando reconstruções que obtiveram valores mais elevados de FV. De qualquer forma, dentro dessas limitações, um padrão pode ser observado no qual a maior parte dos eventos tanto da Figura 76 quanto da 77 ocorre na parte superior do detector e ao longo da raios pequenos o que também é compatível com a hipótese de *Stopping Muons* atravessando a chaminé.

Um dado importante que pode ser usado para corroborar a hipótese de *background* causado por múons é a validação de quantos desses eventos da *Família 2* são selecionados por um corte no *Outer Veto*, ou, mais precisamente pelo *Upper Outer Veto* que se localiza acima da chaminé. Um plot, mostrado na Figura 78 foi gerado contendo a distribuição dos eventos da Família 2 ao longo do tempo em duas condições: todos os eventos em cinza e os eventos remanescentes após exclusão dos eventos classificados como múons pelo *Outer Veto* (em azul). Uma observação é que a escala de tempo do gráfico é o número do *run*, que é aproximadamente igual a número de horas.

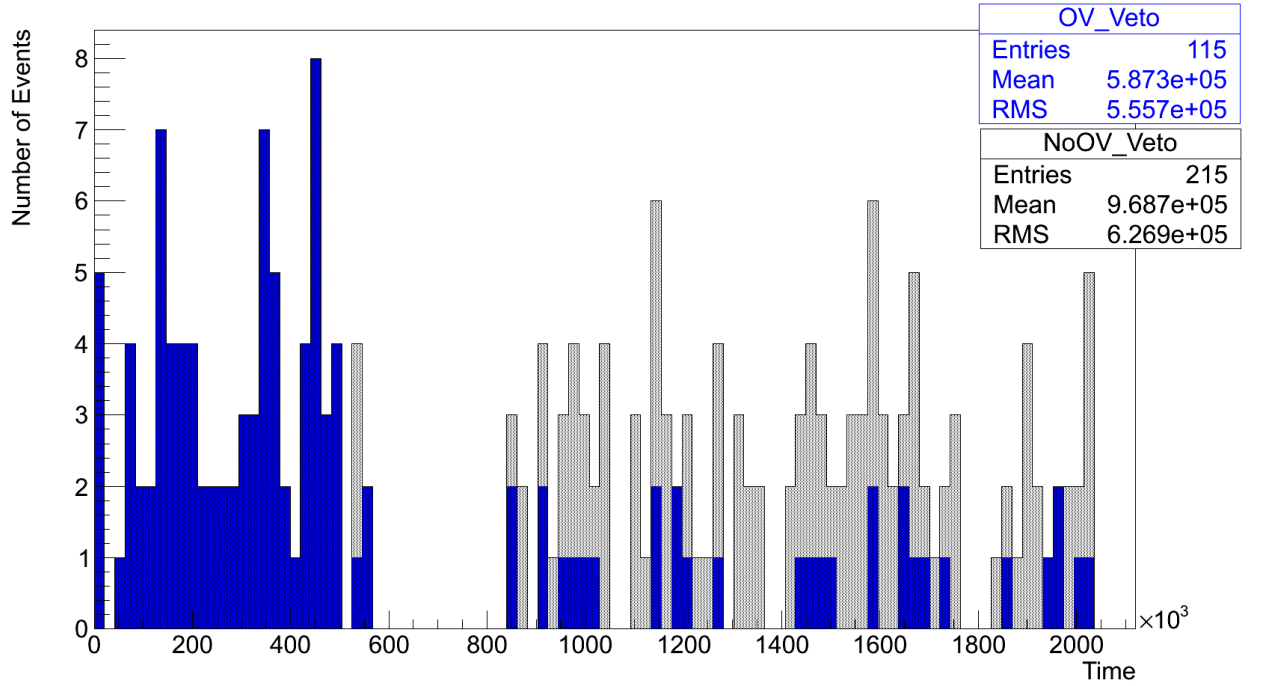


Figura 78 – Histograma dos eventos selecionados na *Família 2* ao longo do tempo e sua correlação com os *prompts* classificados como múons pelo *Outer Veto*.

Pode-se observar na Figura 78 diversos artefatos interessantes, correlacionados com o funcionamento do detector. A falta de dados entre 600 e 800×10^3 (em unidades de $1/3$ de minuto) corresponde a Setembro de 2011, e corresponde a upgrades e testes feitos no detector onde poucos dados de física foram obtidos. Imediatamente antes desse período ocorreu a instalação do *Upper Outer Veto*, que, como descrito anteriormente, corresponde a parte do *Outer Veto* localizado imediatamente acima da chaminé. É interessante observar que antes da instalação desse segmento, o corte gerado pelo *Outer Veto* não afeta os eventos do *prompt* da *Família 2*, enquanto após a instalação, aproximadamente 70% dos eventos dessa família são classificados como múons pelo *Outer Veto*.

Essas evidências corroboram com a hipótese de que os eventos da *Família 2* são compostos por múons no *prompt* e seu produto de decaimento no *delayed* e geram um modo bastante efetivo de selecionar múons que atravessam a chaminé de forma independente do *Outer Veto*, que não esteve presente e funcional durante todo o período de funcionamento do detector.

O último conjunto de dados estudado, representado pelos pontos vermelhos na Figura 67, é conhecido como a *Família 3* e representa menos de 0,7% da amostra pré-selecionada de pares. O espectro de energia desses eventos pode ser visto nas Figuras 79 e

80, para o *prompt* e o *delayed* respectivamente, onde em cinza sólido estão representados os eventos e em preto hachurado a amostra total. Da mesma forma que discutido para as demais famílias, o *prompt* possui menos eventos, pois o objetivo é comparar quais as características remanescentes do espectro após aplicar o corte de neutrinos.

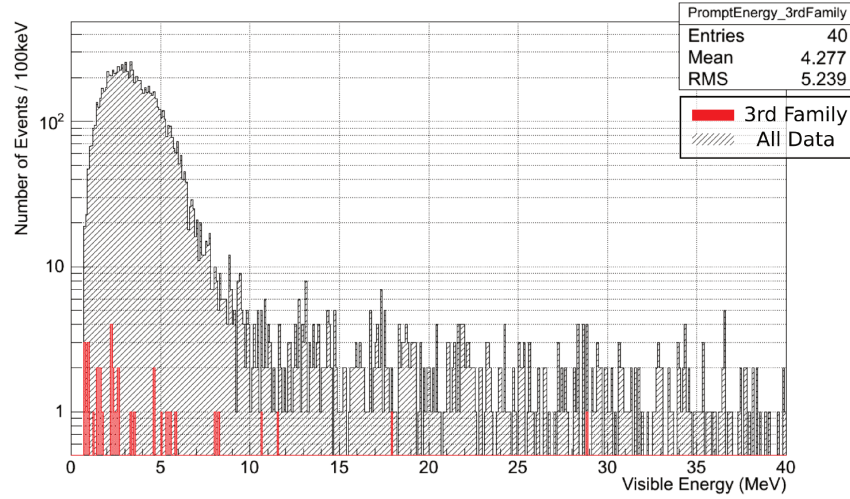


Figura 79 – Histograma da energia dos eventos de *prompt* para os eventos pré-selecionados como *Família 3* no *delayed*.

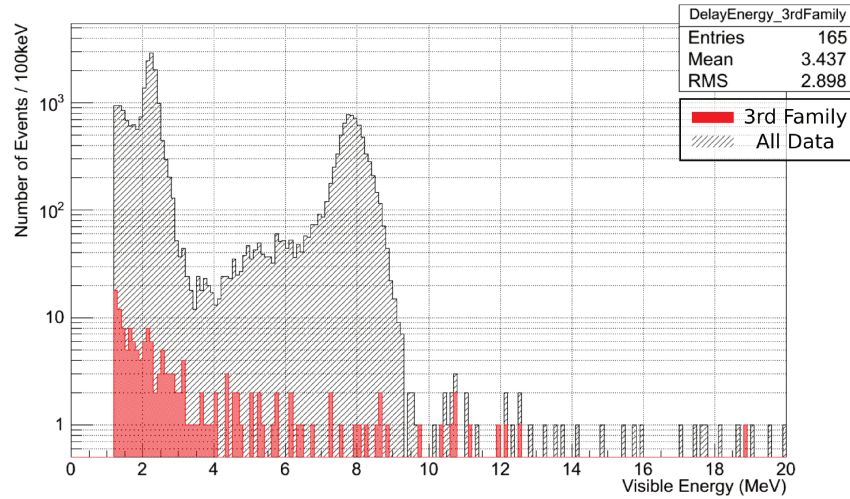


Figura 80 – Histograma da energia dos eventos de *delayed* para os eventos pré-selecionados como *Família 3* no *delayed*.

Embora a estatística dessa seleção seja muito reduzida, é possível se observar no *prompt* que aproximadamente 92% dos eventos tem energia até 6 MeV, ou seja, dentro do intervalo de energia dos pósitrons gerados pela interação Beta Inverso. O espectro de energia do *delayed*, na Figura 80, por sua vez, não mostra estruturas simples, sendo bastante semelhante ao espectro de energia da *Família 2*, observado na Figura 80. Assim como

discutido anteriormente, a energia visível desses eventos pode estar sendo modulada pela geometria de propagação e captura da luz, não representando o total de energia depositado.

Embora a amostra de dados não seja suficientemente grande para gerar um ajuste linear, pode-se plotar a a distribuição temporal entre eventos da *Família 3*, como mostrado na Figura 81.

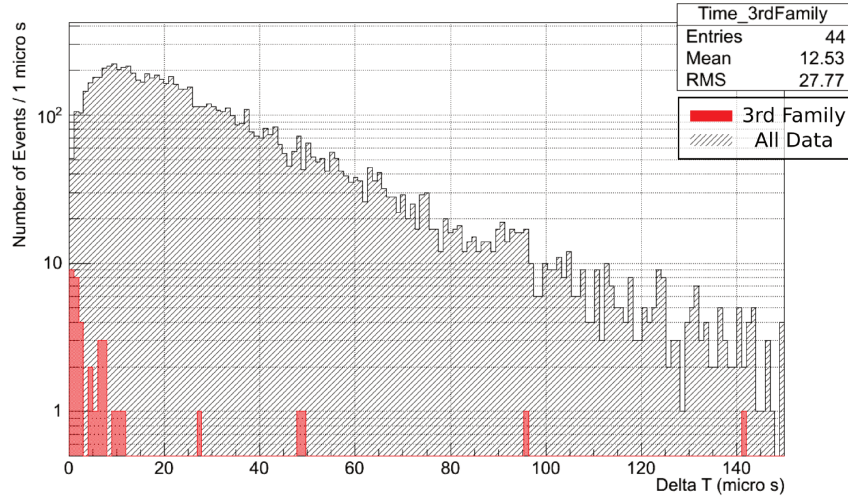
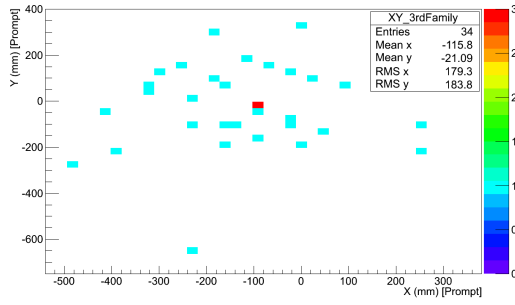
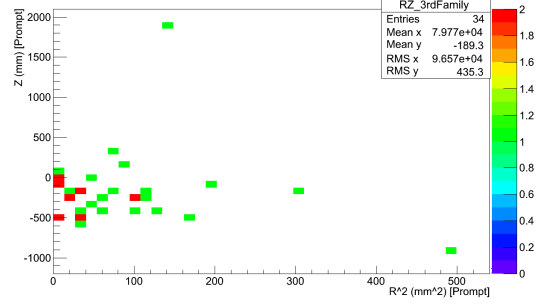
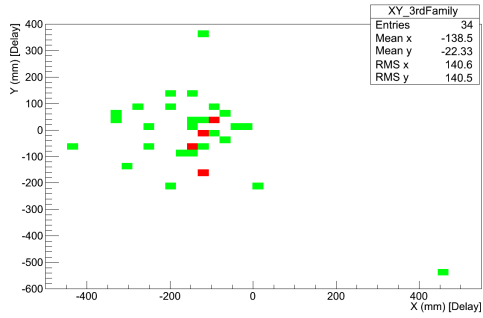
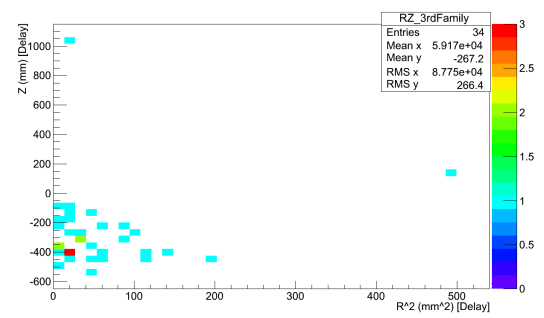


Figura 81 – Histograma da distribuição temporal entre os pares de *prompt* e *delayed* selecionados pelo corte de FV em vermelho e todos os eventos que passaram no corte de neutrinos em preto hachurado.

Embora não exista estatística suficiente para conclusões, os tempos entre eventos se concentram em sua grande maioria, aproximadamente 86%, na região até $12 \mu s$. Dessa forma, embora não possa se excluir o contrário, parece haver coincidência temporal entre o *prompt* e o *delay* da ordem de μs na *Família 3*. A distribuição espacial dos eventos, em princípio, tem pouco ou nenhum significado físico, uma vez que esses eventos representam a pior minimização obtida para o algoritmo de reconstrução. De qualquer forma, elas foram fundamentais nessa análise e podem ser vistas nas Figuras e 82 e 83, para o *prompt* e o *delayed* respectivamente.

(a) Reconstrução da posição do *prompt* no plano XY.(b) Reconstrução da posição do *prompt* no plano RZ.Figura 82 – Posição da reconstrução do *prompt*.(a) Reconstrução da posição do *delayed* no plano XY.(b) Reconstrução da posição do *delayed* no plano RZ.Figura 83 – Posição da reconstrução do *delayed*.

