

Wallace Raposo Ferreira

*Teste de componentes do sistema de veto de
múons do Detector Neutrinos Angra*

Rio de Janeiro – RJ

Setembro / 2010

Wallace Raposo Ferreira

Teste de componentes do sistema de veto de múons do Detector Neutrinos Angra

Dissertação apresentada à Coordenação de Formação Científica do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas para a obtenção do título de Mestre em Física com ênfase em Instrumentação Científica.

Orientador:

Mário Vaz da Silva Filho

Co-orientador:

Luis Manuel Villaseñor Cendejas

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS
MESTRADO PROFISSIONAL EM FÍSICA

Rio de Janeiro – RJ

Setembro / 2010

Dissertação de mestrado em Física sob o título “*Teste de componentes do sistema de veto de múons do Detector Neutrinos Angra*”, defendida por Wallace Raposo Ferreira e aprovada em 8 de outubro de 2010, no Rio de Janeiro, pela banca examinadora constituída pelos professores:

Dr. Mário Vaz da Silva Filho
Coordenação de Física Experimental de Altas Energias - CBPF
Orientador – Presidente da banca

Dr. Luis Manuel Villaseñor Cendejas
Instituto de Física y Matemáticas - UMSNH
Co-orientador

Dr. João Carlos Costa dos Anjos
Coordenação de Física Experimental de Altas Energias - CBPF
Membro interno

Dr. Wagner de Paula Carvalho
Instituto de Física - UERJ
Membro externo

Dr. Gilvan Augusto Alves
Coordenação de Física Experimental de Altas Energias - CBPF
Membro suplente interno

Dr. Antonio Carneiro de Mesquita Filho
Coordenação dos Programas de Engenharia Elétrica - UFRJ
Membro suplente externo

Agradecimentos

Agradeço ao Senhor Jesus pelo equilíbrio entre fé e razão que tanto me ajudou neste trabalho.

Agradeço à minha família, nas pessoas de minha mãe, irmã, sobrinha e padrinhos, pelo apoio e interesse neste trabalho.

Ao meu orientador, Mário Vaz, por ter me ensinado a eletrônica na sua essência, bem como pela companhia nos cafés de final de tarde, um símbolo dessa convivência desde 2004.

Ao meu co-orientador, Luis Villaseñor, pela grande contribuição dada para a interpretação dos dados oriundos da física experimental, bem como no uso do LabVIEW e do ROOT.

Aos professores das cadeiras que cursei, pela presteza no ensino e boa vontade em explicar.

Ao Gabriel Azzi, Ismar Russano, Edson Waltz, Fernando Barcellos, Mauricio Bochner, Fernando Pinho, Bárbara Aguiar, Rodrigo Félix e Fábio “Comandante” Marujo, não só pelo apoio técnico, mas pelas conversas descontraídas e acolhedoras que me proporcionaram. E pelas gargalhadas.

Aos colegas do mestrado do CBPF: Luiz Roberto, José Eduardo, Mauricio Bochner (de novo!), Ricardo Herbert, Gustavo Canal, Rafael Gama, Artur Vilar, Mauricio Antonin, Alexandre Toledo, Genildo Nonato e Leonardo Resende (os três últimos desde a graduação no CEFET), os quais sempre tiveram algo a ensinar e a companhia para compartilhar. Novamente, e pelas gargalhadas...

Aos estagiários e alunos de IC com os quais convivi e que porventura contribuíram para este trabalho.

Aos meus amigos Marco Antonio e André, por compreenderem minhas ausências nos fins de semana na Igreja por estar trabalhando no CBPF.

Aos meus colegas de trabalho na Marinha do Brasil, em especial aos meus superiores Flavio Souto e Leandro Montenegro, pelo apoio dado a este trabalho, e a Alex Luiseto, Alexandre Magalhães, Diego Lima, Douglas Paiva, Gustavo Mota, Jackson Neri, Jones Mazarakis, J.C. Moraes, Saulo Ávila e Wilter Francheschi, pelo interesse por este trabalho.

Resumo

Neste trabalho são apresentados o teste e a caracterização dos componentes para o sistema de veto de múons do Projeto Neutrinos Angra: placas de cintiladores plásticos, fibras óticas WLS, tubos fotomultiplicadores, circuitos amplificadores e discriminadores, estes últimos desenvolvidos especialmente para este experimento. Para o sistema de teste foram desenvolvidos também fontes de alimentação de alta tensão e um gerador de fóton único, e o software de aquisição de dados em LabVIEW. A técnica de aquisição de dados e conversão analógico-digital deste trabalho utiliza um osciloscópio digital comercial e programas escritos em LabVIEW, e a análise de dados é feita com a plataforma ROOT.

O Projeto Neutrinos Angra é uma parceria do CBPF com diversas universidades e centros de pesquisa, no Brasil e no exterior, com o propósito de observar e analisar o fluxo de antineutrinos gerado pelo reator da usina termonuclear de Angra II, no que diz respeito à física de neutrinos e construção de detector para salvaguardas nucleares.

Foram estudados os fenômenos físicos relacionados com detecção de múons provenientes de raios cósmicos, bem como aqueles associados aos cintiladores plásticos e fibras WLS. Foi feito um estudo de tubos fotomultiplicadores (PMTs), de modo a definir os parâmetros de interesse para aplicação em detecção de raios cósmicos, e os testes necessários. Foi feita a caracterização do PMT Hamamatsu R5912 de 8" e do tubo fotomultiplicador de múltiplos anodos (MAPMT) Hamamatsu H7546A, os quais poderão ser utilizados no detector principal e no sistema de veto de múons do Projeto Neutrinos Angra, respectivamente. Foram construídos e caracterizados circuitos amplificadores e discriminadores para tratar os sinais gerados pelos PMTs. Apresenta-se ainda uma proposta para o detector de múons deste sistema de veto.

Abstract

This work presents the test and characterization of components for the muon veto system Neutrinos Angra Project: plastic scintillator strips, WLS fibers, photomultiplier tubes and amplifier-discriminators circuits, the latest developed exclusively for this experiment. We also present a concept for the muon veto system. For the test system high voltage power supplies and a single photon generator were developed, and also software for data acquisition in LabVIEW. The technique of data acquisition and analog-digital conversion of this work uses a digital oscilloscope and commercial programs written in LabVIEW, with data analysis done within the ROOT framework.

The Angra Neutrino Project is a partnership of CBPF with several universities and research centers in Brazil and abroad, in order to observe and analyze the flow of antineutrinos generated by the Angra II thermonuclear reactor plant, with respect to neutrino physics and construction of detectors for nuclear safeguards.

The physical phenomena related to the muon detection generated by high-energy cosmic rays are present, and the fluorescence process in the plastic scintillators and WLS fibers as well. The analysis of photomultiplier (PMT) principles of operation was performed and applied on the characterization of photomultiplier tubes Hamamatsu 8" photocathode tube R5912 and multianode (MAPMT) H7546A, to be used respectively in the central detector and muon veto system of the Neutrino Angra Detector.

Siglas e símbolos

- ADC – *Analog to Digital Converter*
- TDC - *Time to Digital Converter*
- FIFO – *First-In First Out*
- FPGA – *Field Programmable Gate Array*
- VME – *Versa Module Eurocard Bus*
- CERN – *European Organization for Nuclear Research*
- LHC – *Large Hadron Collider*
- FNAL – *Fermi National Accelerator Laboratory*
- DONUT – *Direct Observation of NU Tau*
- CBPF – *Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas*
- WLS – *Wavelength Shifting Fiber*
- PMT – *Photomultiplier Tube*
- HV – *High Voltage*
- MWPC - *Multiwire Proportional Chamber*
- KamLAND - *Kamioka Liquid Scintillator Anti Neutrino Detector*
- MAPMT - *Multianode Photomultiplier Tube*
- LED – *Light Emitter Diode*
- UV – *Ultra Violeta*
- EG – *energy gap*
- EA – *electron affinity*
- MINOS – *Main Injector Neutrino Oscillation Search*
- AMIGA - *Auger Muons and Infill for the Ground Array*
- CDF – *Collider Detector at Fermilab*
- FWHM - *Full Width at Half Maximum*
- ETT – *Electron Transit Time*
- TTS – *Transit Time Spread*
- PE – *Photoelectron*
- USB – *Universal Serial Bus*
- PVC – *Polyvinyl Chloride*

- VI – *Virtual Instrument*
- PC – *Personal Computer*
- UMSNH - Universidad Michoacana de San Nicholas de Hidalgo
- UERJ - Universidade do Estado do Rio de Janeiro
- UFRJ - Universidade Federal do Rio de Janeiro

Sumário

Agradecimentos	ii
Resumo	iii
Abstract	iv
Siglas e símbolos	v
Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xiv
1. Introdução	1
1.1 Raios Cósmicos	2
1.2 Neutrino	5
1.2.1 História	5
1.2.2 Propriedades dos neutrinos	7
1.3 Múon.....	7
1.4 Detecção de múons cósmicos para sistema de veto	9
1.5 Detector Neutrinos Angra.....	15
2 Componentes e protótipos para o sistema de veto de múons	20
2.1 Plásticos cintiladores e fibras WLS	20
2.1.1 Placas cintiladoras	20
2.1.2 Fibras plásticas cintiladoras WLS	24
2.2 Tubos fotomultiplicadores	29
2.2.1 Interface ótico-elétrica do PMT.....	31
2.2.2 Tipos e características dos dinodos	34
2.2.3 Ganho	39
2.2.4 Corrente de Escuro	41
2.2.5 Diafonia (crosstalk)	45
2.2.6 Linearidade	46

2.2.7 Temporização	48
3 Sistema de Teste de Componentes do Sistema de Veto de Múons	51
3.1 Sistema de caracterização e teste de PMT e cintiladores com fibras WLS	52
3.2 Programa de aquisição de dados.....	60
3.3 Programa de processamento de dados	63
4. Eletrônica do veto de múons.....	67
4.1 Introdução	67
4.2 Protótipo 1 da Eletrônica Analógica.....	71
5 Resultados	79
5.1 Monitoração do ambiente	79
5.2 Detecção de fóton único	82
5.2.1 Detecção de fóton único com PMT R5912	82
5.2.2 Detecção de fóton único com MAPMT H7546A.....	86
5.3 Detecção no escuro	91
5.3.1 Detecção de luz Čerenkov no PMT R5912	91
5.3.2 Detecção de corrente de escuro no MAPMT H7546A.....	94
5.4 Detecção de múons com o MAPMT H7546A.....	96
6. Conclusão	101
Referências Bibliográficas	103

Lista de Figuras

1.1 Diagrama de blocos do sistema eletrônico proposto pela colaboração Neutrinos Angra	1
1.2 Espectro de composição química de Raios Cósmicos Primários	2
1.3 Espectro de energia de Raios Cósmicos Primários	3
1.4 Fluxo e composição de raios cósmicos secundários com altitude	4
1.5 Detector Double Chooz	11
1.6 Detector de Veto Exterior do Detector Double Chooz	12
1.7 Visão frontal do detetor de Palo Verde.....	13
1.8 Detector do experimento KamLAND	14
1.9 Desenho do detector Neutrinos Angra	15
1.10 Detalhamento das placas que envolvem o detector de neutrinos	16
1.11 Detector XY de múons	16
1.12 Esquemas de detecção de posição dentro da matriz XY	18
2.1 Diagrama de energia para luminescência (fluorescência e fosforescência)	21
2.2 Espectro de fluorescência do cintilador FNAL	22
2.3 Espectros de transmitância e fluorescência do cintilador FNAL.....	23
2.4 Espectro luminoso de absorção/emissão da fibra WLS Kuraray Y-11 e da placa FNAL	25
2.5 Amostras de duas fibras polidas manualmente no CBPF	28
2.6 Esquemático genérico de um tubo fotomultiplicador	29
2.7 Transmissividade (%) em função do comprimento de onda λ	31
2.8 Bandas de energia em um fotocatodo dopado com metal alcalino	32
2.9 Eficiência quântica da MAPMT H7546A/B e sensibilidade à energia radiante	34

2.10	Tipos de cadeias de dinodos dos PMTs do projeto Neutrinos Angra	35
2.11	Eficiência de coleta da Hamamatsu R6095	36
2.12	Divisores de tensão	36
2.13	Linearidade da saída de um PMT	37
2.14	Divisores de tensão com capacitores de desacoplamento	38
2.15	Ganho do MAPMT Hamamatsu H7546A	40
2.16	Curva característica típica da relação tensão-corrente de escuro	42
2.17	Variação na contagem de pulsos de corrente de escuro no anodo	43
2.18	Variação na linearidade do MAPMT R5900-M64	48
2.19	Tempo de transição do elétron, <i>rise time</i> e <i>fall time</i>	50
2.20	Variações do tempo de trânsito do sinal entre fotocátodo e ânodo	50
3.1	Curvas típicas do espectro de carga do fotoelétron	53
3.2	Diagrama de blocos do setup do experimento de fóton único com o PMT de 8 polegadas Hamamatsu R5912	53
3.3	Diagrama de blocos do setup para observação de luz Čerenkov	55
3.4	Setup para caracterização com fóton único do MAPMT Hamamatsu H7546A	57
3.5	Diagrama de blocos do setup de teste da MAPMT para detecção de múons	58
3.6	Setup de teste do MAPMT Hamamatsu H7546A	59
3.7	Fluxograma do programa de aquisição de dados	61
3.8	Interface com o usuário do programa de aquisição de dados	62
3.9	Interface com o usuário do programa de aquisição de dados de alta tensão e temperatura	63
4.1	Esquema da câmara escura com MAPMT e eletrônica	67
4.2	Esquema em blocos do sistema eletrônico do veto de múons	68
4.3	Circuitos de base dos fototubos da Hamamatsu relacionados com este trabalho	70
4.4	Modelos usados nas simulações com SPICE	70