Nos gráficos contendo a posição do vértice em relação ao plano ZR, pode-se observar uma maior concentração de eventos na região de R pequeno e Z entre 0 e -500 mm, tanto para o *prompt* quanto para o *delayed*. Embora não seja possível concluir que os eventos foram de fato gerados nessa posição, esse dado se mostrou importante na determinação da natureza desse ruído, pois essa distribuição já havia sido mostrada em outro trabalho, na referência 59. Nesse trabalho, *Kyohei Nakajima* procurava nos dados do detector o decaimento de ^{214}Bi em ^{214}Po (parte da cadeia do Urânio) quando encontrou um ruído com as mesmas características de energia e posição do observado na *Família 3*. Além disso, o ruído estudado por *Kyohei* destacou-se por conta de um padrão não óbvio: ele se tornou visível apenas após 20 de Outubro de 2011. Dessa forma, é possível testar se ambos os ruídos possuem a mesma natureza com um gráfico da distribuição dos eventos da *Família 3* ao longo do tempo, como observado na Figura 84.

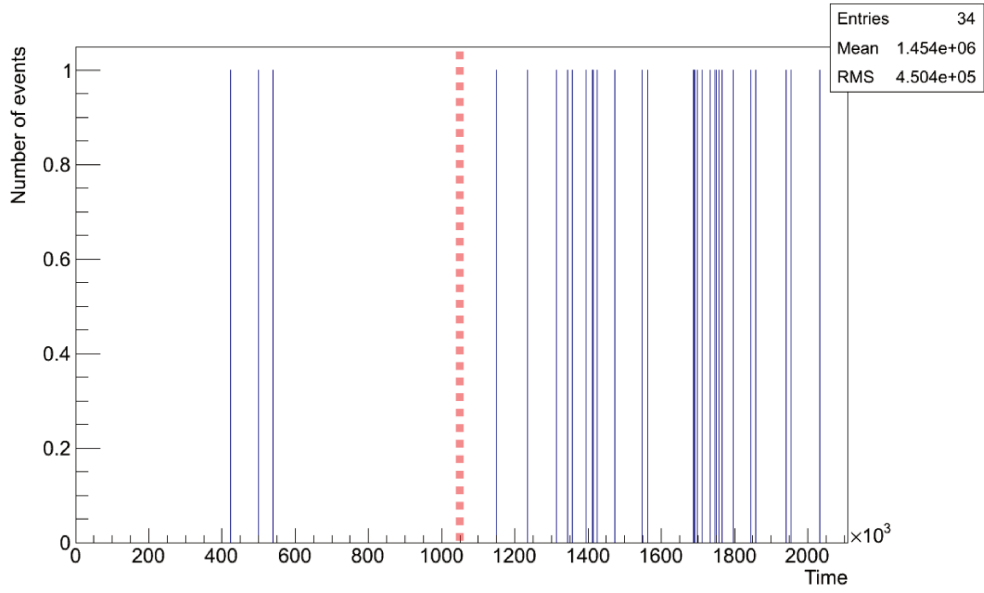


Figura 84 – Distribuição de eventos da Família 3 ao longo do tempo. A linha pontilhada vermelha representa a data de 20 de Outubro de 2011.

Como observado na Figura 84, a distribuição temporal dos eventos segue o observado na referência 59, corroborando ambos os ruídos terem a mesma natureza: serem devidos a *Light Noise*. Como discutido em 2.5.4, era esperado que o FV de eventos gerados por *Light Noise* fossem diferentes, mas esse trabalho parece algo que não se havia observado: existem eventos de *Light Noise* com correlação temporal com eventos válidos no *prompt*, ou seja, um veto baseado apenas em tempo entre eventos não exclui todos os eventos desse ruído.

Concluimos, dessa forma, que as famílias estudadas ao longo dessa seção possuem características diferentes e estão relacionadas a coisas de natureza essencialmente diferentes. A *Família 1* corresponde aos dados de Física relacionados a Interação Beta Inverso, enquanto as duas outras famílias correspondem a ruídos: sendo a *Família 2* correspondente a *Stopping Muons* e a *Família 3* correspondente a *Light Noise*. Para usar essa variável como corte de *background*, o próximo passo foi calcular a ineficiência e o erro sistemático introduzido na seleção de neutrinos.

Com a finalidade de calcular a eficiência de um corte baseado no FV, é necessário primeiramente encontrar uma função para separar os eventos que aceitaremos daqueles que serão vetados. Pela natureza da dependência entre o FV e a energia foi escolhida uma função exponencial como o formato exibido na Equação 2.14, onde E é a Energia Visível em MeV. Observe que existe um parâmetro livre nessa função, p_0 , cujo valor foi escolhido de forma a otimizar a eficiência do corte.

$$F(E) = p_0 \times e^{E/1.23} \quad (2.14)$$

Essa equação representa, para um $p_0 = 0,068$, a curva observada na Figura 85.

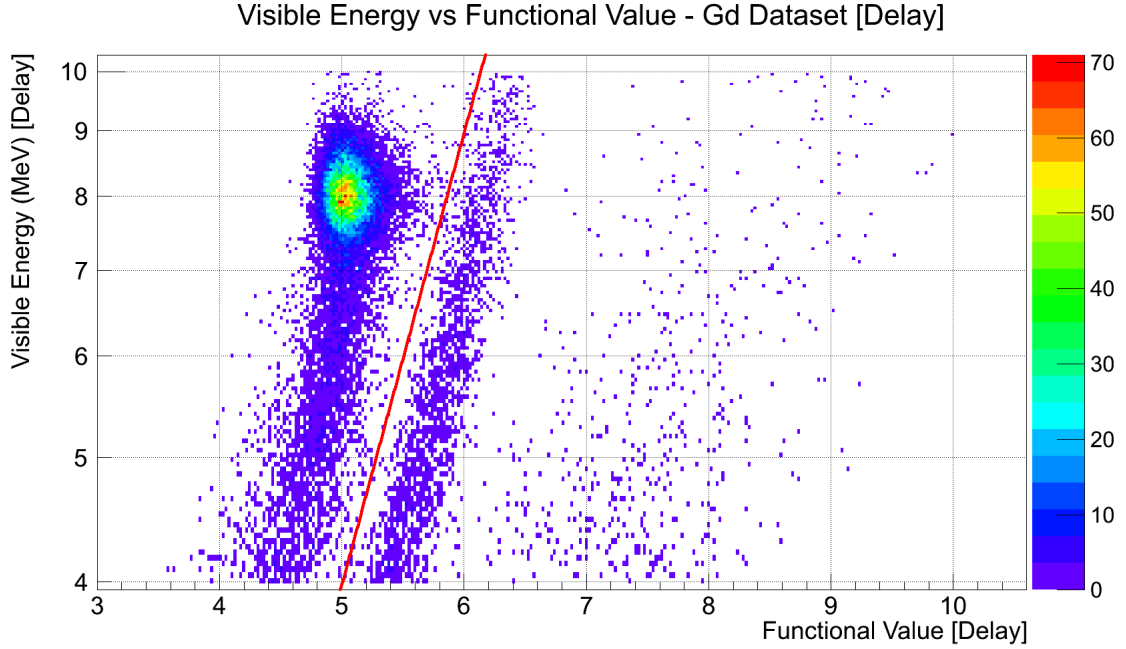


Figura 85 – Curva da equação 2.14 com $p_0 = 0,068$ sobre os dados pré-selecionados usados na Figura 66.

Na Figura 85 é possível observar o motivo da escolha do formato da função: ele segue de forma aproximada as curvas da *Família 1* e *2*. Embora essa figura seja ilustrativa para a definição do formato da curva, ela não representa bem a população de eventos que será estudada para determinação da eficiência, afinal, o relevante para esse estudo é a quantidade de eventos verdadeiros de neutrinos vetados pelo FV. Para isso, será usada amostra mostrada na Figura 86, onde são aplicados os cortes baseados no *Outer Veto*, *Inner Veto*, *Multiplicidade* e cuja diferença de tempo entre *prompt* e *delayed* sejam superiores a $10 \mu s$. Esses cortes são explicados em mais detalhes na seção 2.5.1.

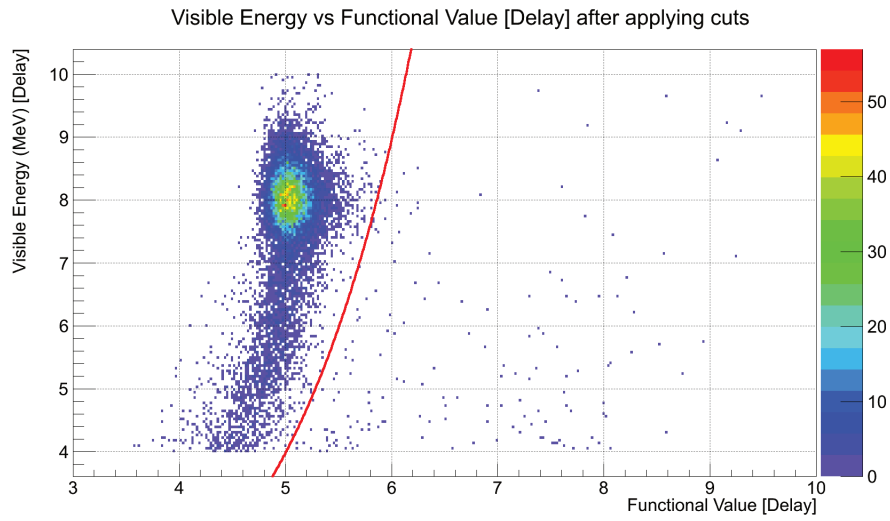


Figura 86 – Curva da equação 2.14 com $p_0 = 0,068$ sobre os dados após passar pelos cortes baseados em *Outer Veto*, *Inner Veto*, *Multiplicidade* e $\Delta T > 10\mu s$.

Comparando a Figura 85 com 86, pode-se ver que, como esperado, o *background* é bastante reduzido com a introdução dos cortes. Usando esse conjunto de dados, pode-se selecionar eventos que não sejam gerados por Interação Beta Inverso usando dados com uma diferença de tempo superior à $150\mu s$, ou seja, 5σ do tempo característico de captura. Um exemplo dos dados selecionados com essa característica, ainda usando como critério a equação 2.14 com $p_0 = 0,068$, podem ser vistos na Figura 87. Um ponto importante nessa análise é que consideraremos que os eventos vetados do *prompt* e *delayed* não são correlacionados, ou seja, que o intervalo entre esses eventos é completamente aleatório. Isso ocorre pois os eventos correlacionados que foram mostrados acima são vetados pelo corte de $\Delta T > 10\mu s$.

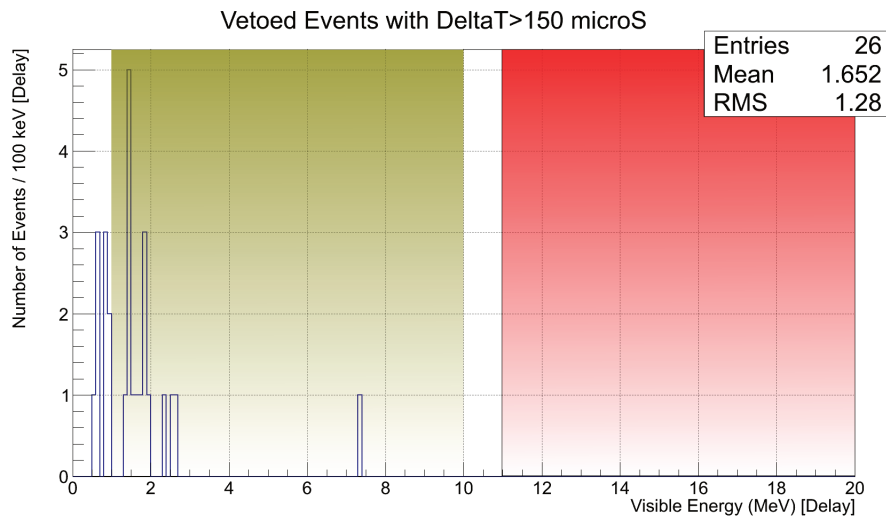


Figura 87 – Seleção de eventos feita com a curva da equação 2.14 com $p_0 = 0,068$ e $\Delta T > 150\mu s$. Em vermelho e verde estão duas regiões com a mesma dimensão: 1 até 10 MeV e 11 até 20 MeV.

As duas regiões coloridas de verde e vermelho na Figura 87 cobrem espaços de 9 MeV, o verde entre 1 e 10 MeV e o vermelho entre 11 e 20 MeV. A escolha dessas regiões foi feita para estudar o *background* na região onde ocorre os eventos *delayed* gerados pela captura do nêutron em Hidrogênio e Gadolínio (região verde) e na região onde não são esperados eventos de captura (região vermelha). Na Figura 87, correspondente ao intervalo $150\mu s > \Delta T > 200\mu s$, pode-se observar 19 eventos dentro da região verde e nenhum na região vermelha. Supondo que a ocorrência desses eventos seja independente do tempo (*background* não correlacionado), são esperados 53 ± 12 eventos dentro da janela de tempo usada para seleção de neutrinos, ou seja, entre $10\mu s > \Delta T > 150\mu s$. O gráfico contendo os dados dessa seleção temporal se encontra na Figura 88.