4.5 Características dadas pela Hamamatsu para o MAPMT H7546A	71
4.6 Gráfico carga versus amplitude de fotoelétron único da Hamamatsu H7546A	72
4.7 Amplitude de pulso em mV (p4) e carga em PC (p1).....	73
4.8 Sinal do MAPMT H7546A visto no osciloscópio Tektronix TDS1012B	73
4.9 Esquema do preamplificador-comparador para o sistema de veto de múons Neutrinos Angra.....	73
4.10 <i>Layout</i> e primeiro protótipo fabricado no CBPF	74
4.11 Resposta do circuito da figura 4.9	75
4.12 Tensão V_a em função de I_{pmt}	76
4.13 Diagrama de Bode em malha aberta	76
4.14 Impedância de entrada do circuito da figura 4.9	76
4.15 Forma de onda típica da entrada V_e e da saída V_a do amplificador	76
4.16 Comparação entre os resultados da simulação com o LTSpice e os resultados dos testes feitos com o circuito da figura 4.9 em laboratório, mantendo a largura do pulso constante e variando a amplitude	77
4.17 Comparação entre os resultados da simulação com o LTSpice e os resultados dos testes feitos com o circuito da figura 4.13 em laboratório, mantendo a amplitude constante e variando a largura do pulso	78
4.18 Resposta do circuito, em condições similares às da figura 4.15, com AD8564 no lugar do LT1011	78
5.1 Variação da temperatura 17°C a 25°C no tempo	80
5.2 Variação da fonte de alta tensão -853 a -847 V no tempo	80
5.3 Variação da fonte de baixa tensão +12,074 a +12,080 V no tempo	80
5.4 Variação da fonte de alta tensão ajustada em -950 V no tempo.....	81
5.5 Distribuição de carga versus tempo de subida de 10% a 90% do PMT R5912	82
5.6 Distribuição de amplitude versus tempo de subida	83
5.7 Distribuição de amplitude para eventos de fóton único do PMT R5912	83
5.8 Distribuição do tempo de subida para eventos com amplitude $V > 5\text{mV}$	83

5.9 Distribuição de carga para eventos com carga $Q > 0.1\text{pC}$	84
5.10 Distribuição de carga para eventos com $t < 15\text{ns}$	85
5.11 Distribuição de amplitude para eventos com $t < 15\text{ns}$	85
5.12 Distribuição de carga para eventos com $t > 15\text{ns}$	85
5.13 Distribuição de carga para o pixel 55 do MAPMT H7546A a -950V.....	86
5.14 Carga versus amplitude para o pixel 55 do MAPMT H7546A a -950V	87
5.15 Distribuição de amplitude para eventos com amplitude de pico situada entre os pontos 2300 e 750 da varredura	88
5.16 Gráfico de carga versus amplitude, com filtro	88
5.17 Distribuição de carga para $V > 1.1\text{mV}$	88
5.18 Distribuição de carga para $V > 1.1\text{mV}$, com a remoção de pulsos duplos falsos.....	89
5.19 Distribuição de carga da figura 5.17 com <i>fitting</i> gaussiano	90
5.20 Distribuição de amplitude para $V > 1.1\text{mV}$, mostrando a amplitude de pico do fóton único	90
5.21 Distribuição de fóton duplos para MAPMT H7546A	91
5.22 Carga, em número de fotoelétrons, versus tempo de subida de 10% a 90% para múons cruzando o PMT R5912 verticalmente	92
5.23 Distribuição de carga, em número de fotoelétrons, para múons cruzando o PMT R5912 verticalmente.....	92
5.24 Distribuição do tempo de subida para múons cruzando o PMT R5912 verticalmente	93
5.25 Carga, em número de fotoelétrons, versus tempo de subida de 10% a 90% para múons cruzando o PMT R5912 na posição horizontal	93
5.26 Distribuição de carga, em número de fotoelétrons, para múons cruzando o PMT R5912 na posição horizontal	94
5.27 Distribuição do tempo de subida para múons cruzando o PMT R5912 na posição horizontal	94
5.28 Estatística de carga do pixel 10 sem iluminação, com MAPMT a -950V	95
5.29 Estatística de amplitude do pixel 10 sem iluminação, com MAPMT a -950V.....	95
5.30 Confrontando carga (p08) e amplitude (p11) do pixel 10 sem iluminação	96

5.31 Carga (em fotoelétrons) vs tempo de subida de 10% a 90% para a detecção de múons com o MAPMT H7546A a -950V	97
5.32 Distribuição do tempo de subida de 10% a 90% para a detecção de múons com o MAPMT H7546A a -950V.....	97
5.33 Distribuição de carga, em fotoelétrons, produzida pelos múons com o MAPMT H7546A polarizado com a) -750V, b) -800V, c) -900V e d) -950V.....	98
5.34 Distribuição de amplitude para a detecção de múons com o MAPMT H7546A a a) -750V, b) -800V, c) 900V e d) -950V	100

Lista de Tabelas

2.1 Eventos no tempo em processos de fluorescência	21
2.2 Raio de curvatura das fibras ópticas plásticas WLS Y-11 da Kuraray	26
2.3 Limites de linearidade para diferentes materiais de fotocatodo	48
2.4 Características de tempo para um PMT de 2.5 polegadas	49
5.1 Variação do ganho com a variação de tensão	81

1. Introdução

O detector de antineutrinos Neutrinos Angra [1, 2, 3] deve ter sua aquisição de dados inibida na passagem de raios cósmicos, constituídos principalmente por múons [4,5]. Esta passagem pode acontecer de diferentes modos: atravessando ou decaindo dentro do detector, ou passando próximo de modo a gerar, por espalação, nêutrons que penetrem no detector [6]. Estes eventos podem gerar sinais de amplitude e duração tais que podem se confundir com aqueles resultantes da detecção de antineutrinos. O sistema de veto de múons existe para identificar estes eventos e apresentar sinais de veto ao sistema de aquisição de dados do detector Angra Neutrinos. O diagrama de blocos proposto pela colaboração Neutrinos Angra para tal sistema de veto é mostrado fig. 1.1. Este estudo trata da caracterização e teste dos componentes a serem usados em tal sistema.

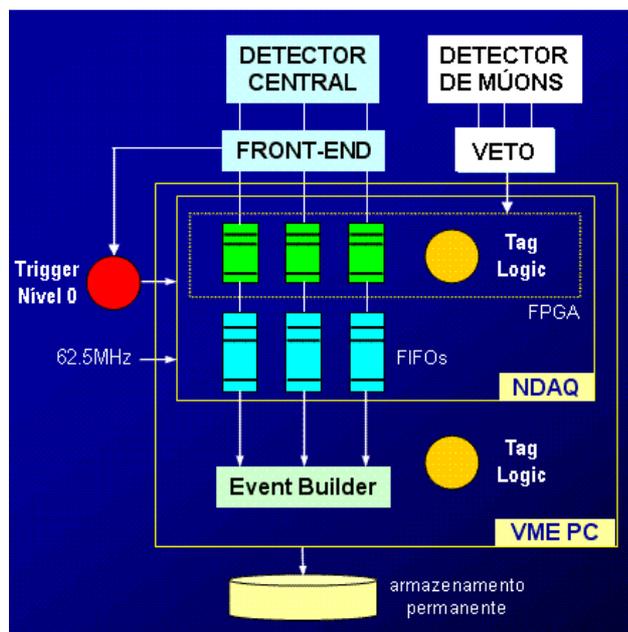


Figura 1.1 – Diagrama de blocos do sistema eletrônico proposto pela colaboração Neutrinos Angra.

1.1 Raios C3smicos

Raios c3smicos prim3rios s3o constitu3dos de part3culas tais como n3cleos at3micos ou pr3tons, os quais atingem a alta atmosfera e produzem chuueiros de part3culas denominadas raios c3smicos secund3rios, cuja componente eletromagn3tica 3 absorvida na atmosfera. A abund3ncia relativa dos elementos qu3micos que comp3em os raios c3smicos 3 mostrada na figura 1.2, sendo que h3 predomin3ncia do hidrog3nio, o qual, se for um 3on positivo, pode ser considerado simplesmente como um pr3ton. A figura 1.3 apresenta dados destes raios c3smicos, no que diz respeito ao fluxo em fun33o da energia. Verifica-se que raios c3smicos com energia cuja ordem de grandeza esteja abaixo de 10^{12} eV provocam a ocorr3ncia de pelo menos 1 part3cula/m²s, que 3 uma taxa suficientemente alta para gerar ru3do em experimentos de detec33o de part3culas, tal como detec33o de neutrinos.

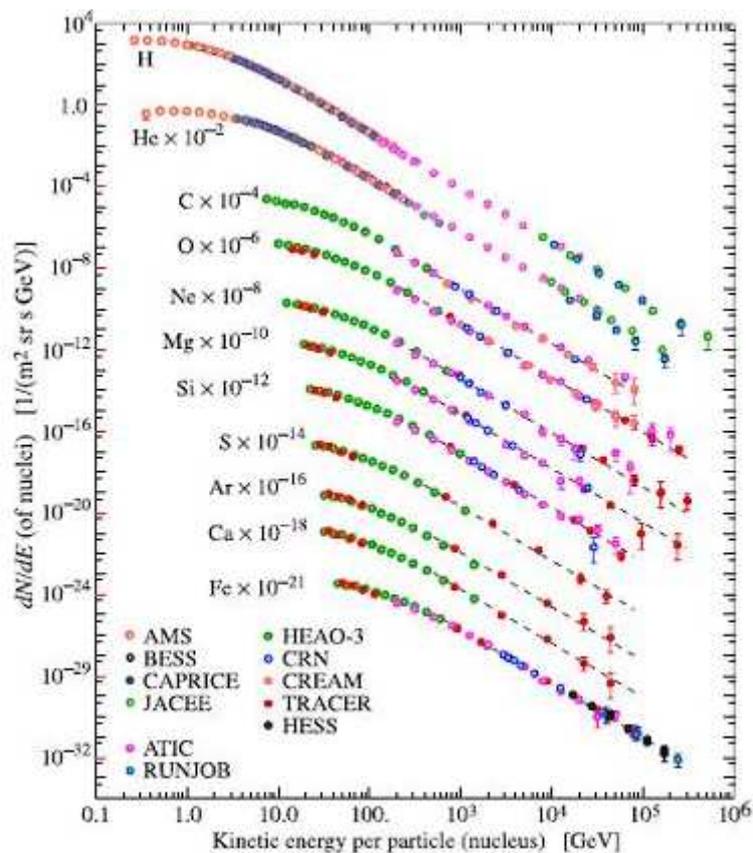


Figura 1.2 - Espectro de composi3o qu3mica de Raios C3smicos Prim3rios [4, figura. 24.1]

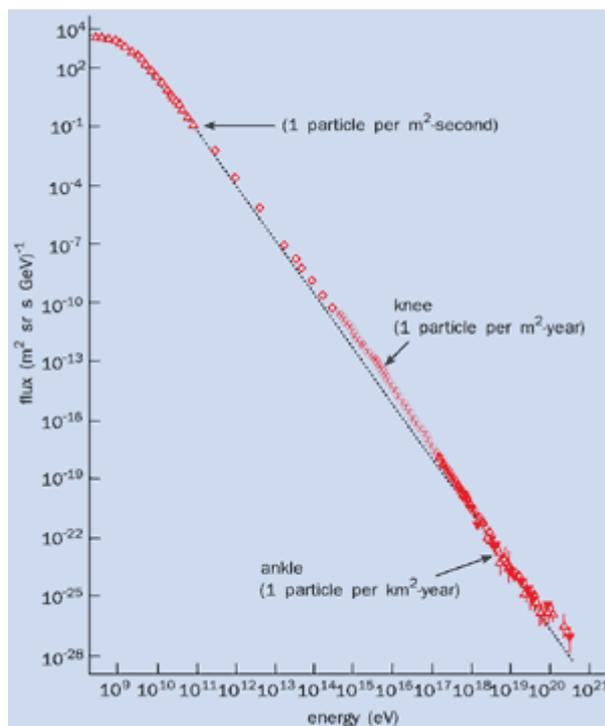


Figura 1.3 - Espectro de energia de Raios C3smicos Prim3rios [7]

Como pode ser visto na figura 1.4, a maior taxa de part3culas eletricamente carregadas 3 de m3ons verticais, cuja produ33o se inicia no intervalo de 15 a 20 km acima do n3vel do mar, e o maior fluxo de part3culas n3o carregadas 3 devido ao neutrino do m3on. Um detector horizontal recebe uma taxa de cerca de 1 m3on /cm²·s, sendo que essa taxa varia segundo uma fun33o de quadrado de cosseno do 3ngulo da incid3ncia com o z3nite. Estes m3ons s3o produtos secund3rios do processo de intera33o de raios c3smicos, principalmente pr3tons, com os 3tomos da alta atmosfera, gerando principalmente p3ons e, em menor escala, k3ons, que geram m3ons e neutrinos em intera333es secund3rias geralmente no seguinte padr3o:

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- \quad (1.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.3)$$

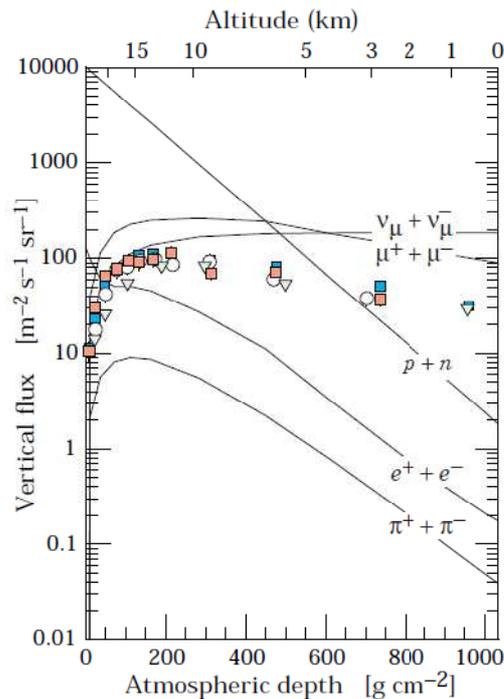


Figura 1.4 - Fluxo e composição de raios cósmicos secundários com altitude. Os pontos indicam medidas de múons negativos com energia maior que 1GeV de diversos experimentos [4, figura 24.3].

O fluxo de raios cósmicos primários, incidentes na atmosfera superior da Terra, varia segundo dois processos: o vento solar e o campo magnético que juntos envolvem a Terra desacelerando partículas, e removendo aquelas com energias abaixo de 1 GeV. O vento solar varia com a atividade do Sol, aleatória, mas apresentando ciclos de 11 anos. O campo magnético da Terra deflete raios cósmicos de modo que a intensidade de radiação cósmica depende da latitude, longitude, e ângulo azimutal. A variação se dá de leste para oeste devido à polaridade do campo geomagnético atuar na carga positiva dominante dos raios cósmicos primários. O campo geomagnético também torna o fluxo de raios cósmicos menor no Equador do que nos pólos, porque as partículas carregadas cósmicas tendem a se mover na direção das linhas de campo, e ocorre uma dependência longitudinal porque o eixo do dipolo geomagnético não é paralelo ao eixo de rotação da Terra.

O fluxo dos múons dos raios cósmicos secundários acompanha o dos raios cósmicos primários, porém com uma redução de acordo com o ângulo de incidência, devido a uma maior interação dos múons com a atmosfera e maior distância para decaimento, que é observada como proporcional ao quadrado do cosseno do ângulo zenital.

1.2 Neutrino [67]

1.2.1 História

Em 1911, um experimento realizado por von Bayer, Otto Hahn e Lise Meitner [8] sugeriu que a energia do elétron emitido no decaimento β apresentava um espectro contínuo, ao invés de discreto. Isto estava em aparente contradição com a Lei de Conservação da Energia já que, aparentemente, havia perda de energia durante o processo de decaimento.

Em 1927, Ellis e Wooster [9] estabeleceram, sem sombra de dúvidas, que o espectro do decaimento é, de fato, contínuo.

Sem o antineutrino, a conservação de energia requer que o elétron e o próton tenham, em conjunto, a energia do nêutron. Cada elétron deve, por isso, ser produzido com energia fixa, enquanto os experimentos mostraram que os elétrons não são mono-energéticos, mas apresentam-se em uma faixa contínua de energia. Esta faixa de energia corresponde exatamente ao estado final de três partículas que podem compartilhar energia, satisfazendo as leis de conservação.

Numa carta para a conferência de físicos em Tubingen (Alemanha) em 1930 [10], Wolfgang Pauli dirigiu-se aos *Liebe Radioaktive Damen und Herren* (Prezados Senhores e Senhoras Radioativos). Ele propõe um férmion que chamou de nêutron, com massa da ordem de grandeza da massa do elétron, e com carga elétrica zero, que também seria emitido no decaimento.

Quando Chadwick descobriu o nêutron, como o conhecemos hoje [11] em 1932, Fermi chamou de neutrino a partícula de Pauli, para diferenciá-la do nêutron pesado de Chadwick. A partir da comparação das formas observadas dos espectros, Fermi [12] e Perrin [13] postularam, em 1933, o neutrino sem massa. Em 1934, Fermi formalmente desenvolveu a teoria do decaimento [14], em um sistema da eletrodinâmica quântica de Dirac, Heisenberg e Pauli. Somente em 1956 Reines e Cowan [15] observaram diretamente o neutrino, pelo decaimento β inverso do nêutron produzido pela interação do neutrino com o próton, com a emissão de um pósitron, dada na equação 1.6, seguida pelo decaimento deste nêutron em um próton acompanhado pela emissão de um elétron e um antineutrino, dado na equação 1.7, através da detecção de luz produzida por cintilação pelo pósitron e da luz produzida pelo elétron, dentro da janela de tempo do decaimento do nêutron.

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.6)$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (1.7)$$

Como fonte de anti-neutrinos com energia de 1MeV, foi usado um reator nuclear, e como detector um tanque de cloreto de cádmio e água como alvo, e tubos fotomultiplicadores como detectores de luz. O detector tinha um grande volume e o reator fornecia um fluxo intenso de neutrinos, o que era necessário devido à baixíssima secção de choque deste processo, para produzir uma quantidade mensurável de eventos.

Em 1958, Goldhaber determinou a helicidade do neutrino [16], verificando que os mesmos são sempre levógiros. Em 1959, Davis demonstrou que ν podiam ser distinguidos de $\bar{\nu}_e$ [17]. Em 1960 um experimento conduzido por Lederman no acelerador AGS de Brookhaven [18] detectou um segundo tipo de neutrino: o ν_μ .

Em 1973, um experimento na câmara de bolhas Gargamelle do CERN descobriu interações de neutrinos na corrente neutra [19].

Experimentos com neutrinos solares iniciaram-se em 1968 por Davis [20], e observaram uma discrepância entre as previsões teóricas e o fluxo de neutrinos solares observado. Esta discrepância ficou conhecida como o problema do neutrino solar.

Experimentos realizados com neutrinos atmosféricos também apresentaram uma discrepância entre o fluxo de neutrinos observados e o fluxo esperado. Os experimentos observaram no fluxo de neutrinos atmosféricos que os neutrinos muônicos aparentemente desaparecem em comprimentos de propagação da ordem de centenas de quilômetros. Experimentos que mediram o fluxo de neutrinos solares mostraram resultados que sugeriam o desaparecimento dos neutrinos eletrônicos na propagação dentro do Sol, ou entre o Sol e a Terra. Este resultado levou Gribov e Pontecorvo [21], em 1968, a descreverem a oscilação de sabores caso os neutrinos tenham massa. O "desaparecimento" de neutrinos atmosféricos (ν_μ) e neutrinos solares (ν_e) não é fácil de explicar em termos de oscilação de neutrinos, a menos que pelo menos dois neutrinos tenham massa e se misturem. Isto não foi previsto pelo modelo padrão.

Em 1989, apenas alguns meses após o início da tomada de dados com o novo acelerador LEP do CERN, estudos sobre a vida média do bóson Z revelaram a existência de três famílias de neutrinos [22, 23, 24, 25]. O terceiro neutrino, entretanto, só foi observado diretamente em 2000 pelo experimento DONUT [26].

1.2.2 Propriedades dos neutrinos

Várias propriedades dos neutrinos já foram medidas, por exemplo:

1 - O experimento clássico de Wu [27], em 1957, determinou que as interações fracas violam a conservação de paridade. Este resultado, aplicado a neutrinos sem massa, leva a conclusão de que neutrinos devem ser polarizados, com helicidade +1 ou -1. Entretanto, em 1958 Goldhaber [16] mediu a helicidade do neutrino e observou que apenas neutrinos levógiros participam da interação fraca;

2 - Há apenas três tipos de neutrinos com acoplamento padrão ao Z e com massas menores que $45 \text{ GeV}/c^2$ [22, 23, 24, 25];

3 - Neutrinos satisfazem à conservação de número leptônico, o que significa que um neutrino está sempre associado a seu lépton carregado;

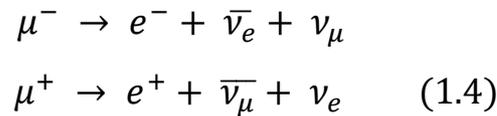
4 - As massas dos neutrinos não são conhecidas. Embora tenham sido tradicionalmente consideradas nulas, experimentos recentes indicam serem elas muito pequenas. A observação de oscilações de neutrinos é um indicativo de sua massa ser não nula. Alguns experimentos mediram limites de massa para os neutrinos, variando de acordo com o lépton associado (máxima de $2.2 \text{ eV}/c^2$ para o neutrino do elétron, $190 \text{ keV}/c^2$ para o neutrino do múon e $18.2 \text{ MeV}/c^2$ para o neutrino do tauon.

5 - Os neutrinos se deslocam oscilando entre tipos, ou sabores. Experimentos com neutrinos produzidos em aceleradores de partículas como o CERN e o Tevatron mostraram evidências fortes da existência destas oscilações [18].

1.3 Múon

O múon, segundo o Modelo Padrão, é uma partícula elementar da classe dos léptons, possui carga elétrica igual a do elétron, e^- (múons negativos), ou do pósitron, e^+ (múons

positivos), e massa de $105.7 \text{ MeV}/c^2$. Como os outros léptons (elétron e tau), possui um neutrino associado, denominado neutrino do múon. Seu tempo de vida em repouso é $t' = 2,197034 \pm 0,000021 \mu\text{s}$, decaindo segundo a equação 1.4 [5].



Neste trabalho, estamos interessados nos múons produzidos por raios cósmicos. Nos raios cósmicos os múons positivos são cerca de 20 a 30% mais comuns do que os negativos. Ambos interagem muito pouco com a atmosfera, onde se deslocam com velocidade próxima a da luz, de forma que sofrem transformações relativísticas [28], dadas em termos de energia e velocidade pelo fator de Lorentz:

$$\begin{aligned}t &= \gamma \cdot t' \\ t &= \frac{E}{m_0 c^2} \cdot t' \\ t &= \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot t'\end{aligned}\quad (1.5)$$

sendo v a velocidade relativística do múon, em m/s;

c a velocidade da luz, $299\,792\,458 \text{ m/s}$;

E a energia do múon em elétron-volt (eV);

m_0 a massa do múon em repouso, $105,658367 \pm 0,000004 \text{ MeV}/c^2$;

t' o tempo na referência do múon; e

t o tempo na referência do observador ao nível do mar.

Como os múons percorrem a atmosfera com velocidade próxima a da luz, a distância média percorrida da geração ao decaimento (de acordo com a mecânica clássica) é $t \times c = 2,197 \mu\text{s} \times 299\,792\,458 \text{ m/s} = 660\text{m}$. Considerando a transformação relativística do tempo dada na equação 1.5, para múons com energia tipicamente entre 4 a 20 GeV, temos $\gamma = E / (m_0 c^2) = 40$ a 200, e o tempo de decaimento assume valores entre 88 e 440 μs , e a distância

percorrida fica entre 26 a 130 km. Portanto, múons gerados por raios cósmicos raramente decaem desde sua geração até chegarem ao nível do mar, e, além disso, interagem pouco com a atmosfera, como se vê na figura 1.4. Logo, espera-se no detector Neutrinos Angra altas taxas de passagem ou decaimento de múons dentro do volume do detector, situado ao nível do mar. Por este motivo, a maioria dos experimentos de detecção de neutrinos tem seus detectores localizados em grandes profundidades, para reduzir este fluxo que tanto perturba a detecção de neutrinos.

Os múons cósmicos que passam no entorno do detector podem gerar nêutrons, seja por espalação ou por fissão nuclear devida à colisão de múons com átomos de materiais próximos ao detector, inclusive o ar. Estes nêutrons podem vencer a blindagem do detector de neutrinos e decair dentro dele e, portanto, precisam ser detectados pelo sistema de veto de múons. Por isso, no detector de múons para veto aqui considerado, formado por placas de plástico cintilador de resposta rápida que envolvem o detector principal, usam-se placas cintiladoras também cobrindo a área adjacente ao detector de neutrinos.

1.4 Detecção de múons cósmicos para sistema de veto

A detecção de raios cósmicos, além de servir a estudos de raios cósmicos, é necessária na maioria dos experimentos com partículas, como o de neutrinos, onde tem a função de veto. Os raios cósmicos interferem com produção de luz dentro do detector, bem como pela produção de nêutrons que penetrem no detector, gerados por espalação dos raios cósmicos com material circundante do detector de neutrinos, Tal detecção tem sido feita de vários modos [29]:

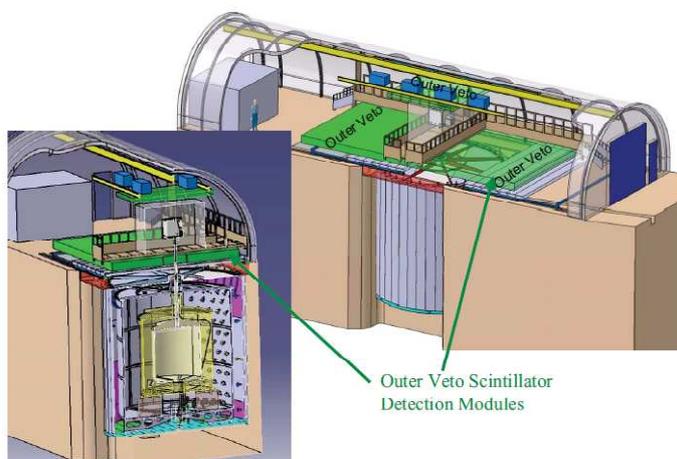
1 - visual, por sensibilização de emulsão fotográfica, câmara de bolhas ou câmaras de Wilson. Este foi seu começo histórico, e nele se baseou César Lattes em seu trabalho com raios cósmicos [30];

2 - por detecção de corrente elétrica de ionização em gases, como por exemplo, entre outros, detectores Geiger-Muller, câmaras de deriva (*drift chamber*), proporcionais (*proportional drift chamber*) ou de centelhamento (*spark chamber*), uma forma simples e econômica, utilizada de longa data até o presente momento;

- 3 - por detecção de luz criada por efeito Čerenkov em detectores de água ou de cintiladores líquidos, que exige detectores sensíveis e uma eletrônica mais elaborada, mais onerosa;
- 4 - por detecção de luz criada por luminescência, ou fluorescência, em cintiladores plásticos, mais simples e menos onerosa do que a anterior, e muito efetiva na cobertura de grandes áreas.

Nos sistemas de veto de experimentos com neutrinos geralmente empregam-se um dos dois últimos métodos, usando-se tubos fotomultiplicadores para detectar luz, e também detectores semicondutores como fotodiodos de avalanche, os quais são resfriados a baixas temperaturas.