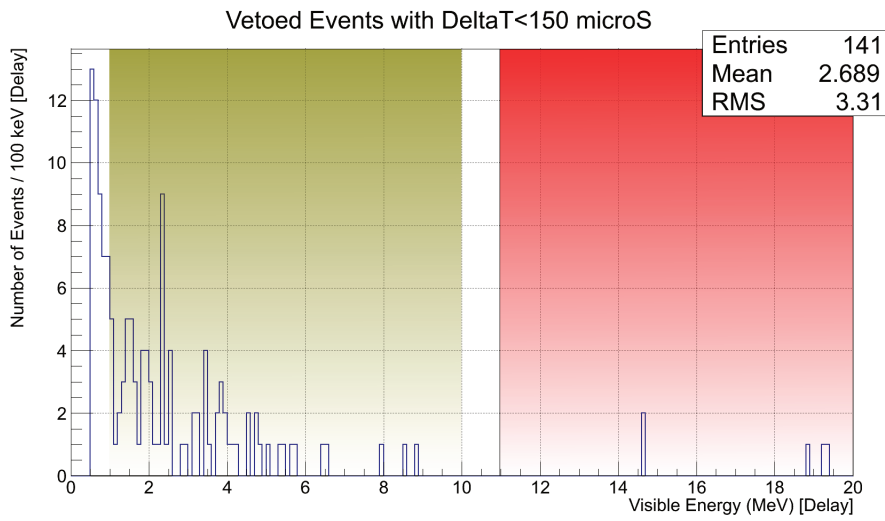


Figura 88 – Seleção de eventos feita com a curva da equação 2.14 com $p_0 = 0,068$ e $10\mu s > \Delta T > 150\mu s$. Em vermelho e verde estão duas regiões com a mesma dimensão: 1 até 10 MeV e 11 até 20 MeV.

Na Figura 88, pode-se observar 95 eventos na região verde e 5 eventos na região vermelha. Assumindo que o fenômeno que gerou os eventos da região vermelha atuem de forma independente da energia (como ocorre por exemplo com nêutrons cósmicos e múons), pode-se fazer uma subtração de *background* na região verde, resultando em 90 eventos válidos. Nessa região contendo os 90 eventos, era esperado pelo nosso modelo simples de ruído existirem apenas 53 ± 12 , resultando em uma perda de sinal de 37 ± 13 . Em um total de 15500 candidatos a Interação Beta Inverso, isso significa uma ineficiência de $(0,24 \pm 0,08)\%$.

Repetindo o método exibido nas Figuras 87 e 88, para valores de p_0 da equação 2.14 variando entre 0,036 e 0,08, é possível encontrar um valor ótimo para o parâmetro p_0 , que minimize a quantidade de *background* sem gerar uma grande ineficiência na seleção de neutrinos. A curva da ineficiência em função do parâmetro p_0 pode ser vista na Figura 89.

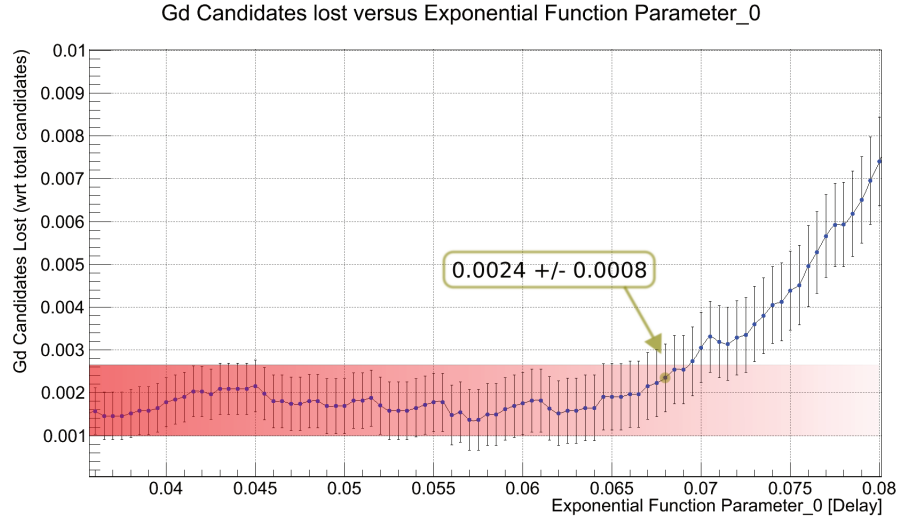


Figura 89 – Ineficiência na seleção de neutrinos pelo parâmetro p_0 da equação 2.14. O retângulo vermelho representa o platô de estabilidade com relação a perda de sinal de neutrinos.

Pode-se observar na Figura 89 um retângulo vermelho representando um platô de estabilidade com relação a perda de sinal de neutrinos. O valor escolhido para a análise usada na publicação da referência 48 foi $p_0 = 0,068$ e se encontra no final do platô, de forma a maximizar a relação sinal/ruído, sendo indicada na Figura 89 pela seta. Dessa forma a ineficiência calculada para o método publicado (18) é a que foi mostrada ao longo desta seção, ou seja: $(0,24 \pm 0,08)\%$.

Calcular a eficiência de rejeição desse método é mais complicado que a ineficiência gerada por ele na seleção de neutrinos, em especial quando tratada a eficiência de rejeição de Light Noise. O motivo dessa dificuldade tem origem de não ser possível simular de modo preciso o processo pela qual essa luz é gerada e não existirem detectores ou métodos específicos para a detecção dela. No caso específico de *Light Noise*, a melhor técnica de detecção conhecida anteriormente era o *MQ/TQ*, mas isso não significa que todos os eventos pode ser detectados por esse modelo. Dessa forma, o cálculo de eficiência se torna enviesado, representando de fato a capacidade de um modelo encontrar os mesmos eventos de outro modelo. No caso de *Stopping Muons* é possível usar um detector próprio para fazer uma detecção direta dos múons, o *Outer Veto*, tirando qualquer viés da seleção de eventos.

De qualquer forma, calculando a eficiência de detecção de Light Noise usando os métodos listados na seção 2.5.1 e de *Stopping Muons* usando o *Outer Veto*, foram encontrados os valores descritos na Tabela 1.

	Eficiência (%)	Incerteza (%)
Light Noise (DC-II)	100	2
Stopping Muons (OV)	100	6

Tabela 1 – Eficiência do método do *Functional Value* na rejeição de ruídos.

É possível observar que o método do *Functional Value* gera uma excelente relação sinal ruído, rejeitando quase a totalidade dos dois *backgrounds* estudados e mantendo uma ineficiência na seleção de neutrinos, ou seja falsos positivos, inferior a 0,3%.

3 O Experimento Neutrinos Angra

3.1 Introdução

O Experimento Neutrinos Angra teve sua origem na proposta feita em 2006 para a construção de um detector para medidas de oscilação de neutrinos em Angra dos Reis. (60). Embora o local fosse apropriado, contando com dois reatores nucleares com capacidade de geração de 1882 MW_{th} e 3764 MW_{th} (Angra I e Angra II, respectivamente) e uma montanha (Morro do Frade) com capacidade de gerar uma blindagem de 2000 mwe (metros equivalentes de água) para blindagem de radiação cósmica, os institutos de pesquisa acabaram por se dividir em três grandes colaborações (Double Chooz, RENO e Daya Bay) para a construção da geração atual de detectores de neutrinos para estudo de oscilação. Como já haviam se iniciado os estudos e o contato com a Eletronuclear, responsável pela Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto, houve a oportunidade de criar um experimento brasileiro, de pequenas proporções com o objetivo de salvaguarda nuclear, ou seja, de monitoramento remoto e não intrusivo da operação de um reator nuclear. Por limitações de construção civil, bem como de financiamento para o experimento, o sítio experimental foi escolhido no nível do mar, sem blindagem para radiação cósmica, ao lado da cúpula de blindagem do reator de Angra II. Esta localização tem a vantagem de estar a 25 metros do núcleo do reator mais potente da central nuclear, gerando em um volume de 1 metro cúbico de água, aproximadamente 5400 interações de antineutrinos por dia (61). Pela proximidade da cúpula de contenção, o detector não pôde conter líquidos combustíveis, fazendo com que o volume de interação escolhido seja de água dopada com 0,2% (em massa) de Gadolínio. O processo de interação do antineutrino com o detector é o mesmo que o citado em 2.1: interação Beta-Inverso, representado pela equação 2.2.

Como observado em 2.1, a interação Beta-Inverso gera um par de pósitron e nêutron. Como o alvo de neutrinos é composto de água, o pósitron pode ser detectado diretamente pela geração de luz Cherenkov pois este possui um velocidade superior a da luz em água. O nêutron tem uma alta seção de choque com o Gadolínio dissolvido na água, sendo capturado por este ou pelo Hidrogênio. Os gamas de desexcitação do Gadolínio possuem aproximadamente 8 MeV de energia enquanto do Hidrogênio aproximadamente 2,2 MeV. Em ambos os casos, gamas com essa energia sofrem Espalhamento Compton, cujo elétron pode ser detectado por efeito Cherenkov. Essa luz gerada por efeito Cherenkov é detectada usando fotomultiplicadoras.

Atualmente a Colaboração Neutrinos Angra é composta por 13 pesquisadores e 15 estudantes de 6 instituições brasileiras: CBPF (Rio de Janeiro - RJ), UEFS (Feira de

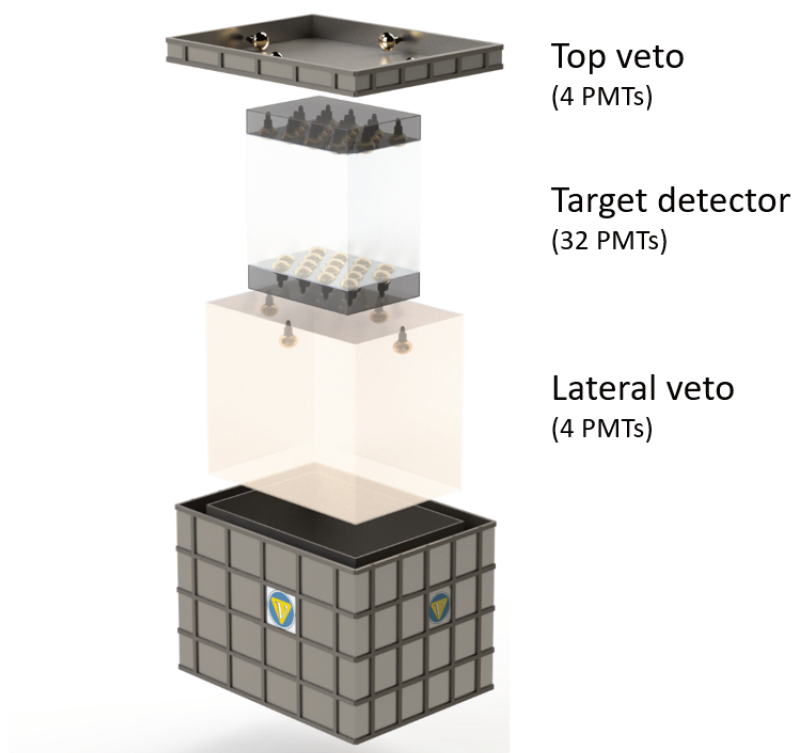


Figura 90 – Diagrama do detector do experimento Neutrinos Angra (retirado da referência: [47](#))

Santana - BA), UEL (Londrina - PR), UFBA (Salvador - BA), UFJF (Juiz de Fora - MG) e Unicamp (Campinas - SP).

3.2 O Detector de Antineutrinos

O Detector do experimento Neutrinos Angra é composto por quatro subsistemas concêntricos:

- Um veto ativo superior com 25 cm de altura preenchido com água pura e equipado com 4 PMTs cada;
- Um volume não ativo ao redor do detector com 25 cm de altura preenchido com água pura, para reduzir o fluxo de fundo de partículas de baixa energia;
- Um Veto Interno Ativo em torno do detector com 25 cm de altura preenchido com água pura e equipado com 4 PMTs;
- O Alvo de Neutrinos, preenchido com 1340,28 litros de água dopada com GdCl_3 (0,2%) e equipado com 32 PMTs (16 no topo e 16 na base).

Um diagrama do detector pode ser visto na Figura [90](#) ([47](#)).

Tanto dentro do Alvo como no Veto são utilizadas fotomultiplicadoras de 8 polegadas Hamamatsu R5912. Toda a região não sensível do Alvo, ou seja, toda a região que não possui fotomultiplicadoras, é recoberta com uma membrana refletora difusa com refletância superior a 99% para fótons de 400nm. No Veto, para a mesma finalidade é usado *DuPont Tyvek*, garantindo uma refletância superior a 97% (47).

O Detector foi inicialmente montado e testado no CBPF (Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro), em uma fase de pré-comissionamento. Após essa etapa de testes, o detector foi desmontado e transportado para a Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto em Angra dos Reis. A montagem dentro do sítio experimental ocorreu em Setembro de 2017, onde o detector foi completamente limpo e enchido com a mistura de água e Gadolínio, como ilustrado na Figura 91.



(a) Alvo de Neutrinos com as fotomultiplicadoras da base.



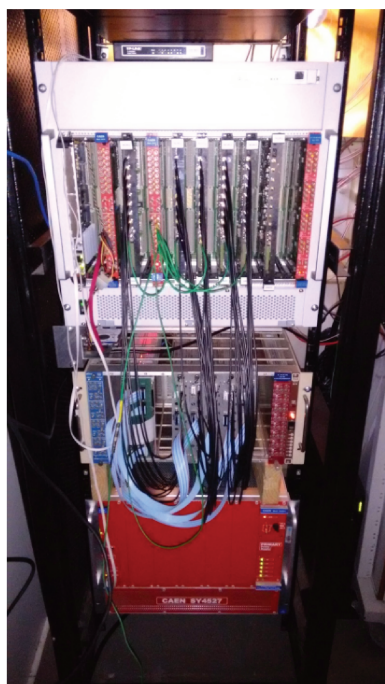
(b) Tampa superior com as fotomultiplicadoras do topo do Alvo.

Figura 91 – Montagem do detector do experimento Neutrinos Angra no complexo nuclear (Setembro de 2017)

3.3 A eletrônica de aquisição de dados

A eletrônica de aquisição de dados é formada por 3 componentes principais: os digitalizadores, sistema de *trigger*, eletrônica de *front-end* e sistema de alta-tensão. Por ser um experimento com apenas 40 fotomultiplicadoras e, por consequência apenas 40 canais de aquisição de dados, toda a eletrônica pode ser acomodada em um único rack, como observado na Figura 92.

Os componentes estão organizados como mostrado na Figura 92: os digitalizadores ocupam a posição superior do módulo em um *Crate VME*, pois geram a maior quantidade de calor, seguidos pelo *Front-End* e *Trigger* que se localizam em um *Crate NIM*. O componente que ocupa a posição inferior do módulo é o sistema de alta-tensão fabricado pela CAEM, modelo SY4527.