Dos diversos detectores de neutrinos de reatores nucleares conhecidos, neste trabalho falaremos brevemente de três. O primeiro deles é o detector Double Chooz, esboçado na figura 1.5, com o qual o CBPF colabora [2], o que contribui para o desenvolvimento do detector Neutrinos Angra. Segundo o documento da proposta [6], o veto de múons é feito por um detector interno (*inner veto*) e outro externo (*outer veto*). O detector do veto externo consiste em placas cintiladoras com fibras ópticas cintilantes de deslocamento de frequência (*Wavelength Shifting Fiber – WLS*), as quais direcionam a luz gerada pelos cintiladores a tubos fotomultiplicadores de múltiplos ânodos (MAPMT - *Multianode Photomultiplier Tube*). Já o detector interno tem 78 PMTs (*Photomultiplier Tubes – Tubos Fotomultiplicadores*), imersas em óleo mineral dopado com flúor para provocar cintilação.



a)

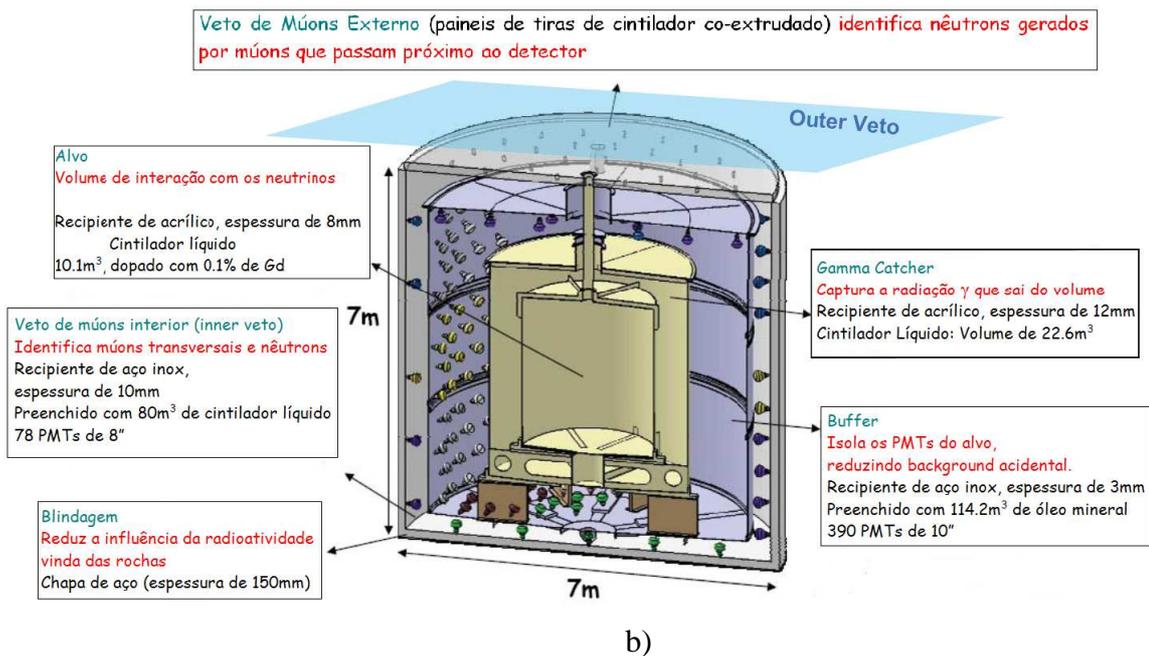


Figura 1.5. Detector Double Chooz: a) visão externa do detector, com destaque para o veto externo (outer veto); b) componentes do Detector Double Chooz

A figura 1.6 mostra detalhes do veto exterior, com vários planos de placas cintiladoras X & Y sobrepostos de modo a não permitir que se tenham espaços vazios entre os cintiladores. A ausência de espaços entre os cintiladores contribui para o aumento da eficiência de detecção dos múons.

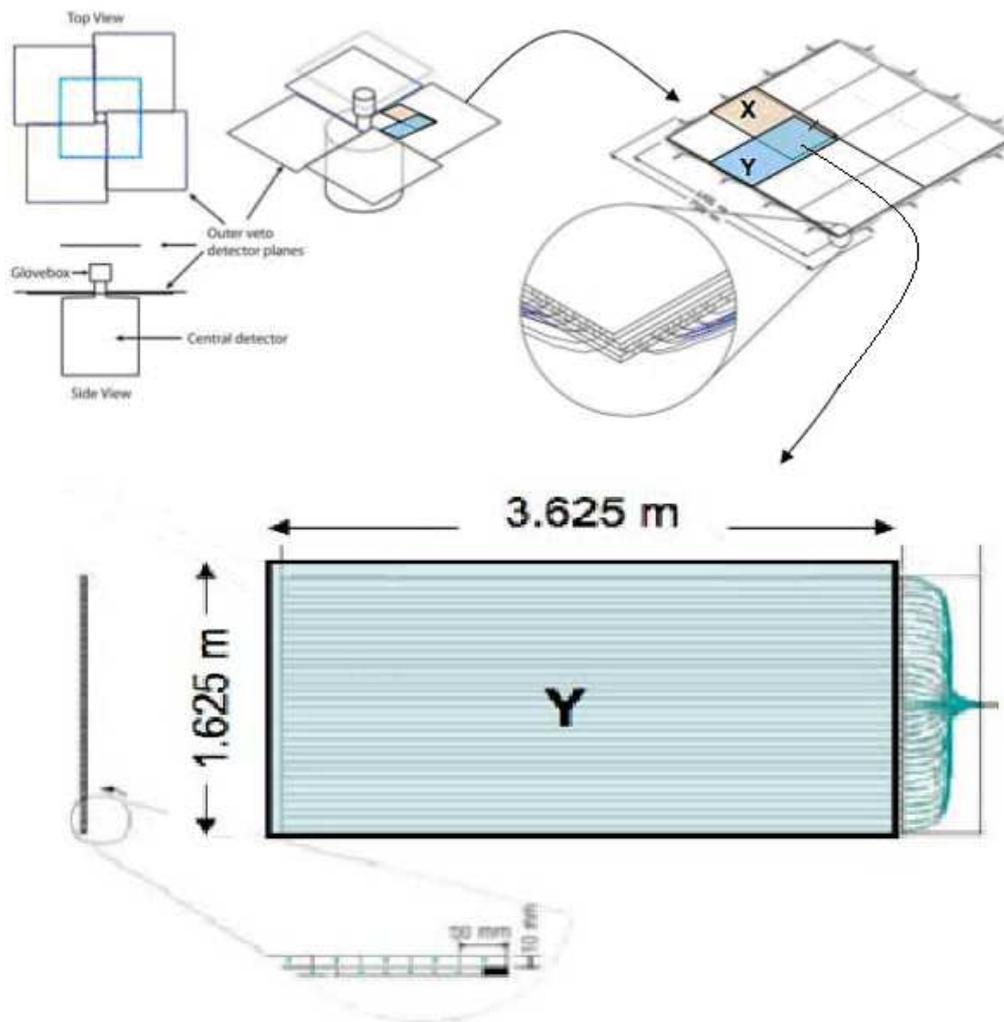


Figura 1.6 - Detector de Veto Exterior do Detector Double Chooz

O segundo detetor de neutrinos, Palo Verde [31], foi montado em um laboratório subterrâneo a 32 m.w.e. (*meter water equivalent*) de profundidade, para reduzir o fluxo de múons cósmicos. O fluxo de múons medido é de 22 múons / (m²·s).

O sistema de veto de múons é formado por 35 toneladas de cintilador líquido, contido em tanques de PVC, e cobre um ângulo sólido de 4π . Os tanques horizontais, de acordo como disposto na figura 1.7, são equipados com dois PMT's de 5" em cada extremidade, enquanto que nos laterais há um PMT de 8" em cada ponta. Os tanques de cintilador do sistema de veto estão montados em um conjunto de trilhos de modo a permitir o acesso ao detetor central. A taxa de veto total é de 2.5kHz.

O sistema de veto de múons gera um veto de hardware de 10 μ s. Isto é necessário para rejeitar eventos correlacionados, visto que os PMT's ainda estão ativos dentro de um determinado tempo após serem estimulados. Os dados do veto são gravados juntamente com

os dados dos eventos, permitindo que estes sejam estudados em *offline*, e sejam correlacionados com eventos de modo a identificar nêutrons criados durante o veto.

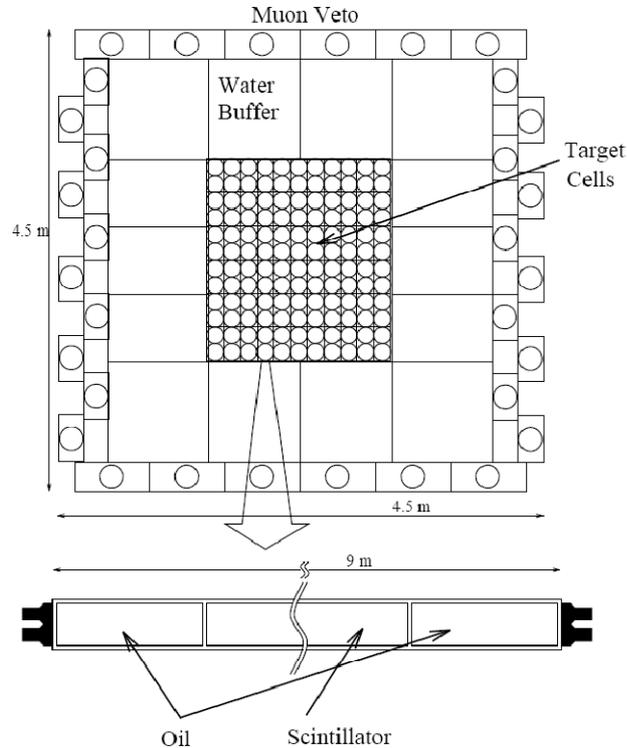


Figura 1.7 - Visão frontal do detector de Palo Verde. No centro estão os tanques de acrílico que contêm os cintiladores dopados com Gd (no detalhe, observa-se que os PMTs estão nas extremidades das células, e isolados dos cintiladores por uma camada de óleo), e na parte externa do conjunto o sistema de veto de múons.

O terceiro experimento, KamLAND (*Kamioka Liquid Scintillator Anti Neutrino Detector*) [32], tem como objetivo principal observar antineutrinos $\bar{\nu}_e$ oriundos de reatores nucleares. Foi montado no mesmo local do experimento desativado Kamiokande, utilizando como fonte de antineutrinos o grande número de reatores localizados a algumas centenas de quilômetros de distância. Este local fica no interior de uma rocha a 2700 m.w.e, resultando em uma taxa de múons de 0.34Hz no volume do detector. Este experimento apresentou evidências fortes da oscilação de neutrinos solares.

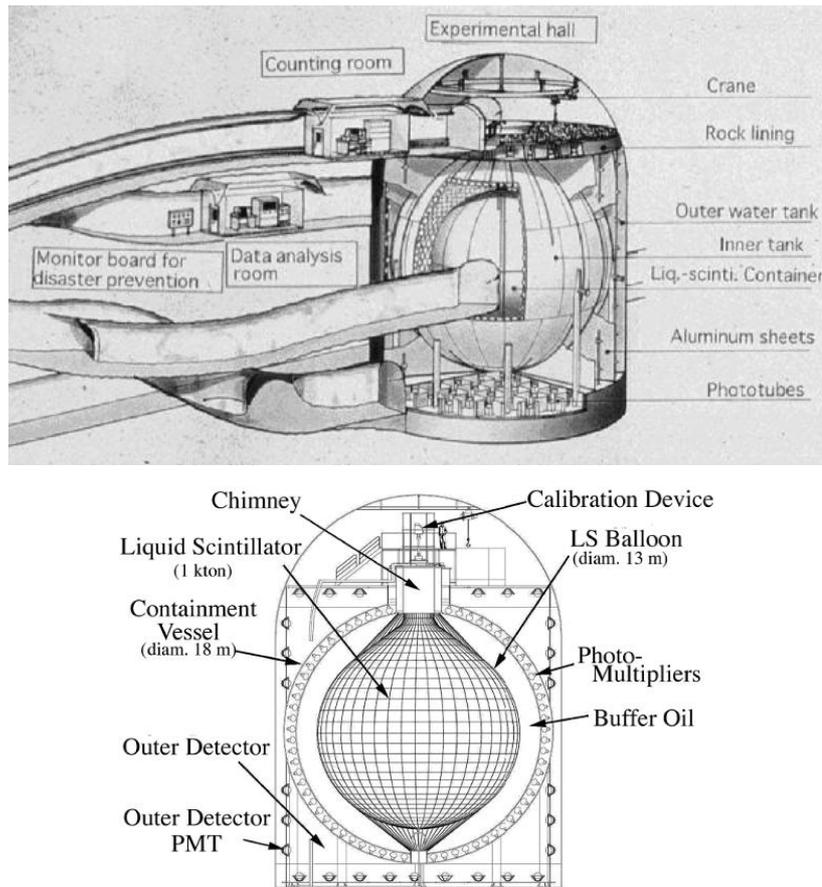


Figura 1.8 - Detector do experimento KamLAND, com túneis de acesso dentro da rocha, e seu corte longitudinal, mostrando o detector de neutrinos e o de veto de múons (*outer detector*).

A figura 1.8 mostra o esquema do detector de KamLAND. A esfera central, de 13 m de diâmetro, contém 1000 toneladas de cintilador líquido ultrapuro. Esta esfera fica suspensa com a ajuda de cabos de kevlar, e imersa dentro de um volume de óleo parafinado. Todo este conjunto está contido em uma esfera de 18m de diâmetro, a qual é o tanque interno (*inner tank*), feita de aço inoxidável. A face interna do tanque interno está coberta com uma matriz de 1879 PMT's, dos quais 1325 são PMT's rápidos de 17", e os 554 restantes são de 20", aproveitados do experimento anterior, Kamiokande [33]. O tanque interno está dentro de um tanque cilíndrico (*outer tank*), juntamente com 3200 toneladas de água. O tanque cilíndrico possui 225 PMT's de 20" em sua face interna, as quais, junto com a água, formam um detector de radiação Čerenkov, usado como veto de múons. A água deste tanque serve também como blindagem contra a radioatividade das rochas que envolvem o detector.

1.5 Detector Neutrinos Angra

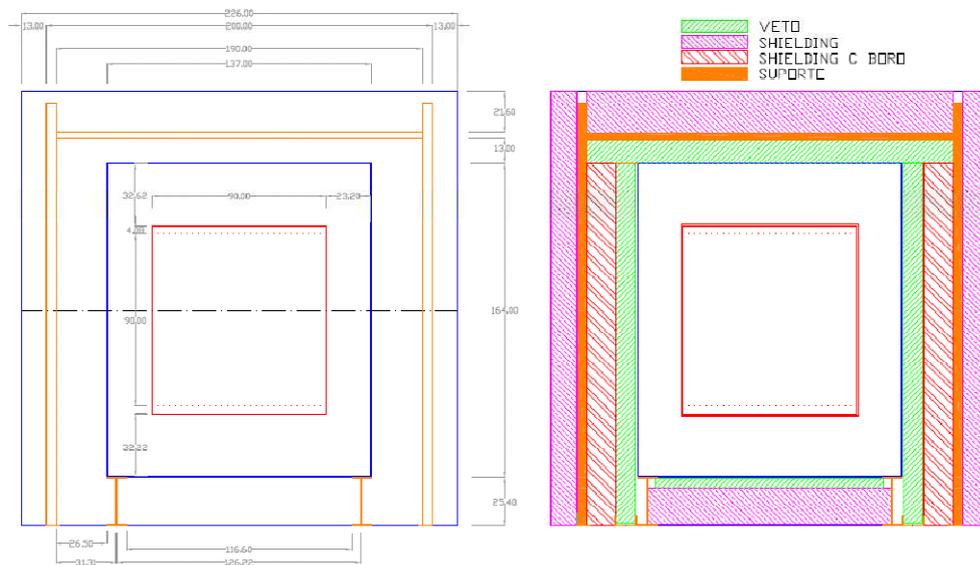


Figura 1.9 Desenho do detector Neutrinos Angra [34]

O detector Neutrinos Angra [1] está sendo construído com o intuito de observar o comportamento dos neutrinos gerados pela atividade do reator da usina Angra II. Serão analisados o fluxo de neutrinos e sua relação com a energia produzida pelo reator, bem como a mudança de sabor dos neutrinos. Como nos outros experimentos supracitados, será necessário detectar e traçar a trajetória, dentro do volume, de múons que o atravessem ou nele decaiam, bem como os que passam fora dele, porém próximos o suficiente para gerar, por espalçamento, nêutrons [2]. Para isso adotou-se a seguinte solução: criar um detector de posição para múons com placas de cintilador plástico, como mostram as figuras 1.10 e 1.11, formando uma matriz de detecção X & Y. A coincidência de sinais de placas cintiladoras ortogonais, correspondendo às posições X e Y [35, 36], será o indicativo da passagem de um múon pelo detector de neutrinos.