**Módulos Digitalizadores (NDAQ)**

8 canais/módulo $\times$ 5 módulos
125 MHz, 10 bits (VME)

Front-End (FEE) e Trigger

FEE: 8 canais/módulo $\times$ 5 módulos
Trigger: Altera DE 2 + Raspberry Pi 2 Model B (NIM)

Sistema de alta-tensão

CAEN Modelo SY4527

Figura 92 – Fotografia do rack contendo a eletrônica de aquisição do experimento Neutrinos Angra.

3.3.1 Os digitalizadores de sinal

Os módulos digitalizadores utilizados são os *NDAQs*, desenvolvido no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), e utilizados também como eletrônica de aquisição de múons no experimento *Double Chooz*. A única diferença dos módulos apresentado na seção 2.4.6 é a ausência dos transformadores mostrados na Figura 39 que não são necessários em Angra pois o sinal das fotomultiplicadoras é positivo. Da mesma forma que em *Double Chooz*, tanto a quantidade de *bits* quanto o tamanho da janela de aquisição são configuráveis por Software e atualmente estão configuradas para 400ns de janela (50 amostras) com uma profundidade de 8 *bits* para cada amostra. Um conjunto de formas de ondas típicas adquiridas no detector de Angra usando os *NDAQs* pode ser visto na Figura 93.

3.3.2 A eletrônica de *Front-End*

O *Front-End* (*FEE*) também foi desenvolvido no Brasil, na Universidade Federal de Juiz de Fora (UFJF), especificamente para o experimento Neutrinos Angra. Ele foi projetado para ajustar a amplitude e formato do pulso vindo das fotomultiplicadoras de forma a melhor aproveitar a faixa dinâmica dos *NDAQs* para a região de poucos fotoelétrons bem como gerar um sinal discriminado para o sistema de *Trigger*. Cada canal

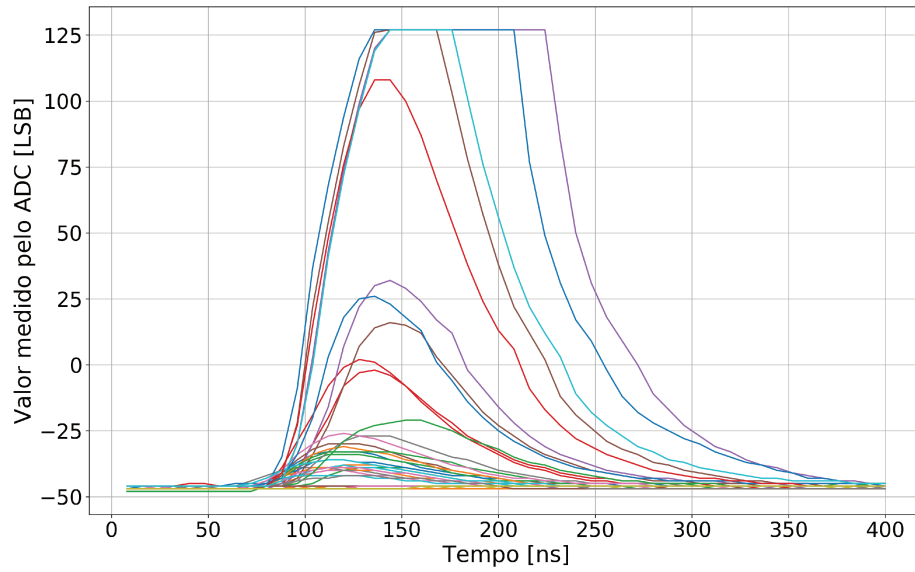


Figura 93 – Exemplo de formatos de onda: NDAQ15 - Canal 1 - Run 1551053002938 (200 primeiras waveforms)

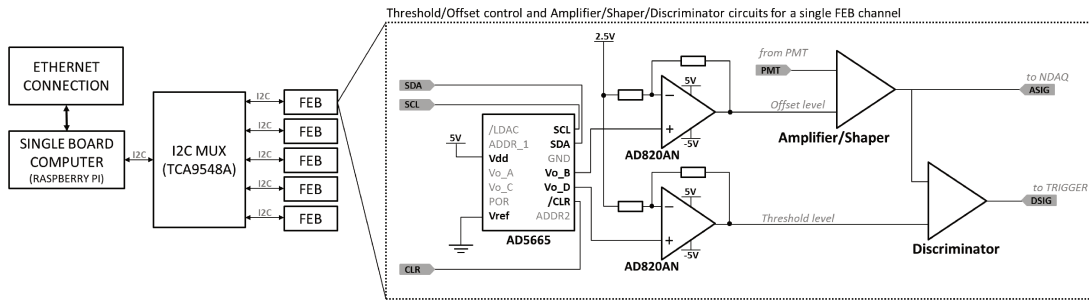


Figura 94 – Diagrama de sistema de *Front-End* desenvolvido para o experimento Neutrinos Angra (retirado da referência: 47).

do *FEE* é composto por um circuito de amplificação (e *shaper*) de quatro estágios, um circuito discriminador e um sistema de controle, que permite mudar os parâmetros de *threshold* de discriminação e *offset* do sinal via comunicação *I2C*. Um diagrama do sistema de *FEE* pode ser visto na Figura 94.

O *Front-End* foi desenhado para ter uma sensibilidade de 71.5 ± 0.9 mV por fotoelétron, sendo linear na faixa dinâmica de 1 até 20 fotoelétrons (47). Cada módulo do *FEE* possui 8 canais e foi construído para ser compatível com um *Crate NIM*, facilitando a instalação e organização dos 5 módulos necessários para todos os canais. O controle dos parâmetros configuráveis é feito via *I2C* usando um *Raspberry Pi 3 Model B* ligado aos módulos.

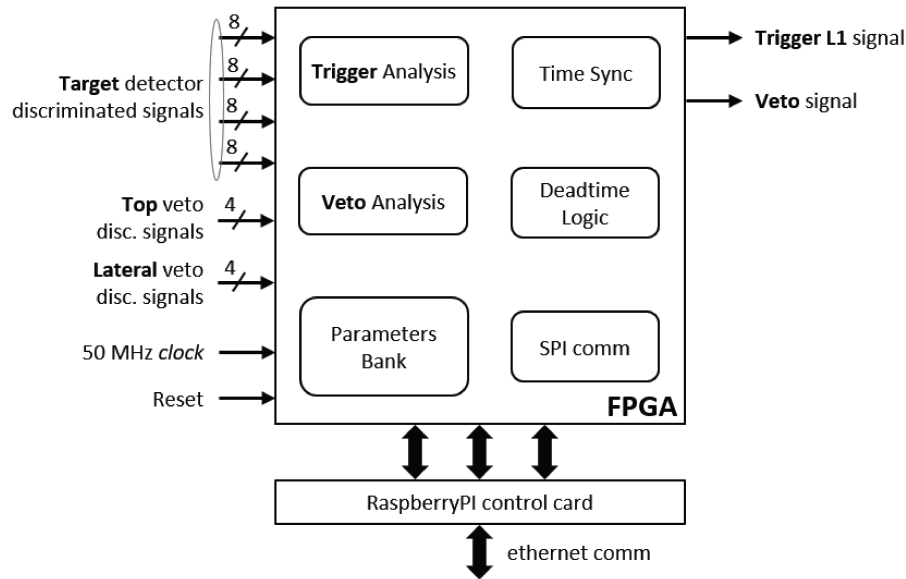


Figura 95 – Diagrama de sistema de *Trigger* desenvolvido para o experimento Neutrinos Angra (retirado da referência: 47).

3.3.3 O *Trigger*

O *Trigger* do experimento é baseado em dois componentes principais: uma placa de desenvolvimento *Altera DE-2* e um *Raspberry Pi 1 Model B*. Ele foi desenvolvido na Universidade Federal da Bahia (UFBA) sendo a parte principal de um projeto de Mestrado (62). A placa de desenvolvimento é a placa principal desse sistema e possui uma *FPGA Altera Cyclone II* com capacidade de processar sinais rápidos em uma lógica programável. O *Raspberry Pi*, por sua vez, possui capacidade de leitura e gravação de registradores da *FPGA* via *SPI*, controlando e monitorando o sistema de *Trigger*. Para tornar mais simples a integração com os demais componentes de eletrônica, as duas placas desse sistema foram integradas em um módulo *NIM* e se encontram no mesmo *Crate* do *FEE*.

A placa principal recebe como entrada os 40 sinais discriminados dos módulos de *Front-End*: 32 sinais das PMTs do detector do Alvo, 4 do Veto Lateral e 4 do Veto do Topo. Dois conectores de saída fornecem os resultados do processamento da lógica de *Trigger*: o **Sinal de Trigger L1**, um pulso de alto nível que indica sempre que um mínimo de unidades PMT foram disparadas na mesma janela de tempo e o **Sinal de Veto**, que informa que uma condição de veto foi encontrado. A condição Veto, além de gerar o **Sinal de Veto**, bloqueia internamente (no *firmware* rodando na *FPGA*) qualquer pulso *Trigger L1* (47). Um esquemático do sistema de *Trigger* pode ser visto na Figura 95.

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*. Além disso, essa comunicação é necessária para ativar e desativar o sistema de *Trigger* durante o processo de aquisição

de dados orquestrado pelo *Software* de aquisição de dados.

3.4 Orquestração da aquisição de dados: o *Software* de aquisição

A eletrônica de aquisição de dados foi instalada no sítio experimental em Janeiro de 2018 e uma primeira versão do *software* de aquisição foi implementada e testada. O sistema de *software* de aquisição de dados testado foi o mais usual: um *Single Board Computer* inserido no *Crate VME* rodava um *software* escrito em linguagem C que se encarregava de ler o barramento de dados e gravá-los de forma organizada em um disco local. Esse sistema, porém, teve uma performance insuficiente para lidar com a taxa inicial de *Triggers* de mais de 1 kHz. Por esse motivo foi desenhado um sistema de aquisição de dados usando componentes de software livre típicos de plataformas de dados, além de diversas linguagens de programação, tendo em vista a eficiência e flexibilidade. Um diagrama do software de aquisição pode ser visto na Figuras 96 e 97.

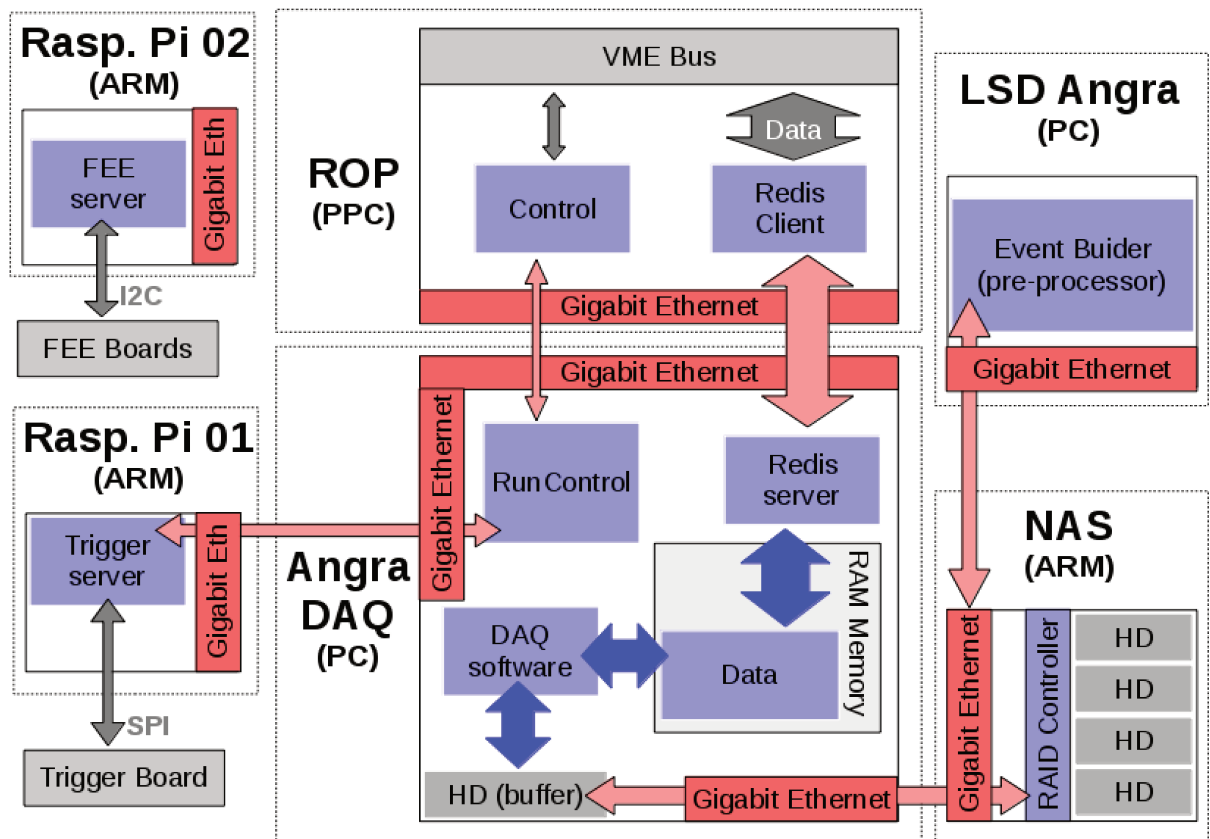


Figura 96 – Diagrama do sistema de aquisição de dados de Angra (componentes que rodam no sítio experimental).