As placas cintiladoras contêm, centralizada na sua largura de 5cm, e ao longo de seu comprimento de cerca de 2m, fibras WLS, que coletam fótons na faixa espectral da luz azul e ultravioleta, gerados pelas placas, e com eles geram fótons com comprimento de onda na faixa do verde. Estes são guiados para os fotocátodos de um MAPMT, os quais têm área quadrangular de 2 a 4 mm de lado, compatível com o diâmetro da fibra [37, 38, 39]. Estes tubos apresentam eficiência quântica maior na faixa de frequências correspondente à luz azul e à luz verde, ou seja, entre 400 e 500nm. A perda de fótons (devida à grande diferença de áreas entre a fibra WLS e a placa de cintilador plástico, e à baixa eficiência de coleta de luz das fibras

WLS), é compensada pelo ganho de fótons devido à compressão de energia no espectro de frequência, tal como explicado no capítulo 2.

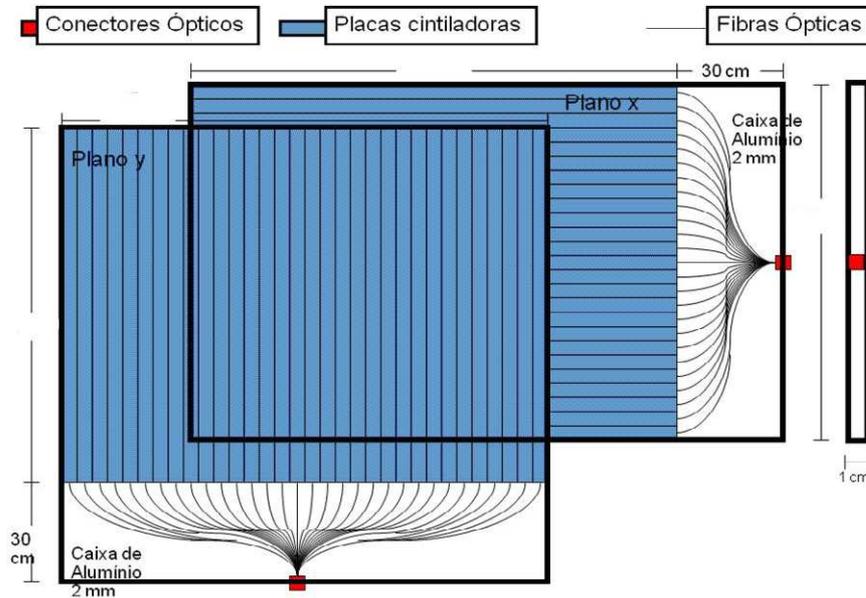


Figura 1.10 - Detalhamento das placas que envolvem o detector de neutrinos, usando cabos de fibras claras para o MAPMT e eletrônica em caixas externas.

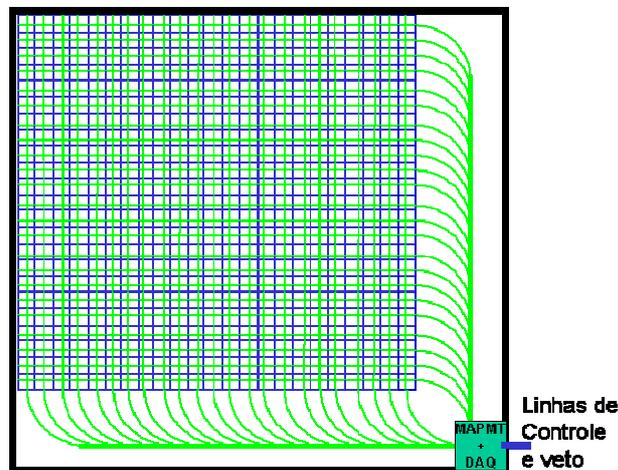


Figura 1.11 Detector XY de múons, com o MAPMT e eletrônica embutidos junto com os cintiladores.

Os sinais luminosos das fibras WLS, depois de transformados em sinais elétricos pelo MAPMT, passam por amplificadores rápidos e são discriminados em níveis controlados, de modo a eliminar o ruído eletrônico. A eletrônica de coincidência processa esses sinais, de modo a produzir o veto para o sistema de aquisição de dados do detector de anti-neutrinos [36]. Espera-se para este detector ter uma eficiência de detecção de múons cósmicos superior a 90%.

A eletrônica associada a este detector deve processar os sinais analógicos dos MAPMT e gerar, com alta eficiência e rapidez, sinais de veto para o sistema de trigger da aquisição de dados. Os sinais dos MAPMT devem ser amplificados com boa estabilidade no tempo e em uma larga faixa de temperatura, discriminados com rapidez em relação a um nível estabelecido remotamente, e também amostrados individualmente para fins de depuração. Os sinais discriminados podem ser verificados em coincidência antes de serem enviados para o sistema de trigger, pela mesma FPGA que controla e monitora os circuitos, incluindo medida de temperatura.

Para fins de teste, estamos montando um detector de múons formado por 4 planos de placas cintiladoras feitas no Fermilab [35], cada um com 16 placas cintiladoras de dimensões 80 x 5 x 1 cm, nelas embutidas fibras Kuraray Y-11, em arranjo como o dado na figura 1.10. O conjunto ao todo tem uma área ativa de detecção de raios cósmicos de 80 cm x 80 cm. O tubo fotomultiplicador utilizado é o Hamamatsu H7546A [38], cujos sinais elétricos são amplificados, discriminados e levados a uma lógica de coincidência dos sinais X e Y dentro de uma janela de tempo correspondente ao máximo atraso dos sinais, por circuitos desenvolvidos e montados no CBPF [36]. Os sinais resultantes das coincidências em cada plano XY vão, por sua vez, serem verificados em coincidência para determinação das trajetórias seguidas pelo múons entre os dois planos, dentro do intervalo de tempo de vôo daqueles. O conjunto pode girar de modo a se medir o fluxo em diferentes ângulos com o zênite.

Este esquema de detecção XY gera sinais fantasmas em detecções múltiplas, e tem pontos cegos na intersecção dos isolamentos ópticos que recobrem as placas. Isto pode ser resolvido usando dois planos orientados paralelamente, superpostos, e detectando a luz de cada fibra óptica nas duas extremidades de modo a medir o retardo entre ambos os sinais para se obter a posição, como visto na figura 1.12. As placas cintilantes de cada plano ficam em paralelo, mas deslocadas em metade de sua largura. Desta forma se eliminam os pontos cegos entre as placas e se consegue uma precisão lateral por coincidência duas vezes maior, além de eliminar sinais de múons atravessando a fibra WLS fora dos planos cintiladores. A determinação da posição da partícula detectada é feita por medidas com conversores digitais de tempo (*Time to Digital Converter* – TDC), que podem ser montados junto com a lógica de coincidência em uma FPGA.

Por exemplo, uma placa cintiladora com 80 cm de comprimento e 5 cm de largura, com velocidade de propagação de luz $0,6 \cdot c = 1,8 \cdot 10^{10}$ cm/s, pode permitir detecção de posição longitudinal igual a da posição lateral ($d=2,5$ cm), com uma TDC que discrimine

minimamente $dt = d / c = 2,5 / 1,8 \cdot 10^{10} = 138,9$ ps, possível de se implementar em FPGA. O tempo t máximo de atraso de luz é de $80 \text{ cm} / 1,8 \cdot 10^{10} = 4,5$ ns, considerando que a partícula atinja o conjunto fibra óptica-placa cintiladora em uma das pontas. Portanto, tem-se assim uma resolução de cerca de 9 bits na determinação de posição longitudinal e 5 bits na lateral. O esquema é flexível para permitir uma gama de soluções, como passar a mesma fibra por duas placas, de modo a ter a detecção de luz em apenas um lado do plano das placas. Dobra-se o tempo máximo a ser medido e reduz-se à metade o número de fotodetectores necessários, tal como mostrado na figura 1.12a. Na figura 1.12b as placas de cintilador são vistas em corte vertical, onde se vêem os sulcos para a passagem das fibras WLS.

A fotodetecção será feita por MAPMTs do tipo M64 (com 64 fotocátodos independentes), pela capacidade de detectar fótons com alta precisão temporal, a um custo muito reduzido. Para amplificação, discriminação e aquisição dos sinais em corrente destes MAPMTs, desenvolveu-se no CBPF circuitos eletrônicos rápidos, muito compactos e de baixo custo por canal, descritos no capítulo 4.

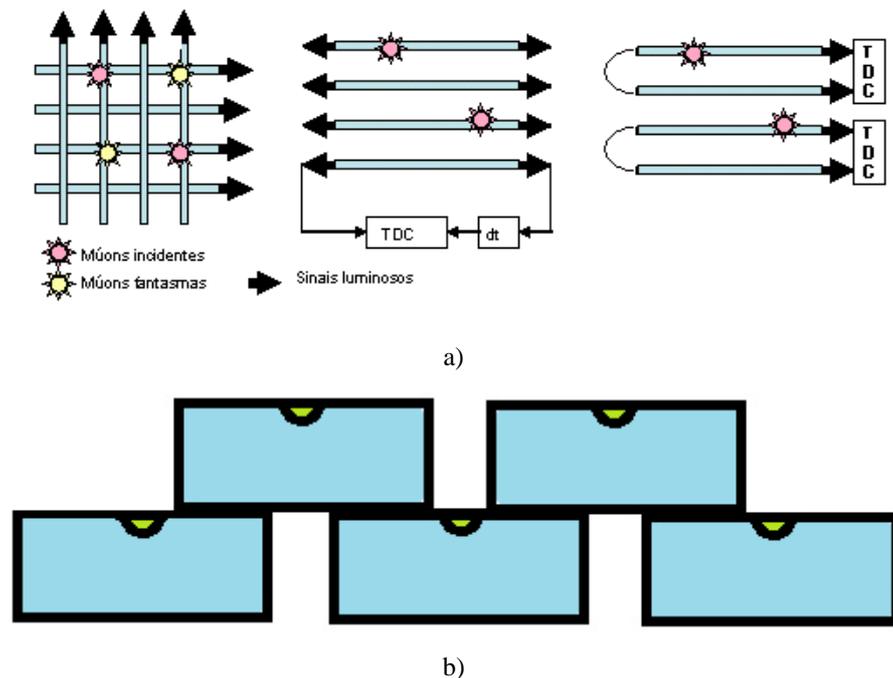


Figura 1.12 – a) Esquemas de detecção de posição dentro da matriz XY; b) disposição das placas de cintilador quando do uso do esquema com TDC.

O objetivo desta dissertação de mestrado é apresentar o projeto, construção e operação de um sistema de teste e caracterização para os componentes do sistema de veto de múons do detector Neutrinos Angra: os tubos fotomultiplicadores, as placas plásticas cintiladoras com as fibras ópticas WLS e a eletrônica de aquisição de dados e geração de veto. Este trabalho de

caracterização ajudará a embasar a proposta para o sistema de veto de múons do detector de neutrinos, e também desenvolver sua eletrônica analógica.

Neste primeiro capítulo foi apresentada uma breve revisão do problema e dos sistemas de veto de múons para detectores de neutrinos, inclusive o Neutrinos Angra.

No segundo capítulo estudam-se os componentes propostos para o sistema de veto de múons, de modo a expor todas as exigências que devem ser atendidas para o teste destes componentes.

No terceiro capítulo são apresentados os sistemas de teste montados para os tubos fotomultiplicadores H7546A (MAPMT) e R5912 (PMT de 8”) da Hamamatsu. Este último é o modelo proposto para o detector principal do projeto Neutrinos Angra, e com ele foram feitas as primeiras medições com base em experimentos de fóton único (*single photon*) gerado por um LED azul, e experimentos de radiação Čerenkov provocada por raios cósmicos. Os testes foram feitos com o único tubo disponível, mas se teve acesso à base de dados dos projetos MINOS e Minerva, relativos a testes de centenas de MAPMT Hamamatsu da mesma família da H7546A. Os testes focalizaram os parâmetros importantes para determinação da eficiência do detector de múons, como ganho e corrente de escuro.

No quarto capítulo são descritos os circuitos eletrônicos desenvolvidos para a eletrônica de aquisição de dados do sistema de veto de múons do detector Neutrinos Angra, e que foram testados ao longo deste trabalho.

No quinto capítulo são descritos os resultados dos testes realizados nos cintiladores com fibras óticas, nos PMTs e na eletrônica associada.

No sexto capítulo se conclui sobre o trabalho, expondo os resultados obtidos, e apresenta-se uma proposta de sistema de veto para o experimento Angra Neutrinos.

2 Componentes e protótipos para o sistema de veto de múons

2.1 Plásticos cintiladores e fibras WLS

Este trabalho focaliza o uso de placas de cintiladores plásticos dopados de tal modo que os átomos dopantes, ao serem excitados pela passagem de múons, geram fótons com comprimento de onda predominantemente na faixa da luz azul e ultravioleta, fótons "azuis". Estas placas têm embutidas fibras cintilantes WLS. Estas fibras são dopadas de modo a emitirem, por fluorescência, a partir de fótons de energia mais alta emitidos pelas placas e capturados pelas fibras, fótons com comprimento de onda na faixa de luz verde. Estes fótons "verdes" são então transportados pela fibra até o fotocátodo de tubos fotomultiplicadores, que os converte em pulsos elétricos, que são amplificados, discriminados e processados.