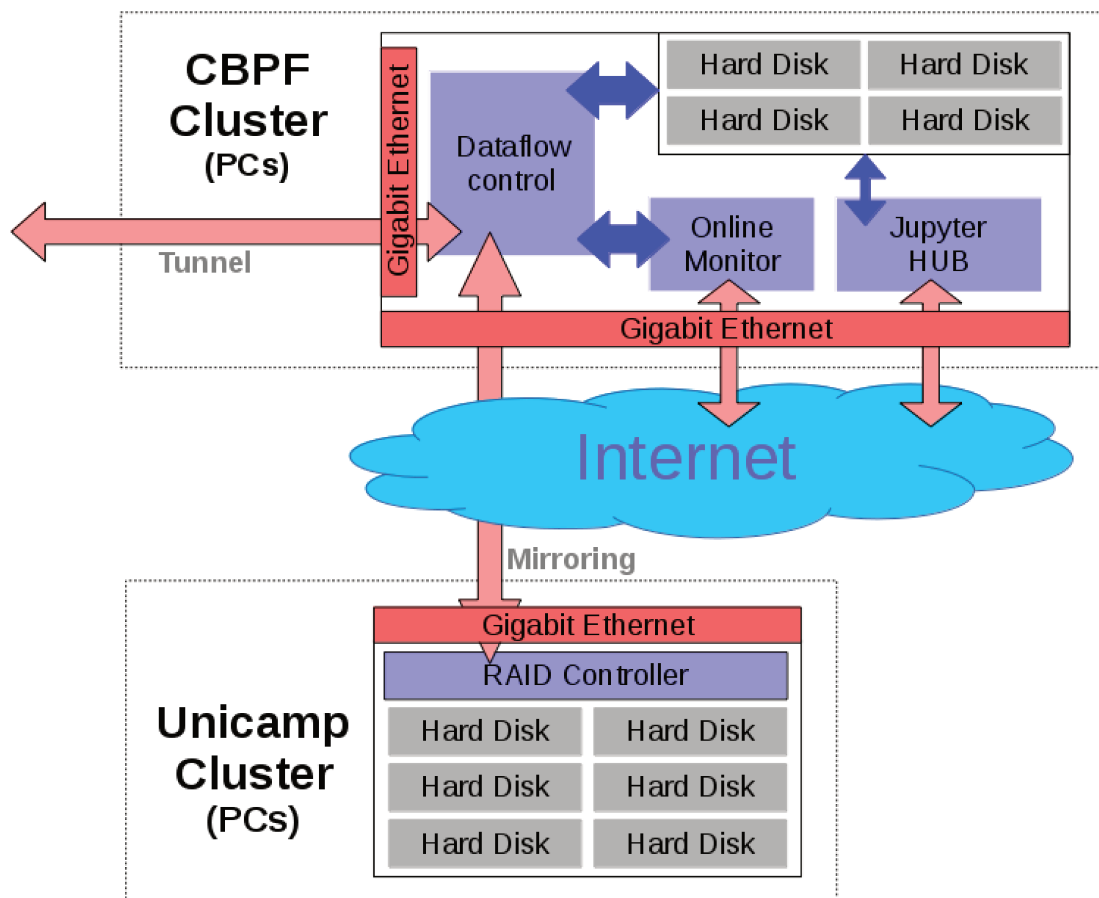


Figura 97 – Diagrama do sistema de aquisição de dados de Angra (componentes que rodam fora do sítio experimental).

O orquestrador da aquisição de dados é um *script* em *Python* conhecido como *Run-Control* e roda no servidor *Angra DAQ*. Ele tem como função iniciar a aquisição de dados no *Single Board Computer*, conhecido nesse contexto como *Readout Processor* (ROP), iniciar o envio de gatilhos ativando o sistema de *Trigger* e, por último, receber os dados adquiridos e grava-los em um arquivo com identificação do tempo de término de cada aquisição, conhecida nesse contexto como *Run*. Para ser possível fazer isso de forma performática e assíncrona é utilizado um banco de dados de rede de código aberto chamado *Redis*, que recebe os dados do ROP via *ethernet* e guarda diretamente na memória RAM do servidor *Angra DAQ*. O *Redis* foi escolhido como banco de dados por ter bibliotecas disponíveis para as principais linguagens de programação, incluindo *C* e *Python*. Os dados recebidos de um *Run* pelo *RunControl* são processados e gravados no formato tabular do *Pandas* (biblioteca de *Python*) em um arquivo no formato *Apache Parquet* no disco local do servidor, que atua como um *Buffer* de arquivos. A escolha desse formato ocorreu por questões de otimização de espaço usado: o formato *Parquet* se mostrou ao menos 5 vezes mais eficiente que os demais testados. O envio dos arquivos gerados no servidor para o *Network Attached Storage* (NAS) ocorre de hora em hora usando um *script* simples que roda usando o serviço *Cron* do Linux.

O sistema de mais baixo nível na aquisição de dados se encontra no ROP, que recebe os dados dos NDAQs pelo barramento VME e os envia pela rede *ethernet* para o servidor Redis que roda no servidor *Angra DAQ*. Fisicamente, o ROP é um *Single Board Computer* modelo MVME3100-1263 fabricado pela *Emerson*, contendo um processador *PowerPC* de 833MHz, 512MB de memória RAM e um HD SATA de 500 GB. Nele foi instalado o sistema operacional *Debian Linux* e compilado um código em *C* cuja a principal função é esse transporte dos dados brutos do barramento VME para o *Redis* via *ethernet*.

O sistema de *Trigger* se comunica com o *RunControl* usando *Sockets TCP* pela rede *ethernet*. Nesse sistema um *Raspberry Pi 1 Model B* é responsável por receber a comunicação via *Sockets* e enviar para a *FPGA* usando *SPI* e ler os dados de monitoramento da *FPGA* para grava-los em um arquivo de *Log* diretamente no NAS usando *SSHFS*. Todo o código rodando no *Raspberry Pi* foi escrito em *Python*.

O NAS utilizado no experimento é um dispositivo comercial fabricado pela QNAP, modelo TS-431. Ele possui 4 discos de 4TB, mas opera em *RAID 5*, resultando em 12TB de espaço disponível com redundância garantida para quebra de 1 disco. Atualmente cada *Run* possui 30 minutos de dados e consome aproximadamente 205MB e cada arquivo processado 26MB, o que significa que o armazenamento local seria totalmente utilizado em aproximadamente 3 anos de dados, considerando que a mesma taxa de uso se mantenha ao longo do tempo. Embora exista bastante espaço localmente, que é utilizado como primeiro nível de *backup*, o armazenamento final dos arquivos ocorre em dois *Clusters* computacionais: na UNICAMP e no CBPF, como ilustrado na Figura 97.

Ainda existe dentro do sítio experimental o servidor *LSD Angra*, que é utilizado para fazer pré-processamento dos arquivos gravados no NAS. Esse pré-processamento consiste em organizar os dados por evento, agrupando os dados de todos os *NDAQs* relativos a cada evento e integrando a forma de onda de cada fotomultiplicadora com a finalidade de calcular a carga de cada formato de onda. Os arquivos processados são então salvos também em formato *Parquet*, com a adição da palavra “processed” no nome do arquivo. É importante observar que os arquivos processados são aproximadamente 87% menores que os arquivos com o formato de onda, aumentando bastante a performance da análise de dados posterior.

O sítio experimental não possui conectividade direta com a Internet, mas possui uma conexão usando um túnel de dados diretamente com o parque computacional do CBPF. Nesse parque computacional se encontra a máquina dedicada a copiar os dados experimentais no NAS: dados brutos, dados processados e os *Logs* do sistema de *Trigger*. O *Log* é copiado toda vez que modificado enquanto os demais dados são copiados uma vez ao dia usando o agendador *Cron* do Linux. Os dados em tempo real do sistema de *Trigger* são

usados por sua vez para o *Online Monitor* que consiste em uma Página Web, desenvolvida usando a biblioteca *Dash* em *Python*, que informa em tempo real a taxa de *Triggers*, *Vetos* e as contagens de disparo individual das fotomultiplicadoras do experimento. Também se encontra nesse parque a instalação do *Jupyter Hub* que permite o desenvolvimento da análise de dados em *Python* usando como interface de entrada apenas um navegador web. Essa estrutura permite que qualquer colaborador do experimento possa criar um código de análise e rodá-lo remotamente em uma máquina com acesso a todos os dados adquiridos, sendo desnecessária a instalação e compilação de *softwares* localmente. Para a análise de dados são usadas principalmente as bibliotecas: *Pandas*, *Numpy*, *SciPy*, *Matplotlib* e *TensorFlow*.

Por último, todos os dias de madrugada é feita uma sincronização entre os dados contidos no parque computacional do CBPF e da Unicamp, com a finalidade de criar uma última redundância nos dados experimentais.

3.5 O comissionamento do Detector

O detector do experimento Neutrinos Angra vem coletando dados de teste desde o final de Janeiro de 2018 e, de forma contínua e consistente, com todo o sistema de aquisição desenvolvido, desde Junho de 2018. O segundo semestre de 2018 foi marcado por 3 campanhas de comissionamento: uma entre Junho e Julho, outra entre Julho e Agosto e a última entre Setembro e Novembro. Durante as duas primeiras campanhas havia um problema no *Trigger* que fazia com que o sistema de Veto não funcionasse corretamente. O resultado disso era a aquisição de eventos que deveriam ser vetados pelo sistema, aumentando sensivelmente a taxa de *triggers*.

A primeira campanha de comissionamento ocorreu logo após a finalização da primeira versão do *Software* de aquisição de dados, cujo formato já era muito semelhante com o descrito na seção 3.4. Essa foi a primeira versão da *DAQ* com performance suficiente para adquirir dados com uma frequência superior a 1kHz. Essa taxa era necessária por conta do problema com o sistema de Veto do *Trigger*.

A segunda campanha teve início em Julho e foi caracterizada por um aumento na taxa de eventos devido a ajustes no *Threshold* dos *Front-Ends* e instalação das últimas peças de Hardware no Laboratório, como o NAS e um *Nobreak* para toda a eletrônica. Do ponto de vista de aquisição de dados, ainda existia o mesmo problema com o *Trigger*, gerando taxas de eventos acima de 1kHz.

A última campanha de comissionamento teve início em 19/09/2018 e fim em 14/11/2018, representando o maior tempo de testes de uma mesma configuração. O pro-

blema do *Sistema de Trigger* foi corrigido (*Trigger V2*), levando as taxas de eventos para aproximadamente 120 Hz. Além disso foi adicionado o *Raspberry Pi* para controle remoto dos *Front-Ends* e desenvolvido um sistema para atualização remota do *Firmware* da placa principal do *Trigger*. Também foi adicionado o quinto *NDAQ* para digitalização dos sinais dos Vetos superior e lateral. Essa última campanha foi encerrada em Novembro e, desde então, estão sendo feitos estudos aprofundados da relação sinal/ruído individual de cada fotomultiplicadora para otimizar as configurações individuais dos canais no *Front-End*.

As fases de comissionamento podem ser observadas em um gráfico da taxa de eventos ao longo do tempo, como ilustrado pela Figura 98.

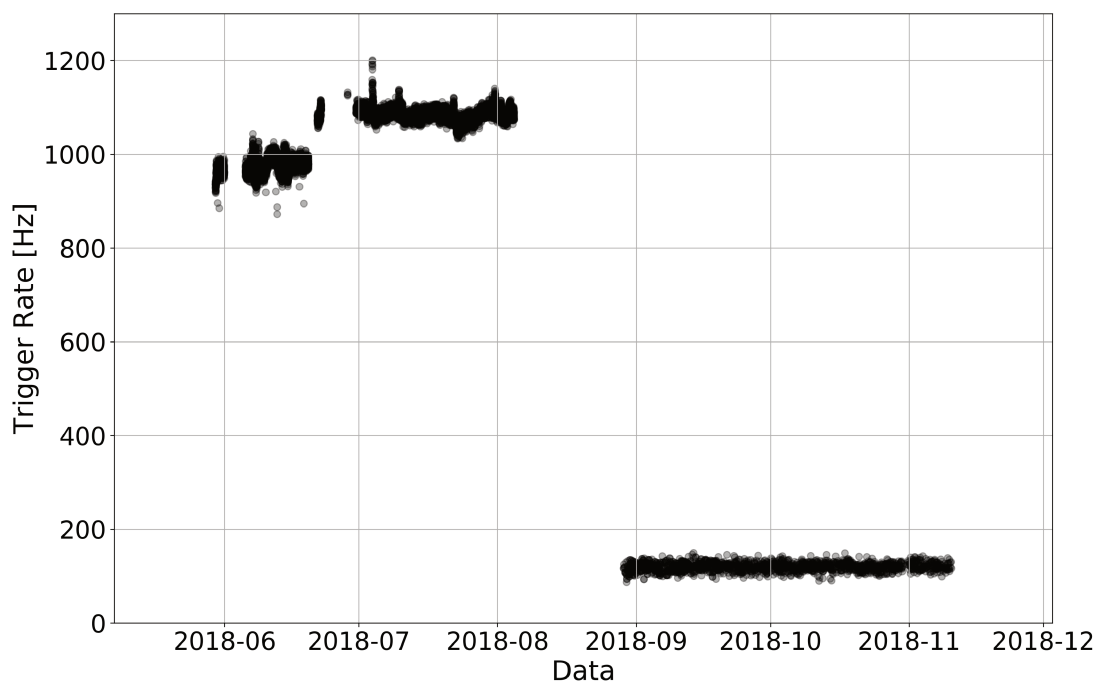


Figura 98 – Frequência do *Trigger* do detector do experimento Neutrinos Angra ao longo do segundo semestre de 2018).

Além do impacto na frequência de *triggers*, é possível observar como a distribuição de carga dos eventos foi modificada na passagem do *Trigger V1* para o *Trigger V2*, na terceira fase de comissionamento. Essa comparação pode ser observada na Figura 99, onde a carga está em Unidades de Carga Digital (do inglês *Digital Unit of Charge, DUQ*). Essa unidade representa apenas a soma do valor gerado pelos *Flash-ADCs* para sinal, sem utilizar o tempo de cada amostra nem a impedância do sistema. Dessa forma, *DUQ* é uma unidade proporcional a carga de cada sinal que pode ser calibrada posteriormente para quantidade de fotoelétrons coletados por pulso.

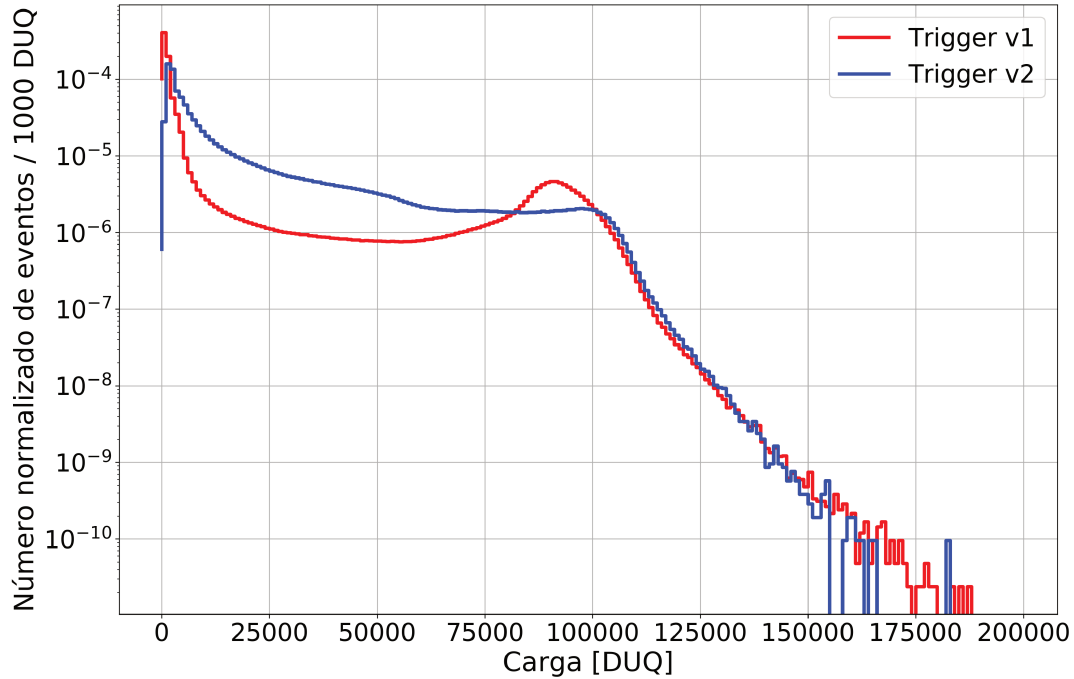


Figura 99 – Distribuição de carga dos eventos com a primeira versão do *trigger* (vermelho) e com a segunda versão (azul).

Na Figura 99, pode-se observar uma diminuição acentuada dos eventos entre $8 \cdot 10^4$ e 10^5 DUQ com a implementação do *Trigger V2*. Esse era o comportamento esperado para um Veto de múons funcional: diminuição acentuada de eventos de alta energia uma vez que a maior parte deles ocorre devidos a múons da radiação cósmica. Uma observação importante é que a taxa total de *triggers* foi reduzida em uma ordem de magnitude, então ambos os gráficos foram normalizados para permitir a comparação.

As duas primeiras campanhas de comissionamento tiveram como função o entendimento e correção dos problemas de eletrônica, especialmente relativos ao *Trigger* além de melhorias no *Software* de controle e aquisição de dados. É importante observar que as campanhas iniciais tiveram durações típicas de um mês por conta da dificuldade de acesso ao Laboratório experimental, que se localiza dentro da Zona Controlada da Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto. Intervenções no detector eram tipicamente feitas durante 3 ou 4 dias seguidos e planejadas com um mês de antecedência, especialmente quando era necessário adicionar hardware ao Laboratório.

Dentre os resultados obtidos nas duas primeiras campanhas de comissionamento, destaca-se a curva de saturação do detector, ou seja, quantos canais possuem o sinal

com ao menos duas amostras saturadas (na medida com o NDAQ) dada a integral de carga total (de todos os canais) de um evento. Uma vez calibrado o detector de *DUQ* para fotoelétrons, essa curva, no formato de uma função *Sigmoid*, exibe o percentual de não-linearidade obtido em um evento, dada a quantidade total de fotoelétrons detectados ou, de forma análoga, a energia total do evento. Essa curva pode ser vista na Figura 100.

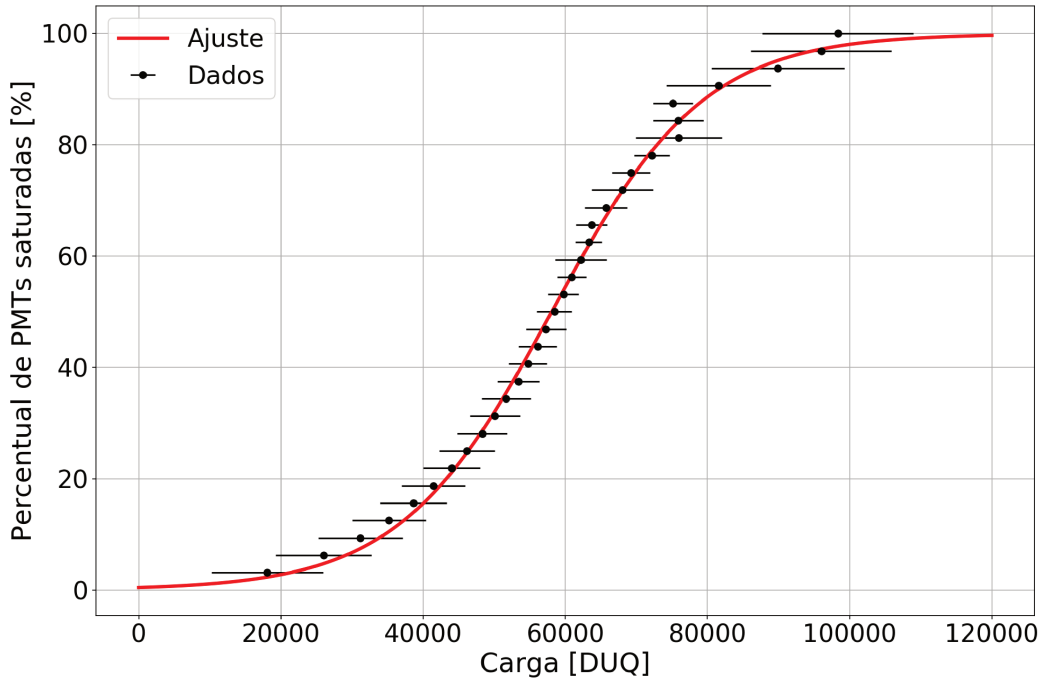


Figura 100 – Curva de saturação dos detectores do projeto Neutrinos Angra.

A curva que melhor representa os dados de saturação é uma *Sigmoid* no formato:

$$y = \frac{100}{1 + e^{-a \cdot (x-b)}} \quad (3.1)$$

com os coeficientes $a = (9,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$ e $b = (5,86 \pm 0,01) \cdot 10^4$. O chi-quadrado por grau de liberdade dessa minimização é de aproximadamente 0,1819, gerando um *p-value* superior a 0,9999. Assim como as demais análises dessa seção, essa minimização foi feita usando a biblioteca *SciPy* e o gráfico usando o *Matplotlib*, ambos em *Python3*.

A terceira campanha de comissionamento marcou o início de um período no qual todos os problemas detectados de hardware já haviam sido corrigidos e testes de eficiência e resolução do detector poderiam ser realizados. Por esse motivo, o detector foi deixado nessa configuração por dois meses, adquirindo dados para as primeiras análises de fenômenos físicos. Nessa fase o objetivo ainda não é fazer física de neutrinos, mas estudar a capacidade

de adquirir dados de eventos físicos conhecidos, como decaimento de múons e captura de nêutrons, além de garantir a estabilidade do detector.

A estabilidade do detector é algo de fundamental importância para medidas que serão executadas ao longo de anos, como é o caso de detectores de antineutrinos de reator. Essas medidas dependem do ciclo de funcionamento do reator, que de uma forma geral possui um período de inatividade de um mês por ano para reabastecimento do combustível nuclear. Essa semana é o período de aquisição mais importante para o experimento, pois permite uma medida de *background* pura, sem antineutrinos do reator. Dessa forma, os experimentos tipicamente operam por ao menos 3 ciclos completos de funcionamento do reator, sendo necessário ter uma boa estabilidade dentro dessa janela de tempo de ao menos 3 anos.

A estabilidade das medidas depende de diversos fatores experimentais, como por exemplo a degradação da transparência da água, diminuição da sensibilidade das fotomultiplicadoras e do *hardware* de aquisição de dados. Uma medida inicial simplificada de estabilidade é a quantidade de eventos medidas por *Run*, que, considerando a sazonalidade de mudanças de pressão atmosférica, deve se manter constante. Embora as mudanças de pressão atmosférica mudem a taxa de múons que atingem o detector, se integrarmos o background por um período maior que dias (para anular a variação dia-noite) e menor que meses (para evitar a sazonalidade das estações do ano), os efeitos dessa variável tem um impacto muito pequeno na detecção. O resultado de estabilidade para o terceiro período de comissionamento pode ser visto na Figura 101.

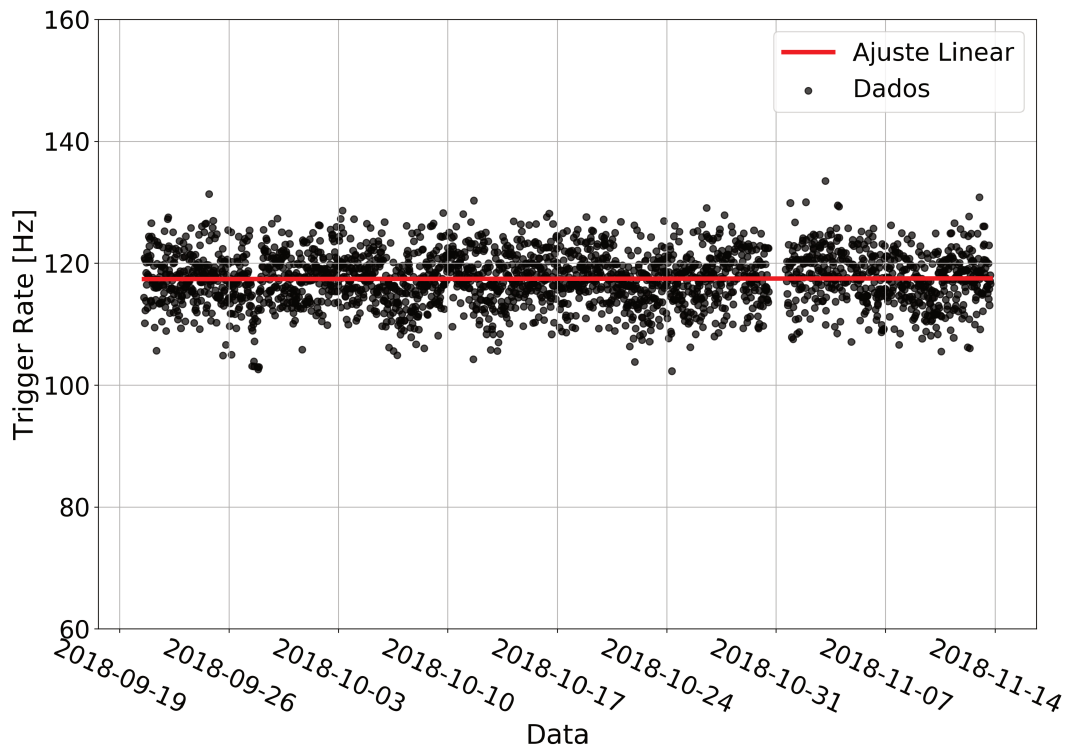


Figura 101 – Curva de estabilidade com relação a taxa de eventos por *Run* durante o terceiro período de comissionamento.

Como discutido no parágrafo anterior, é evidente na Figura 101 que existe grande variação ($> 10\%$) na taxa de eventos entre *Runs* individuais. Mas a curva ajustada ao longo desse mês de aquisição, possui um coeficiente angular bastante reduzido, de $2 \pm 6 \cdot 10^{-11} \text{ Hz/s}$. Esse valor, projetado para 1 ano de aquisição, geraria uma variação máxima de 0,003%. É interessante observar que essa é uma medida com uma precisão ruim, mas uma boa exatidão, sendo que em longo prazo deve-se desenvolver um sistema mais adequado para garantir a estabilidade do detector, como um sistema de calibração por LEDs.

Como o experimento Angra se utiliza de um detector de superfície, sem blindagem para radiação cósmica, o *background* mais importante na detecção de neutrinos será o decaimento de múons dentro do volume do Alvo. Como discutido na seção 2.5.3, o sinal gerado pelo múon e pelo elétron de Michel (partícula filha do decaimento) mimetizam o sinal gerado pelo pósitron e captura do nêutron da interação Beta-Inverso. Dessa forma, mesmo no comissionamento, um dos parâmetros mais relevantes para se testar é nossa capacidade de selecionar os múons que decaem no detector sem deixar sinal no sistema de Veto. Para isso foram selecionados eventos na região entre $5 \cdot 10^4$ e $7,5 \cdot 10^4 \text{ DUQ}$ e a diferença de tempo entre eles plotada na Figura 102. A escolha dessa faixa de energia ocorreu por ela se localizar imediatamente antes do pico observado com o *Trigger V1* na Figura 99. Como esse pico se deve a múons atravessando o detector, a região imediatamente

anterior a ele tem maior chance de conter múons que não conseguiram atravessar o detector inteiramente por terem decaído ao longo da trajetória.