2.1.1 Placas cintiladoras

Um cintilador é um material com as propriedades de radioluminescência, que emite fótons quando excitado por radiação ionizante (fluxo de partículas carregadas eletricamente tais como elétrons e íons) ou partículas de carga neutra (por ex. fótons e nêutrons) com energia suficiente para excitar os átomos do material. O processo é chamado fluorescência quando a reemissão é imediata e os elétrons excitados retornam ao estado inicial rapidamente, em menos de 10ns. Mas quando os elétrons ficam em um estado excitado metaestável por um tempo que pode durar entre poucos microssegundos a horas, dependendo do material, ocorre a fosforescência, com uma reemissão demorada de fótons (*after-glow*) [40].

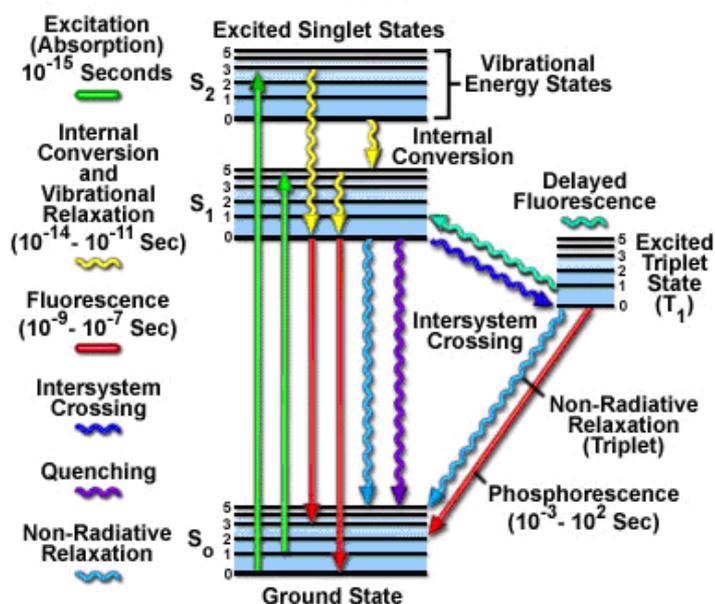


Figura 2.1 - Diagrama de energia para luminescência (fluorescência e fosforescência) [40]

Tabela 2.1 - Eventos no tempo em processos de fluorescência [40]

Transição	Processo	Tempo (s)
$S(0) \Rightarrow S(1) \text{ or } S(n)$	Absorção (Excitação)	10^{-15}
$S(n) \Rightarrow S(1)$	Conversão Interna	$10^{-14} \text{ to } 10^{-10}$
$S(1) \Rightarrow S(1)$	Relaxação Vibracional	$10^{-12} \text{ to } 10^{-10}$
$S(1) \Rightarrow S(0)$	Fluorescência	$10^{-9} \text{ to } 10^{-7}$
$S(1) \Rightarrow T(1)$	Passagem Intersistema	$10^{-10} \text{ to } 10^{-8}$
$S(1) \Rightarrow S(0)$	Relaxação Não-Radiativa (Quenching)	$10^{-7} \text{ to } 10^{-5}$
$T(1) \Rightarrow S(0)$	Fosforescência	$10^{-3} \text{ to } 100$
$T(1) \Rightarrow S(0)$	Relaxação Não-Radiativa (Quenching)	$10^{-3} \text{ to } 100$

O processo básico de fluorescência ocorre em 3 eventos, em escalas de tempo muito separadas. Primeiro a excitação de uma molécula por uma partícula incidente, que ocorre em cerca de 10^{-15} s, seguido de uma relaxação vibracional de moléculas em estado de excitação para níveis mais baixos de energia, processo que ocorre em picosegundos. Finalmente, a emissão de um fóton com o retorno da molécula ao estado fundamental, que ocorre em nanosegundos. O diagrama da figura 2.1 mostra os níveis de energia de uma molécula orgânica. A radiação é absorvida gerando uma vibração molecular para o estado *singlet* (singlete) S_1 . Segue-se a fluorescência, ou **componente rápida da luminescência** de cintiladores, uma desexcitação molecular para o estado fundamental S_0 . Os estados excitados

triplets (triplete) T_1 , T_2 e T_3 podem ser alcançados por diversos meios, e eles decaem em tempos muito mais longos do que os estados *singlet*, resultando na chamada **componente lenta da luminescência**. Os estados rápidos e lentos são ocupados em proporções diferentes, dependendo da perda de energia da partícula (dE/dx). A intensidade da luz produzida por estes estados, portanto, depende da característica dE/dx da partícula no cintilador. Isso torna possível identificar partículas detectadas, observando e discriminando a forma do pulso de luz resultante, especificamente a diferença na forma de onda do pulso que ocorre no lado descendente deste, associado ao decaimento dos estados excitados.

As placas cintiladoras FNAL aqui estudadas foram construídas no Fermilab [35], e têm espessura de 1 cm, largura de 5 cm e comprimento entre 80 e 160 cm. Estes cintiladores operam por luminescência, especificamente fluorescência, quando da passagem de múons, que por serem partículas carregadas provocam interações eletromagnéticas e excitam os átomos de impurezas que emitem fótons ao relaxar, segundo o espectro dado na figura 2.2. Esta figura também mostra, de forma comparativa, a dispersão da resposta de luz do cintilador FNAL na passagem de partículas carregadas, esperada para um único lote de placas [35]. As placas dentro das especificações, indicadas por *good strip*, tem fluorescência menor do que as placas feitas com cintilador comercial de boa qualidade (*reference*), mas bem acima das placas do lote fora de especificação (*bad strip*). Nesta figura se apresenta também a contribuição de cada dopante orgânico utilizado, em termos de picos de resposta luminosa.

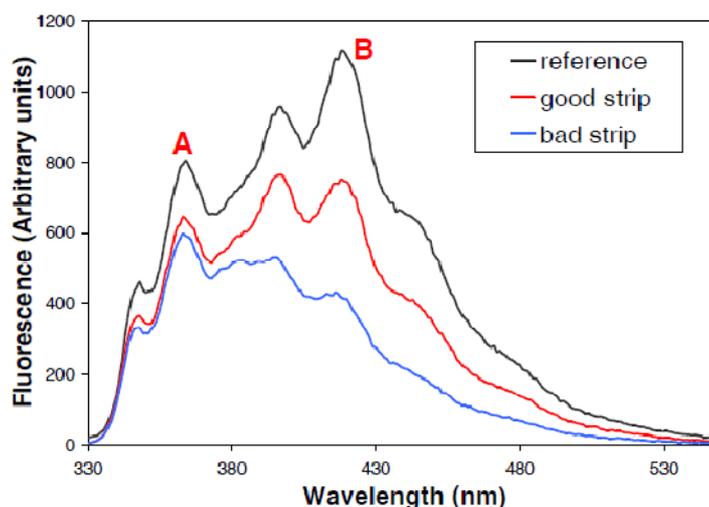


Figura 2.2 - Espectro de fluorescência do cintilador FNAL, dopado com 1% PPO e 0.03% POPOP, com emissões máximas respectivamente a 365 nm (A) e 420 nm (B) [35].

A luz produzida em moléculas de impurezas, centros de fluorescência, é transmitida pelo plástico base (polietileno), sendo atenuada com a característica espectral indicada na figura 2.3, que mostra que parte considerável da luz produzida é perdida por filtragem

espectral no plástico. Além disso, absorve os fótons dentro da faixa de transmissão segundo um comprimento de atenuação da luminescência rápida de cerca de 5 cm, e de 24 cm para a luminescência lenta [35, 41].

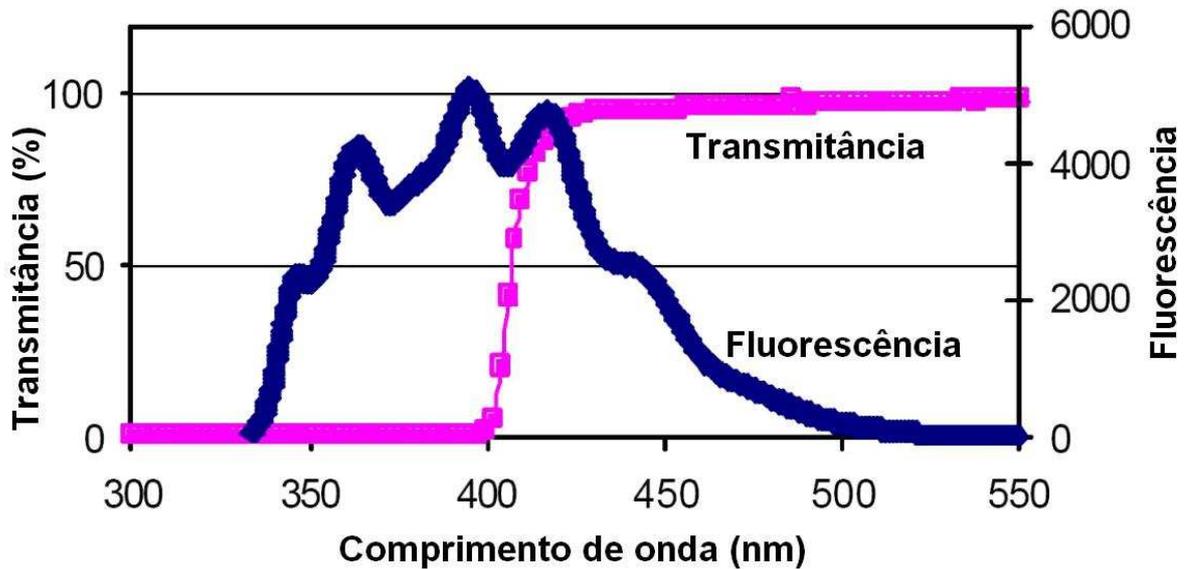


Figura 2.3 - Comparação dos espectros de transmitância e fluorescência do cintilador FNAL [42]

Já foram adquiridas placas com dimensões de $160 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$ para a construção do detector para veto de múons do detector Neutrinos Angra. Elas estão sendo testadas no CBPF em câmaras escuras, tendo embutidas fibras WLS Kuraray Y11 [43], terminadas de um lado em fitas refletivas que também refletem a luz do cintilador, e de outro lado em fotocátodos de uma MAPMT H7546A, cuja saída é conectada diretamente a um osciloscópio digital de 2,5 GSa/s. O teste visa estabelecer uma base de dados com medidas comparativas para fins de seleção das placas cintiladoras, de fibras WLS e de formas de acoplamento óptico.

Observa-se que as placas adquiridas têm ao longo do seu comprimento um orifício central para receber a fibra WLS, que se situa a 2,5 cm das extremidades, bem abaixo do comprimento de atenuação da placa cintiladora.

Para otimizar e uniformizar a transferência de luz para a fibra WLS, situada no orifício que apresenta uma variação visível de diâmetro, forma e rugosidade, optou-se por preencher este orifício com composto para acoplamento óptico do tipo BC 600 Optical Cement da Saint Gobain [44].

Estas placas estão sendo testadas de forma integrada com as fibras ópticas WLS e os MAPMT disponíveis, dentro de uma câmara escura, com o uso de um gerador de fóton único e também com o uso de radiação cósmica natural.

Está sendo montado também um protótipo de detector de múons com 4 planos de 16 placas FNAL de $80 \times 4 \times 1 \text{ cm}^3$, doados pelo grupo de desenvolvimento do detector AMIGA do Laboratório de Argonne em Chicago, EUA. Este protótipo deve operar com uma MAPMT Hamamatsu H7546A, e protótipos de circuitos eletrônicos desenvolvidos no CBPF.

2.1.2 Fibras plásticas cintiladoras WLS

Como a área do fotocátodo de um MAPMT é pequena (quadrado da ordem de unidades de mm^2), a transferência da luz gerada pelas placas cintiladoras para os MAPMT se dará por meio de fibra plástica cintiladora do tipo WLS, cujo diâmetro se considera entre 1 e 1.5 mm, aproximadamente. Ao receber luz no comprimento de onda do azul, a fibra WLS emite no verde, que ainda está dentro da faixa de melhor eficiência quântica da MAPMT, e permite um ganho de conversão por compressão do espectro de frequência [45], compensando a perda de fluxo luminoso por diferença de área de superfície dos cintiladores para a área do fotocátodo.

A fibra cintiladora WLS opera por fluorescência, absorvendo fótons emitidos pela placa cintiladora, emitindo e conduzindo fótons com menor energia e comprimento de onda maior para um dos fotocátodos do MAPMT. Observa-se na figura 2.4 que tanto a absorção como a emissão de luz se dá em uma faixa limitada do espectro. O espectro de absorção da fibra Y-11 da Kuraray [43] tem dois picos: um em torno de 425nm e outro em 450nm, ficando no intervalo de perda de 50% da emissão luminosa do cintilador do Fermilab. Já o pico de emissão da fibra fica em 475nm, comprimento de onda para o qual a eficiência quântica da fotomultiplicadora Hamamatsu H7546A é cerca de 20% [38]. Esta é a razão do uso das placas FNAL, associadas à fibra óptica cintiladora WLS Kuraray Y-11, serem utilizadas por diversos experimentos como CDF, MINOS, Minerva, entre outros.