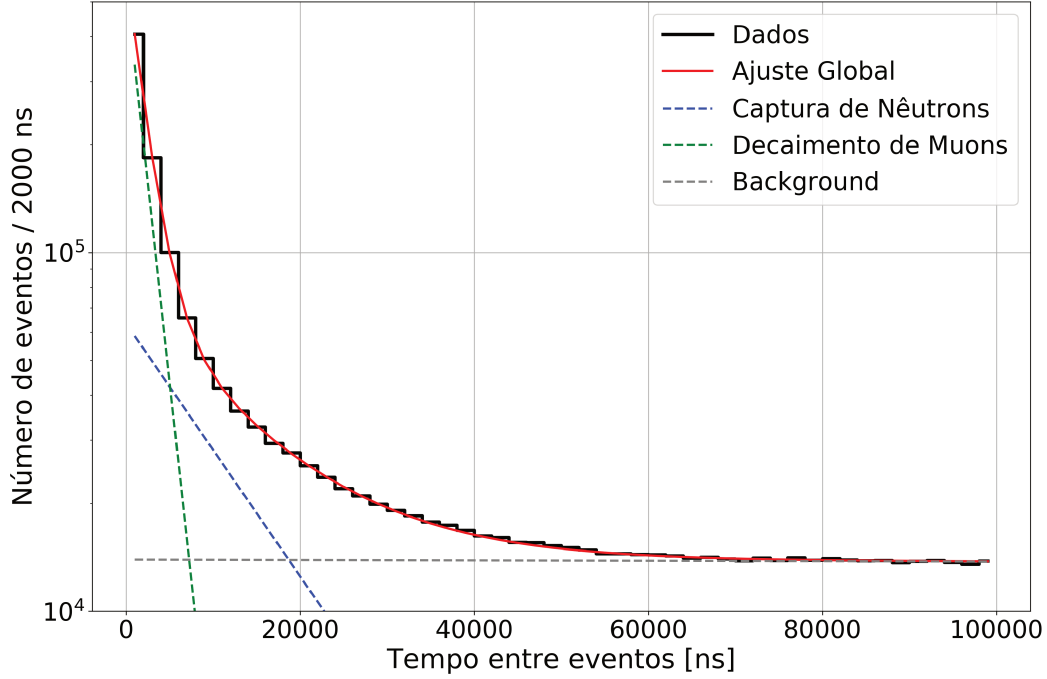


Figura 102 – Diferença de tempo entre eventos na faixa de carga entre $5 \cdot 10^4$ e $7,5 \cdot 10^4$ *DUQ*. São exibidos também um ajuste global dos dados e as 3 componentes de exponenciais individuais.

Para esse ajuste foi utilizada a soma de três exponenciais no formato:

$$y = a_1 \cdot e^{(-x/\lambda_1)} + a_2 \cdot e^{(-x/\lambda_2)} + a_3 \cdot e^{(-x/\lambda_3)} \quad (3.2)$$

com valores iniciais de $a_1 = 1000$, $a_2 = 1000$, $a_3 = 20000$, $\lambda_1 = 1900$, $\lambda_2 = 40000$ e $\lambda_3 = 10000$. Como condição de contorno foi escolhido: $a_1 = [0, \infty]$, $a_2 = [0, \infty]$, $a_3 = [0, \infty]$, $\lambda_1 = [1000, 3000]$, $\lambda_2 = [10^4, 10^{10}]$, $\lambda_3 = [8000, 20000]$. O chi-quadrado por grau de liberdade dessa minimização é de aproximadamente 1.010, gerando um *p-value* igual a 0.3356. Os resultados do melhor ajuste podem ser vistos abaixo:

$$\begin{aligned} a_1 &= (5.558 \pm 0.003) \cdot 10^5 \text{ eventos} \\ \lambda_1 &= (1965 \pm 3) \text{ ns} \\ a_2 &= (1.3933 \pm 0.0006) \cdot 10^4 \text{ eventos} \\ \lambda_2 &= (7.92 \pm 0.01) \cdot 10^6 \text{ ns} \\ a_3 &= (6.34 \pm 0.03) \cdot 10^4 \text{ eventos} \end{aligned}$$

$$\lambda_3 = (1.232 \pm 0.005) \cdot 10^4 \text{ ns}$$

Os valores encontrados estão bastante próximos do esperado pela literatura (47) para $\lambda_1 = \text{Decaimento do Múon}$, $\lambda_2 = \text{Background}$ e $\lambda_3 = \text{Captura de Nêutrons}$. Como essa minimização é obtida com 6 parâmetros livres, torna-se relevante estudar também a Matriz de Correlação das variáveis de forma a garantir a estabilidade da solução, ou seja, o quanto o ajuste pode variar com pequenas modificações nos dados experimentais. Com essa finalidade foi utilizado o coeficiente de correlação de *Pearson* (63) gerando a matriz observada na Tabela 2.

	a_1 (Múon)	λ_1 (Múon)	a_2 (BKG)	λ_2 (BKG)	a_3 (Nêutrons)	λ_3 (Nêutrons)
a_1	1,0000	-0,1331	-0,0632	0,0525	-0,3436	0,4012
λ_1	-0,1331	1,0000	-0,0739	0,0613	-0,8464	0,7088
a_2	-0,0632	-0,0739	1,0000	-0,8383	0,0964	-0,1764
λ_2	0,0525	0,0613	-0,8383	1,0000	-0,0799	0,1467
a_3	-0,3436	-0,8464	0,0964	-0,0799	1,0000	-0,9234
λ_3	0,4012	0,7088	-0,1764	0,1467	-0,9234	1,0000

Tabela 2 – Matriz de correlação de Pearson do ajuste com 3 exponenciais.

A matriz de correlação exibe um comportamento multicolinear, com diversos coeficientes não diagonais com valores superiores a 0,8. Do ponto de vista físico, essa colinearidade não é muito nociva, pois ela atua primariamente nas variáveis dependentes de uma mesma causa física, por exemplo a correlação entre a_3 e λ_3 é de $-0,9234$, porém ambas as variáveis ajustam o mesmo fenômeno: a Captura de Nêutrons. Uma correlação mais perigosa para a análise e que deve ser entendida e se possível minimizada antes de estudos de física de antineutrinos é entre λ_1 e λ_3 , ou seja entre o tempo de Decaimento do Múon e de Captura de Nêutrons.

Os resultados encontrados demonstram a existência de *Decaimento de Múons* nessa seleção dos dados estudados, dessa forma é possível procurar pelos filhos de decaimento: os elétrons de Michel. Com essa finalidade, foram separados dois conjuntos de dados, um com tempo entre eventos de $1\mu s$ até $6\mu s$ e o outro com tempos entre $6\mu s$ até $11\mu s$. Nesse primeiro conjunto é esperado encontrar aproximadamente 55,4% de todos os decaimentos de múons, enquanto no segundo conjunto, apenas 4,3% da amostra total. Com relação à captura de nêutrons, existe 30,8% no primeiro conjunto e 20,49% no segundo e de outros *backgrounds* o resultado é idêntico: $6,31 \cdot 10^{-5}\%$ para ambos os conjuntos. Dessa forma, ao fazer um histograma de carga de cada conjunto e subtrair o segundo do primeiro, um novo gráfico é encontrado contendo o excesso de eventos de elétrons de Michel e, em menor escala, de captura de nêutrons. O resultado dessa subtração, juntamente com os erros propagados do método, podem ser vistos na Figura 103.

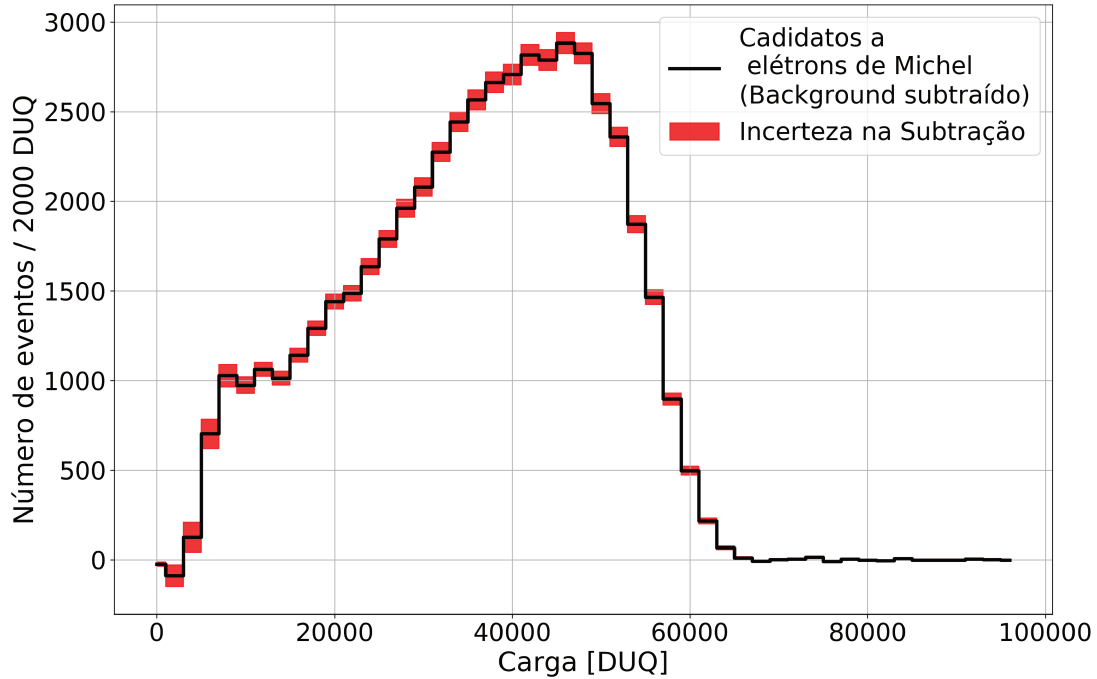


Figura 103 – Espectro de carga de candidatos a Elétron de Michel.

O espectro de candidatos a elétron de Michel possui um formato muito próximo ao observado na literatura (64), embora sem uma calibração definitiva em energia é impossível nesse momento fazer uma verdadeira comparação. Embora em boa conformidade com a teoria, duas estruturas podem ser notadas no gráfico. Em baixas energias existe um acúmulo de eventos entre 6000 e 14000 DUQ que provavelmente se deve a contaminação por captura de nêutrons. É importante observar que essa captura de nêutrons se deve primariamente a nêutrons cósmicos, pois o corte em energia usado para esse segmento dos dados exclui qualquer *prompt* de interação Beta-Inverso. Essa captura pode gerar coincidência dentro da janela de tempo investigada, pois o nêutron, antes de ser capturado pode espalhar prótons dentro do Target, que por sua vez geram radiação *Cherenkov*. A segunda estrutura que pode-se notar é o final do espectro de carga: ele não é abrupto como previsto pela teoria de decaimento de múons. A explicação para isso é uma soma de fatores: o detector não é um calorímetro ideal para elétrons e pósitrons de 50 MeV (pois esses tem um livre caminho médio de aproximadamente 20 cm (65)), a eletrônica de aquisição é aproximadamente 50% linear nessa região de carga (Figura 100) e os múons podem decair enquanto em estado ligado com átomos do alvo, dissipando parte da energia radiativamente como discutido em experimentos de decaimento em alumínio em 64. Uma melhor compreensão desse espectro será possível usando uma simulação de Monte Carlo que está em fase final de implementação e geração de dados.

4 Conclusões e considerações finais

O tema central desse trabalho foi a maximização da relação Sinal-Ruído em detectores de Antineutrinos. Para sua execução foi necessário um estudo aprofundado de todo o funcionamento do detector e a física envolvida com a detecção tanto do sinal como do ruído. Embora nesse trabalho esse tema tenha sido abordado no contexto do *Far Detector* de *Double Chooz*, e do detector do experimento Neutrinos Angra, o conhecimento e os processos descritos funcionam de forma bastante semelhante para todos os detectores baseados em cintilação ou em luz Cherenkov e fotomultiplicadoras para detecção de luz.

Na primeira parte do trabalho foi desenvolvido e testado um módulo de aquisição de dados para permitir uma melhor resolução de sinais provenientes de múons. Esse foi um trabalho de desenvolvimento longo e exigiu colaboração de pesquisadores da Unicamp, CBPF e APC (Paris) que resultou na criação da placa de aquisição NDAQ, que, embora não tenha sido muito utilizada em *Double Chooz*, hoje é a eletrônica principal de aquisição de dados em Neutrinos Angra.

Na segunda parte do trabalho, foi desenvolvida uma análise de dados baseada no resultado de minimização de verossimilhança, com capacidade de distinguir o quão pontual é um evento. Esse trabalho se mostrou fundamental para separar dois ruídos os quais métodos lineares de análise de dados tem dificuldade de fazê-lo: *Stopping Muons* e *Light Noise*. Em particular, esse trabalho permitiu que as fotomultiplicadoras que haviam sido desligadas logo no início da operação do detector por gerarem muito *Light Noise* pudessem ser religadas e seus pulsos re-integradas ao fluxo de dados, pois a discriminação entre esses eventos e os candidatos a decaimento beta inverso tornou-se mais eficiente.

Na última parte desse trabalho, foi desenvolvido o software de aquisição e controle do experimento Neutrinos Angra que, atuando juntamente com a eletrônica desenvolvida e testada anteriormente, vem adquirindo dados de forma consistente desde Junho de 2018. Foi desenvolvido também o ambiente de análise de dados baseado no *Jupyter Hub* e demonstrado o correto funcionamento do detector usando os dados da última fase de comissionamento. Uma versão inicial de algoritmo de separação de elétrons de Michel foi escrita e testada, obtendo resultados bastante promissores para a discriminação do maior ruído na detecção de neutrinos na superfície. Análises mais aprofundadas da relação Sinal-Ruído serão possíveis após a aquisição de dados de *background* puro, que deve ocorrer na próxima parada do reator, agendada para o final de Abril de 2019.

Referências

- 1 CHADWICK, J. Intensitätsverteilung im magnetischen Spectrum der β -Strahlen von radium B + C. *Verhandl. Dtsc. Phys. Ges.*, v. 16, p. 383, 1914. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/262756>>. Citado na página 11.
- 2 BOHR, N. *Faraday Lecture: Chemistry and the Quantum Theory of Atomic Constitution : (delivered Before the Fellows of the Chemical Society at the Salters' Hall on May 8th, 1930)*. [s.n.], 1932. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=mqxNQwAACAAJ>>. Citado na página 11.
- 3 BROWN, L. M. The idea of the neutrino. v. 31, n. 9, p. 23–28, set. 1978. ISSN 0031-9228 (print), 1945-0699 (electronic). Page 27 contains an English translation of Pauli's famous letter proposing the existence of an as-yet-undiscovered particle, which he called the 'neutron'. Fermi later renamed it 'neutrino' because of its small (and possibly zero) mass. The real neutron was first discovered by James Chadwick in 1932, a result for which he received the 1935 Nobel Prize in Physics. Disponível em: <http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1935/; http://www.physicstoday.org/resource/1/phtoad/v31/i9/p23_s1>. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 12.
- 4 Wilson, F. L. Fermi's Theory of Beta Decay. *American Journal of Physics*, v. 36, p. 1150–1160, dez. 1968. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 12.
- 5 PAIS, A. Book. *Inward bound : of matter and forces in the physical world / Abraham Pais*. [S.l.]: Clarendon Press ; Oxford University Press Oxford [Oxfordshire] : New York, 1986. xiv, 666 p. ; p. ISBN 0198519710 0198519974. Citado na página 12.
- 6 Cooper, N. G. *Celebrating the neutrino*. [S.l.: s.n.], 1997. Citado 6 vezes nas páginas 12, 13, 16, 17, 18 e 19.
- 7 @LOSALAMOSNATLAB. #FlashbackFriday: The "Herr Auge" (German for Mr. Eye) #neutrino detector (the largest in the world at the time) from Project Poltergeist. 2017. Disponível em: <<https://twitter.com/losalamosnatlab/status/868152468403703808>>. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 15.
- 8 BAKER, R. D.; HECKER, S. S.; HARBUR, D. R. Plutonium: A wartime nightmare but a metallurgist's dream. Los Alamos Science, 1983. Citado na página 16.
- 9 REINES, F.; COWAN, C. L. J. A proposed experiment to detect the free neutrino. v. 90, p. 492–493, 05 1953. Citado na página 16.
- 10 SCIENTISTS, F. of A.; ENERGY, D. of. *Plutonium Acquisitions:(9.1) Government Production Reactors*. Acessado em: 2018-10-01. Disponível em: <<https://fas.org/sgp/othergov/doe/pu50yc.html>>. Citado na página 17.
- 11 COWAN, C. L. et al. Detection of the free neutrino: A Confirmation. *Science*, v. 124, p. 103–104, 1956. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 20.

- 12 KOROVKIN, V. A. et al. Measurement of nuclear fuel burnup in a reactor according to neutrino emission. *At. Energ*, 56, v. 4, p. 214–218, 1984. Citado na página 20.
- 13 KOROVKIN, V. A. et al. Measurement of power generation of a power reactor by the method of neutrino detection. *At. Energ*, 65, v. 3, p. 169–173, 1988. Citado na página 20.
- 14 APOLLONIO, M. et al. Search for neutrino oscillations on a long base-line at the chooz nuclear power station. *European Physical Journal C*, v. 27, n. 3, p. 331–374, 2003. ISSN 14346044. Citado 3 vezes nas páginas 22, 23 e 33.
- 15 COLLABORATION, T. D. C. Proposal: Double Chooz, a Search for the neutrino mixing angle θ_{13} . *Arxiv*, <http://arxiv.org/abs/1112.6353>, p. 1–157, 2006. Citado 3 vezes nas páginas 22, 23 e 31.
- 16 ABE, Y. et al. First measurement of θ_{13} from delayed neutron capture on hydrogen in the Double Chooz experiment. *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, v. 723, p. 66–70, 2013. ISSN 03702693. Citado na página 23.
- 17 ABE, Y. et al. Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment. *Arxiv preprint arXiv:1112.6353*, p. 7, 2011. Disponível em: <http://arxiv.org/abs/1112.6353>. Citado na página 26.
- 18 ABE, Y. et al. Reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance in the Double Chooz experiment. *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, v. 86, 2012. ISSN 15507998. Citado 6 vezes nas páginas 26, 33, 65, 66, 78 e 96.
- 19 Conover, E. The Double Chooz Outer Veto. In: *APS April Meeting Abstracts*. [S.l.: s.n.], 2013. p. B9006. Citado na página 26.
- 20 Remoto, A. *Correlated background and impact on the measurement of θ_{13} with the Double Chooz detector*. Tese (Doutorado) — Subatech, Nantes - Itália, 2012. Citado 4 vezes nas páginas 27, 29, 30 e 43.
- 21 AHN, J. K. et al. Observation of reactor electron antineutrinos disappearance in the RENO experiment. *Physical Review Letters*, v. 108, n. 19, 2012. ISSN 00319007. Citado na página 28.
- 22 LING, J. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. In: *AIP Conference Proceedings*. [S.l.: s.n.], 2013. v. 1560, p. 206–210. ISBN 9780735411883. ISSN 0094243X. Citado na página 28.
- 23 GEANT4. Disponível em: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>. Citado na página 28.
- 24 DIETRICH, D. et al. Monte carlo aided design of the inner muon veto detectors for the double chooz experiment. *Journal of Instrumentation*, IOP Publishing, v. 7, n. 08, p. P08012, 2012. Citado na página 28.
- 25 Luncht, S. *Installation, Commissioning and Performance of the Trigger System of the Double Chooz Experiment and the Analysis of Hydrogen Capture Neutrino Events*. Tese (Doutorado) — RWTH - Aachen University, Aachen - Alemanha, 2013. Citado 6 vezes nas páginas 30, 40, 44, 45, 46 e 47.

- 26 ABERLE, C. et al. Large scale gd-beta-diketonate based organic liquid scintillator production for antineutrino detection. *Journal of Instrumentation*, v. 7, n. 06, p. P06008, 2012. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=06/a=P06008>>. Citado na página 33.
- 27 ZBIRI, K. Note on drexel tests of the imb r1408 pmts used in the inner veto of both far and near detectors of the double chooz experiment. *arXiv preprint arXiv:1104.4045*, 2011. Citado na página 35.
- 28 MATSUBARA, T. et al. Development and evaluation of 10-inch photo-multiplier tubes for the double chooz experiment. *arXiv preprint arXiv:1104.0786*, 2011. Citado 3 vezes nas páginas 35, 36 e 37.
- 29 CAEN Corporation. <<http://www.caen.it/>>. Acessado em: 2016-10-01. Citado 3 vezes nas páginas 37, 48 e 59.
- 30 SATO, F. et al. High voltage system for the double chooz experiment. *Physics Procedia*, v. 37, p. 1164 – 1170, 2012. ISSN 1875-3892. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389212018172>>. Citado 3 vezes nas páginas 37, 38 e 39.
- 31 GONZALEZ, L. F. G. Study of the mufadc saturation. *Double Chooz Internal Note: DocDB 4520*, 2013. Disponível em: <<http://www.dchooz.org/DocDB/cgi-bin/private/DocumentDatabase>>. Citado na página 43.
- 32 Akiri, T. *Test des Flash-ADCs, optimisation de la conception du detecteur et developpement d'un nouveau concept de reconstruction spatiale dans l'experience d'oscillation de neutrinos Double Chooz*. Tese (Doutorado) — Universite Paris Diderot (PARIS 7), Paris - França, 2010. Citado na página 49.
- 33 ABE, Y. et al. The waveform digitiser of the double chooz experiment: performance and quantisation effects on photomultiplier tube signals. *Journal of Instrumentation*, IOP Publishing, v. 8, n. 08, p. P08015–P08015, aug 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F8%2F08%2Fp08015>>. Citado na página 49.
- 34 ANSI/VITA. *VME VITA/ANSI Specifications: ANSI/VITA 1.0-1994, ANSI/VITA 1.1-1997*. Estados Unidos, 1997. Disponível em: <<http://www.vita.com/Specifications>>. Acesso em: 01 Julho 2014. Citado na página 50.
- 35 ANALOG DEVICES. *AD8138 - Low Distortion Differential ADC Driver*. Estados Unidos, 2006. 25 p. Disponível em: <http://www.analog.com/static/imported-files/data_sheets/AD8138.pdf>. Acesso em: 10 Janeiro 2015. Citado na página 51.
- 36 ANALOG DEVICES. *AD8561: Ultrafast 7 ns Single Supply Comparator*. Estados Unidos, 2014. 12 p. Disponível em: <http://www.analog.com/static/imported-files/data_sheets/AD8561.pdf>. Acesso em: 10 Janeiro 2015. Citado na página 51.
- 37 Microchip Corporation. <<http://www.microchip.com/>>. Acessado em: 2017-01-22. Citado na página 52.
- 38 Analog Devices. <<http://www.analog.com>>. Acessado em: 2017-01-22. Citado 2 vezes nas páginas 52 e 53.

- 39 Emerson Network Power, agora parte do grupo Platinum Equity sob o nome de Vertiv. <<https://www.vertivco.com/>>. Acessado em: 2017-01-22. Citado na página 53.
- 40 Analog Devices AD9627 Datasheet. <<http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD9627.pdf>>. Acessado em: 2017-01-22. Citado na página 53.
- 41 Root Data Analysis Framework. Disponível em: <<http://root.cern.ch/>>. Citado na página 53.
- 42 ACAM, TDC-GPX multifunctional High-end Time-to-Digital Converter Datasheet. <http://www.acam.de/fileadmin/Download/pdf/English/DB_GPX_e.pdf>. Acessado em: 2017-01-22. Citado 3 vezes nas páginas 56, 57 e 58.
- 43 LEO, W. R. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach; 2nd ed.* [S.l.: s.n.]. Citado na página 60.
- 44 QtiPlot Data Analysis and Scientific Visualisation. <<http://www.qtiplot.com/>>. Acessado em: 2017-01-22. Citado na página 61.
- 45 Repositório do firmware das FPGAs do NDAQ. <<https://github.com/lfgomez/ndaq-firmware>>. Mantido pelo autor. Citado na página 62.
- 46 Repositório do firmware do microcontrolador do NDAQ. <<https://github.com/lfgomez/ndaq-pic>>. Mantido pelo autor. Citado na página 62.
- 47 ALFONZO, J. A. M. et al. Neutrinos Angra experiment: commissioning and first operational measurements. 2018. Citado 6 vezes nas páginas 64, 99, 100, 102, 103 e 114.
- 48 ABE, Y. et al. Improved measurements of the neutrino mixing angle θ_{13} with the Double Chooz detector. *JHEP*, v. 10, p. 086, 2014. [Erratum: JHEP02,074(2015)]. Citado 2 vezes nas páginas 65 e 96.
- 49 OLIVE, K. A. et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38, p. 090001, 2014. Citado na página 68.
- 50 GROOM, D. E.; MOKHOV, N. V.; STRIGANOV, S. I. Muon stopping power and range tables 10 mev–100 tev. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Elsevier, v. 78, n. 2, p. 183–356, 2001. Citado 2 vezes nas páginas 68 e 69.
- 51 GONZALEZ, L. F. G. Hunting for stopping muons. *Double Chooz Internal Note: DocDB 2222*, 2011. Disponível em: <<http://www.dchooz.org/DocDB/cgi-bin/private/DocumentDatabase>>. Citado na página 70.
- 52 ABE, Y. et al. Characterization of the Spontaneous Light Emission of the PMTs used in the Double Chooz Experiment. *JINST*, v. 11, n. 08, p. P08001, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 71 e 72.
- 53 Hourlier, A. *Background Studies for ν_e Oscillations Measurement at the Double Chooz Experiment*. Tese (Doutorado) — Université Paris Diderot, Paris - França, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 74 e 77.

- 54 SUN, Y. *Laser Calibration and Event Reconstruction in Double Chooz Experiment*. Tese (Doutorado) — Alabama U., 2013. Disponível em: <http://acumen.lib.ua.edu/content/u0015/0000001/0001402/u0015_0000001_0001402.pdf>. Citado 3 vezes nas páginas 74, 75 e 76.
- 55 Minuit, CERN. Disponível em: <<https://www.cern.ch/minuit>>. Citado na página 75.
- 56 ABE, Y. et al. Precision Muon Reconstruction in Double Chooz. *Nucl. Instrum. Meth.*, A764, p. 330–339, 2014. Citado na página 76.
- 57 BERGER MARTIN J.; SELTZER, S. M. *Stopping powers and ranges of electrons and positrons*. 1. ed. Washington DC: National Bureau of Standards, 1982. Acesso em: 01 mar 2019. Citado 2 vezes nas páginas 77 e 78.
- 58 ARDELLIER, F. et al. Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle θ_{13} . 2006. Citado 2 vezes nas páginas 84 e 86.
- 59 NAKAJIMA, K. Cluster noise events and 214bi-po increase. *Double Chooz Internal Note: DocDB 4104*, 2012. Disponível em: <<http://www.dchooz.org/DocDB/cgi-bin/private/DocumentDatabase>>. Citado 2 vezes nas páginas 91 e 92.
- 60 ANJOS, J. C. et al. Angra dos Reis reactor neutrino oscillation experiment. *Brazilian Journal of Physics*, scielo, v. 36, p. 1118 – 1123, 12 2006. ISSN 0103-9733. Disponível em: <http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0103-97332006000700003&nrm=iso>. Citado na página 98.
- 61 de Gomez Gonzalez, L. F. *Estudo da Resolução em Energia do Detector de Neutrinos do Projeto ANGRA para Medidas de Composição do Combustível Nuclear*. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Física Gleb Wataghin, Campinas - Brasil, 2009. Citado na página 98.
- 62 de Silva Souza, J. M. *Sistema Digital De Seleção Online De Eventos Para O Detector Neutrinos Angra*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal Da Bahia, Departamento De Engenharia Elétrica, Salvador - Brasil, 2016. Citado na página 103.
- 63 LOCKYER, N. *Nature*. Macmillan Journals Limited, 1885. (Recent scientific and technical books, v. 32). ISSN 0028-0836. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=IN3RjXLUuWsC>>. Citado na página 114.
- 64 CZARNECKI, A. et al. Michel decay spectrum for a muon bound to a nucleus. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, v. 90, p. 093002, Nov 2014. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.90.093002>>. Citado na página 115.
- 65 BERGER, M. J.; COURSEY, J. S.; ZUCKER, M. A. *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions (version 1.21)*. [S.l.], 1999. Citado na página 115.