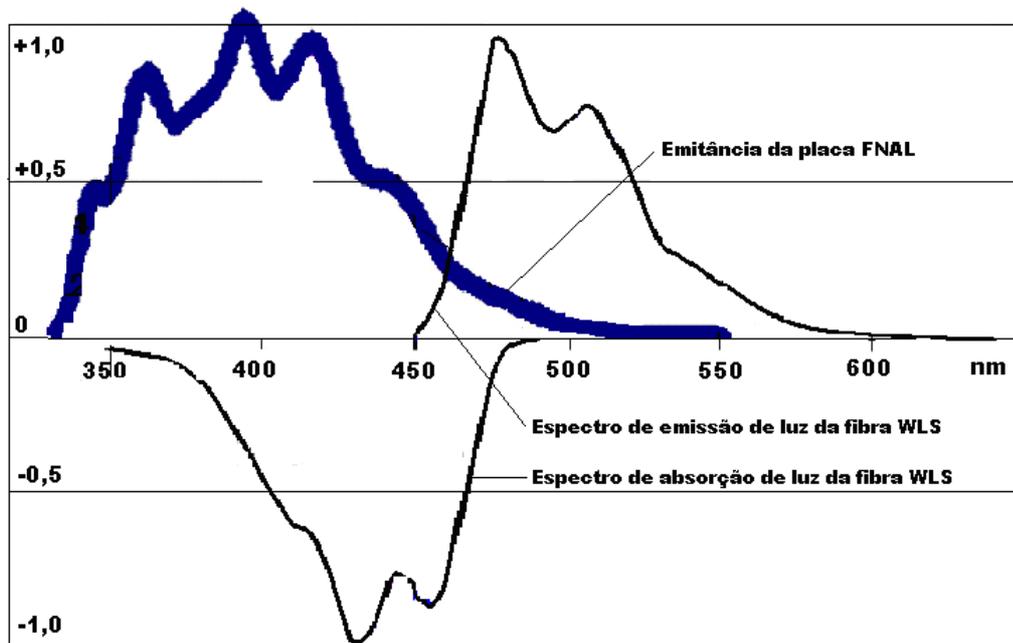


Figura 2.4 - Espectro luminoso de absorção/emissão da fibra WLS Kuraray Y-11 e da placa FNAL.

Para entender o ganho óptico que se tem ao usar fibras WLS, deve-se entender que um fóton tem energia luminosa (em joules) definida por $E = h\nu$, sendo $h = 6.6 \cdot 10^{-34}$ J·s (constante de Planck) e ν a frequência (em Hz). Como $\nu = c \cdot \lambda^{-1}$, onde $c = 3 \cdot 10^8$ m/s é a velocidade da luz com comprimento de onda λ (em m), tem-se

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1.98 \cdot 10^{-25}}{\lambda} \quad (2.1)$$

A cor azul corresponde à luz com comprimento de onda de 475 nm, logo temos $E_a = 4.17 \cdot 10^{-19}$ J, e para luz verde a 510 nm, $E_v = 3.88 \cdot 10^{-19}$ J. Quando fótons "azuis" entregam energia a átomos dopantes da fibra óptica cintilante WLS, esses átomos estão a uma energia térmica ambiente de $E_t = kT$, $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ J·K⁻¹, sendo T a temperatura em Kelvin, e portanto a 27°C (T= 300K), $E = 4.14 \cdot 10^{-21}$ J.

Os elétrons associados a estes átomos estão como em um gás de Boltzmann, sem interferir um com o outro, o número deles depende exponencialmente da temperatura, segundo a relação

$$N_V = N_A \cdot e^{\frac{-(E-E_0)}{kT}} \quad (2.2)$$

onde e é a base do logaritmo natural, N_A é o número de fótons "azuis", N_V é o número de fótons "verdes", E_0 é o nível de energia de referência e E é a energia térmica ambiente.

Para uma dada energia armazenada no material, a probabilidade de encontrar um elétron em um determinado nível de energia diminui com o aumento deste nível de energia. Como a energia entregue ao material cintilante por um fóton "azul" é maior do que a necessária para criar um fóton "verde", isto faz com que mais elétrons dele se excitem, em número exponencialmente proporcional à energia luminosa em relação à térmica, de acordo com a equação (2.2).

Considerando o melhor caso, no qual toda a energia luminosa é usada apenas para excitar elétrons capazes de gerar fótons "verdes", e fazendo $E_0 = E_a - E_v$ em (2.2), tem-se a relação $N_V / N_A = 1106$ entre o número de fótons "verdes" gerados pelos "azuis" e o número destes.

O material da fibra WLS tem capacidade de absorver energia em uma banda de comprimento de onda, e de emitir esta energia em outra banda de comprimento de onda de energia mais baixa e, portanto, pelo princípio de conservação de energia, vai emitir esta energia mais baixa com mais intensidade. Contudo, este é um processo distribuído em faixas de energia de absorção e emissão, e as perdas por energia não luminosa são convertidas em calor ou vibração atômica, com luz incidente na fibra absorvida até certo grau. Sendo assim, quanto mais espessa a fibra, maior a probabilidade de absorção. A luz é conservada também até certo grau, pois o fóton pode escapar da fibra; por isso fibras com múltiplas camadas (*multiclad*) têm melhor eficiência, pois diminuem a probabilidade de um fóton escapar do núcleo da fibra.

Além disso, há a perda de luz ao longo da fibra, na medida do fator de transmissão desta, ou pelo contrário, a atenuação da luz na propagação pela fibra, diminuindo a luz que chega ao foto-detector. Esta perda de luz é maior nas dobras da fibra, e por isso existe um limite no raio de curvatura mínimo que uma fibra pode ter. As fibras tipo S da Kuraray tem metade do limite das demais fibras de mesma dopagem e diâmetro, como se vê na tabela 2.2.

Tabela 2.2 - Raio de curvatura das fibras ópticas plásticas WLS Y-11 da Kuraray [46]

Type	2mmφ	1mmφ	0.8mmφ	0.5mmφ
S Type	200mm	100mm	80mm	50mm
Non-S Type	400mm	200mm	160mm	100mm

A interferência luminosa entre canais que pode ocorrer devido à perda na curvatura das fibras WLS é muito séria, pois a luz emitida por uma fibra fora da placa cintiladora FNAL, dentro do plano detector, pode atingir as fibras vizinhas, que absorverão a luz e a transmitirão à MAPMT, criando um sinal espúrio de interferência cruzada (*crosstalk*), que afeta a sensibilidade e eficiência do detector. Daí a conveniência de se usar o tipo S da fibra Y-11 da Kuraray e também a necessidade de se isolar opticamente as partes das fibras fora dos cintiladores aplicando um material plástico opaco, de preferência um tubo termo-contrátil ou, dependendo da espessura da camada, aspergindo tinta plástica sobre as fibras.

Outro parâmetro da fibra plástica WLS é o polimento de suas terminações, que deve ser considerado desde seu corte, preferencialmente feito com lâmina afiada aquecida, até o polimento, a ser feito em duas etapas em uma politriz rotativa circular, a primeira com lixas finas e a segunda com pastas abrasivas. Fazendo polimento manual com lixas 200 e depois com solução de alumina (particulado de $5.0\mu\text{m}$ e $0.05\mu\text{m}$), consegue-se um acoplamento óptico funcional, porém o grau de polimento deixa a desejar, como se vê na figura 2.5, em fotografias tiradas com microscópio Veho VMS-001 USB com aumento de 200 vezes, das fibras WLS Kuraray Y-11 de 1,2 mm de diâmetro. Na figura 2.5a, o polimento da fibra não surtiu efeito, pois há muitas ranhuras e resíduos de algodão, enquanto que na fibra mostrada em 2.5b há maior regularidade na superfície. É necessário, portanto, sistematizar a técnica de corte e polimento de modo a obter maior uniformidade da superfície das fibras. O Fermilab utiliza a técnica de *ice polishing* para o polimento das fibras óticas utilizadas em seus experimentos [47].

Por este motivo, e pelo fato da perda por acoplamento óptico afetar consideravelmente a sensibilidade e eficiência do detector de múons, recomenda-se que o teste das fibras seja feito com as mesmas inseridas nas placas FNAL, estas irradiadas com uma fonte radiativa ou por raios cósmicos e dentro de uma câmara escura, com a luz sendo detectada por um sistema eletrônico de aquisição de dados, com MAPMT, para verificação da amplitude de pico dos pulsos produzidos, medida de tempo e interferência cruzada entre canais.

Sugere-se no futuro um estudo mais detalhado para melhorar a eficiência de detecção de múons, onde o polimento venha a ser feito, por exemplo, com o uso da politriz circular do CBPF com lixas de 20" de granulometria 600 e 1200, e depois pastas abrasivas de 1 micron e após 1/4 de micron.



a)



b)

Figura 2.5 - Amostras de duas fibras polidas manualmente no CBPF para uso no sistema de teste.

2.2 Tubos fotomultiplicadores [29, 37]

O tubo fotomultiplicador (PMT – *Photomultiplier Tube*), ou simplesmente fotomultiplicadora, é uma válvula de vidro hermeticamente fechada, com pressão interna típica em torno de 10^{-4} Pa (vácuo). Seu objetivo é realizar a detecção de luz por meio do efeito fotoelétrico; conseqüentemente, a luz será detectada em termos de partículas (fótons), com energia definida em função do comprimento de onda.

Como mostra a figura 2.6, em seu interior há um cátodo sensível à luz (fotocátodo), eletrodo de foco, um ânodo e elementos multiplicadores de elétrons (dinodos).

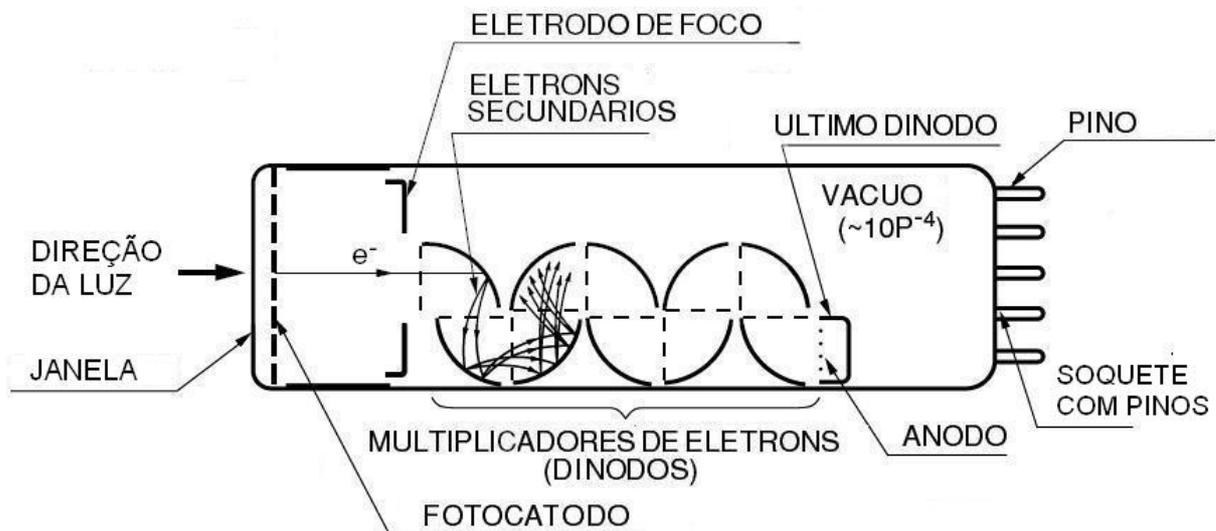


Fig. 2.6 - Esquemático genérico de um tubo fotomultiplicador [37].

A luz atravessa a janela, a qual é feita com material transparente à radiação a ser observada e, ao atingir o fotocátodo, os fótons transferem energia ($E=h\nu$) aos elétrons que ocupam a banda de valência do material do fotocátodo. Caso a energia seja suficiente para que o elétron atravesse o *gap* entre a banda de valência e a banda de condução, ele será emitido em direção ao vácuo (efeito fotoelétrico externo). A partícula resultante deste processo, chamada de fotoelétron, será acelerada no vácuo pelo eletrodo de foco em direção ao primeiro dinodo, o qual está em um potencial elétrico maior que o do fotocátodo. Ao atingir o primeiro dinodo, o elétron provoca uma segunda emissão, isto é, um novo desprendimento de elétrons. Estes elétrons irão provocar outra emissão no segundo dinodo, e processo irá se repetir nos dinodos seguintes, caracterizando uma multiplicação de elétrons. O último dinodo irá fornecer ao ânodo todos os elétrons liberados durante o processo. A partir

do ânodo, os elétrons já não são acelerados no vácuo, mas percorrem um condutor metálico, gerando uma corrente elétrica.

Os tubos fotomultiplicadores possuem figuras de mérito que são determinantes para a precisão e confiabilidade das medidas de amplitude e tempo, e de parâmetros como linearidade, estabilidade, sensibilidade, uniformidade, histerese, corrente de escuro e relação sinal-ruído. Entretanto, para este trabalho interessam as características de ganho e sua estabilidade, de eficiência quântica e de coleta, cross-talk e ruído de escuro, características relevantes quando se observa fóton único ou duplo. Testes destes parâmetros foram realizados para o experimento MINOS [39], usando os MAPMTs Hamamatsu R5900-00-64 e R7600-00-64, utilizando as mesmas placas de cintiladores e fibras WLS utilizadas neste trabalho. Os testes foram repetidos para o experimento Minerva e resultaram em uma base de dados bem valiosa para avaliação destes fototubos.

Por razões de economia, decidiu-se usar os tubos fotomultiplicadores do tipo MAPMT. Caracterizou-se o modelo Hamamatsu H7546A [38] (a versão dos modelos Hamamatsu R5900-00-64 e R7600-00-64 que possui uma base divisora de tensão embutida), de 64 canais, 8 x 8 pixels, cada um com 2 x 2 mm. A diferença entre os modelos R5900-00-64 e R7600-00-64 está simplesmente na presença de um flange na parte externa do modelo R5900-00-64; logo, sua caracterização pode ser tomada como referência para analisar o modelo H7546A. Esta fonte de referência reduziu o número de medidas necessárias a este trabalho e permitiu uma economia na construção do sistema de medidas que foi implementado. Posteriormente, será usado o modelo Hamamatsu R8900-M16, de 16 canais, 4 x 4 pixels de 4 mm, com soquete da Hamamatsu tipo D modelo E9349. Não se cogitou, por razões de arranjo mecânico, o uso de MAPMT de 256 canais, 16 x 16 pixels de 2 x 2 mm, de menor custo por canal. O custo de um canal de uma MAPMT da Hamamatsu, que se situa entre 20 e 30 dólares americanos para o modelo H7546A, varia inversamente com o número de canais.

2.2.1 Interface ótico-elétrica do PMT

A passagem de um fóton de luz visível através da janela do PMT, e a posterior entrega de energia ao fotocátodo para produzir fotoelétrons, é a etapa mais crítica da detecção, visto que é um processo onde há perdas. Um componente que pode contribuir com as perdas é a janela do PMT. A maioria dos PMTs disponíveis no mercado possui fotocátodo com sensibilidade na região da luz visível ao olho humano (700nm a 400nm, aproximadamente), chegando até ao ultravioleta (UV), por volta de 300nm. Entretanto, o material da janela pode absorver a radiação em comprimentos de onda menores, especialmente na faixa da radiação UV, causando perdas. A figura 2.7 mostra as características de alguns materiais utilizados. Dentre estes, os principais são o vidro de borossilicato e vidro com óxido de cálcio.

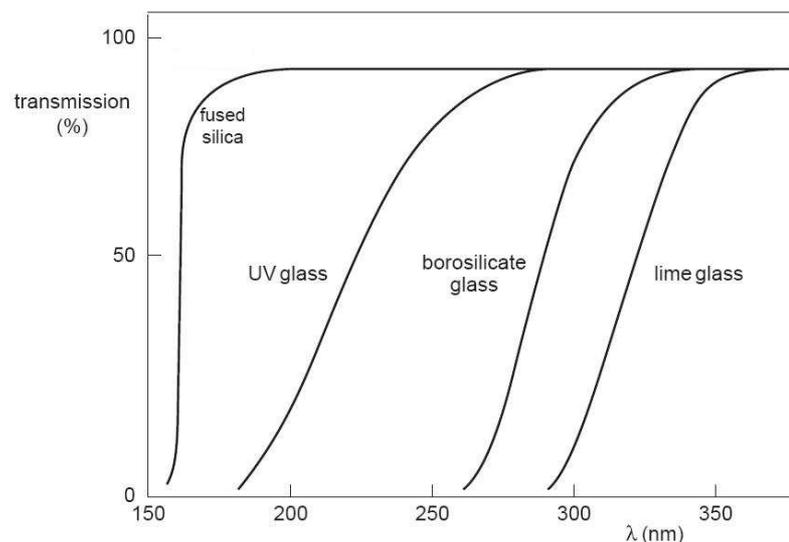


Fig. 2.7 - Transmissividade luminosa (%) em função do comprimento de onda λ para alguns materiais utilizados nas janelas para PMT (espessura de 3mm) [37].

Mesmo que se utilize sílica fundida, a detecção de radiação UV com λ menor que 180nm deve ser feita no vácuo para evitar a absorção do ar, e para λ menor que 105nm, não há material transparente o suficiente, sendo necessário o uso do PMT sem janela e no vácuo. As fotomultiplicadoras utilizadas no projeto Neutrinos Angra possuem janelas de borossilicato, cuja transmissividade luminosa atende à aplicação deste projeto, a qual é detectar luz no comprimento de onda do verde (gerada pelas fibras WLS) e do azul (gerada pelos cintiladores plásticos).

O efeito fotoelétrico é classificado em dois tipos: externo, onde o fotoelétron sai do material para ser emitido no vácuo, e interno, onde o elétron simplesmente migra da banda de valência para a banda de condução do material. O fotocátodo de um PMT produz o efeito fotoelétrico externo.

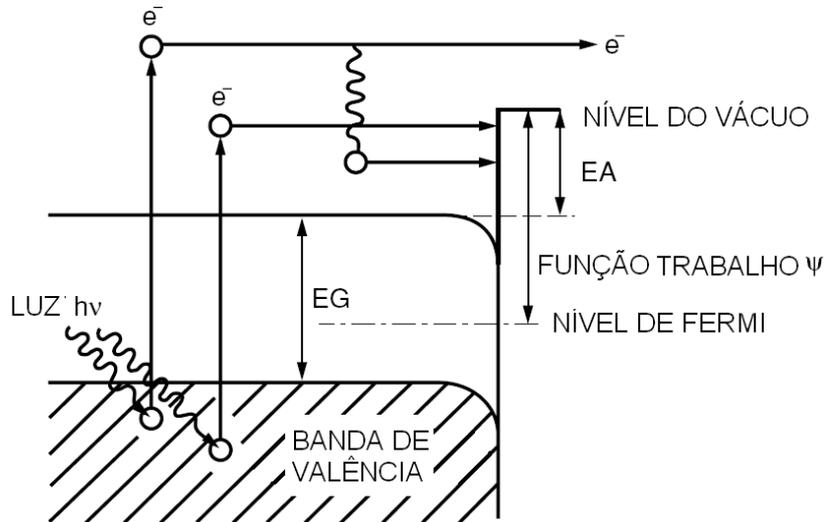


Fig. 2.8 - Bandas de energia em um fotocátodo dopado com metal alcalino [37].

Na figura 2.8 são mostradas as bandas de energia de um fotocátodo dopado com material do tipo metal alcalino. Esta dopagem tem o intuito de diminuir o valor da função trabalho (ψ) realizada pelo elétron para sair da banda de valência e superar a barreira do vácuo entre o fotocátodo e o primeiro dinodo, passando pela banda de condução do material do fotocátodo. Este processo é probabilístico, e a eficiência quântica (razão entre os elétrons emitidos para além do nível do vácuo e os fótons que atingem o fotocátodo) é dada por

$$\eta(\nu) = (1 - R) \frac{P_v}{k} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{kL}} \cdot P_s$$

onde

R: coeficiente de reflexão

k: coeficiente de absorção dos fótons

Pv: probabilidade que a absorção de luz possa excitar os elétrons a um nível maior que o nível do vácuo

L: trajetória média de escape dos elétrons excitados

Ps: probabilidade que os elétrons da superfície do fotocátodo possam ser liberados no vácuo

v: frequência da luz

A banda proibida (EG – *energy gap*) não pode ser ocupada por elétrons. Logo, quanto maior for esta banda, maior terá de ser a energia do fóton incidente no fotocátodo para que haja a emissão de um fotoelétron. Já a atração de elétrons (EA – *electron affinity*) é determinada pelo isolamento elétrico imposto pelo vácuo aos elétrons da banda de condução do fotocátodo.

Quanto ao processo de emissão de fotoelétrons, os fotocátodos podem ser classificados em reflexivos e transmissivos. O fotocátodo reflexivo é geralmente criado a partir de uma placa de metal, e os fotoelétrons são emitidos na direção oposta à da luz incidente. Já os fotocátodos transmissivos têm seu elemento dopante depositado sobre um filme fino ou uma placa de vidro, a qual é opticamente transparente, e os fotoelétrons são emitidos na mesma direção da luz incidente. O fotocátodo reflexivo geralmente é usado em PMT's com janela lateral, enquanto que os fotocátodos transmissivos são usados em PMT's com janela frontal.

Em sua grande maioria os fotocátodos são compostos de ligas que contêm metais alcalinos, resultando em um material semicondutor que tem como característica principal o baixo valor da função trabalho. Quando utiliza dois metais alcalinos em sua composição, o fotocátodo é chamado de bialcalino, e quando são mais de dois metais alcalinos o fotocátodo é denominado multialcalino. O tipo de fotocátodo e, conseqüentemente, o modelo de PMT a ser utilizado deve ser escolhido conforme a aplicação e o tipo de radiação a ser detectada.

A resposta espectral da fotomultiplicadora é geralmente expressa em termos de sensibilidade à radiação e eficiência quântica. A sensibilidade à radiação é definida como a corrente de fotoelétrons gerada pelo fotocátodo dividida pelo fluxo radiante incidente em um dado comprimento de onda, expresso em ampères por watt (A/W). O fluxo radiante é a taxa de energia radiante que passa em um determinado ponto em certo intervalo de tempo, por isso é equivalente ao watt (W).

A eficiência quântica é o número de fotoelétrons emitidos pelo fotocátodo dividido pelo número dos fótons que o atingiram. Geralmente é simbolizada por η e expressa por meio de percentuais (%). Os fótons incidentes transferem energia aos elétrons na banda de valência do material do fotocátodo; entretanto, nem todos os fótons geram emissão de fotoelétrons, caracterizando um processo probabilístico.

Os fótons com comprimento de onda menor contribuem para aumentar a probabilidade de emissão de fotoelétrons, pois possuem energia maior. Como resultado, tem-se o

comprimento de onda da máxima eficiência quântica um pouco menor que o comprimento de onda onde ocorre o pico de sensibilidade à radiação.

A figura 2.9 mostra o gráfico da resposta espectral do MAPMT Hamamatsu H7546A/B em função do comprimento de onda do fóton incidente. Observa-se que o pico da eficiência quântica ocorre por volta dos 350nm, mas com resposta satisfatória para o azul e verde, enquanto que o pico da sensibilidade à radiação ocorre por volta dos 450nm.

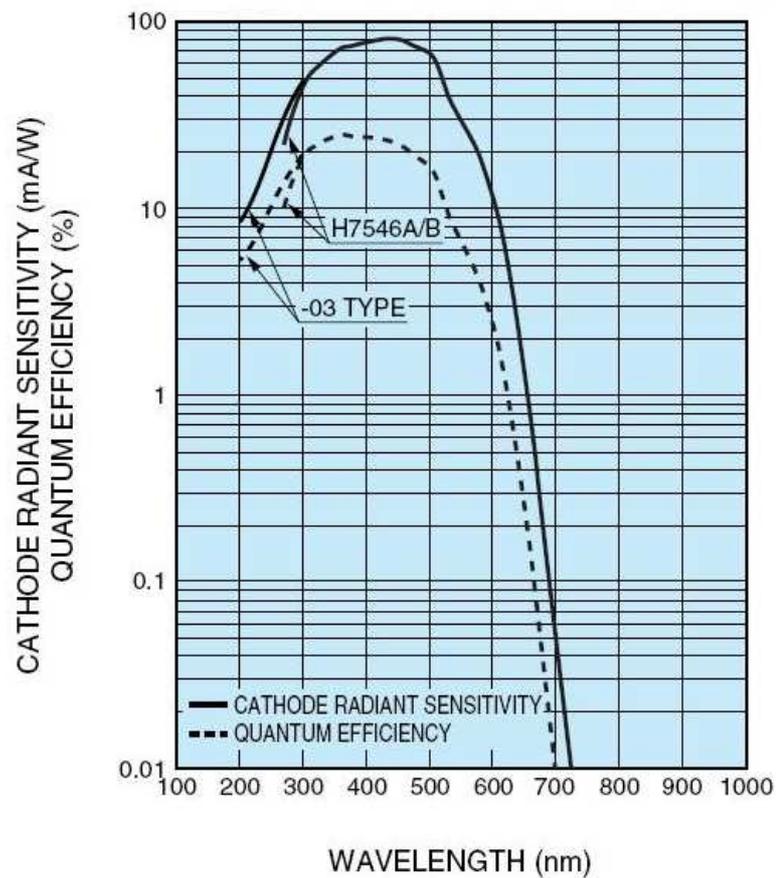


Fig. 2.9 - Eficiência quântica da MAPMT H7546A/B e sensibilidade à energia radiante em função do comprimento de onda do fóton [38].

2.2.2 Tipos e características dos dinodos

Como foi visto no início do item 2.2.1, os dinodos são os elementos responsáveis pela multiplicação dos fotoelétrons gerados pelo fotocátodo em um número bem maior de elétrons, através da chamada emissão secundária, de modo a gerar uma corrente elétrica no ânodo. As

características principais dos dinodos relacionadas a um bom desempenho de uma fotomultiplicadora são a eficiência de coleta de elétrons e o ganho de corrente.

Os tipos mais comuns de dinodos utilizados são o gaiola circular, box-and-grid, linear focusing, veneziana, malha e metal channel . As fotomultiplicadoras que serão utilizadas no detector Neutrinos Angra possuem os tipos de dinodos mostrados na figura 2.10.

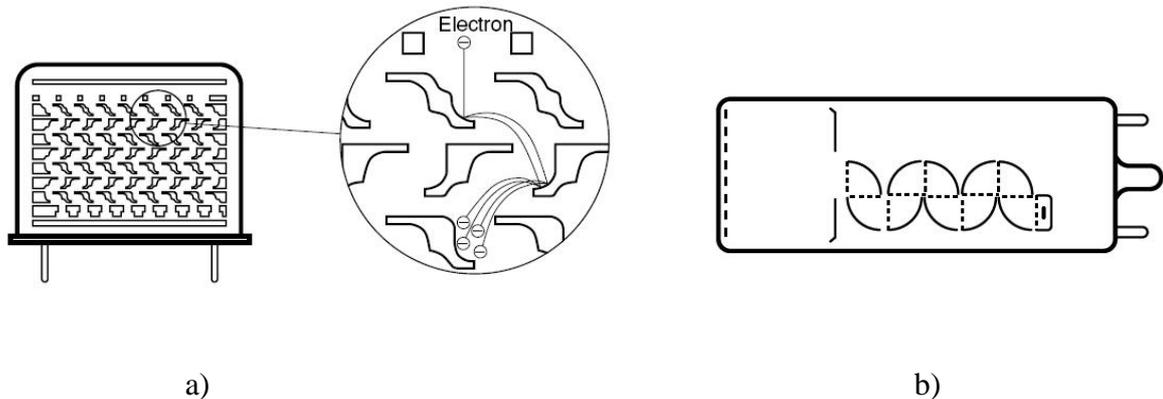


Figura 2.10 - Tipos de cadeias de dinodos dos PMTs do projeto Neutrinos Angra. a) metal channel, do MAPMT H7546A; b) box-and-line, do PMT R5912 [37].

As características elétricas de um tubo fotomultiplicador não dependem somente do tipo de dinodo empregado, mas também do tamanho do tubo, sistema de foco e da base utilizada. O mecanismo de multiplicação é montado de acordo com as trajetórias dos elétrons, de modo que os mesmos sejam multiplicados de maneira eficiente em cada estágio da cadeia de dinodos. Entretanto, alguns elétrons podem desviar-se das trajetórias mais favoráveis para a multiplicação.

Em geral, a probabilidade dos elétrons alcançarem a área efetiva do primeiro dinodo é expressa em termos da eficiência de coleta (α). A área efetiva abrange o primeiro dinodo, onde os fotoelétrons podem ser multiplicados efetivamente para os estágios sucessivos de dinodos sem desviar de suas trajetórias favoráveis. Embora haja elétrons secundários que não contribuem para a multiplicação no segundo dinodo ou nos dinodos posteriores, eles terão menor efeito na eficiência de coleta total, logo que o número de elétrons secundários emitidos aumente. Logo, a eficiência de coleta no primeiro dinodo é importante, pois a mesma influencia a resolução em energia, a eficiência de detecção e a razão sinal-ruído na contagem de eventos com o uso de cintiladores.

A figura 2.11 mostra a eficiência de coleta típica da fotomultiplicadora Hamamatsu R6095, com janela frontal de 28mm. A eficiência de coleta está em função da tensão entre fotocátodo e primeiro dinodo. Se esta tensão for baixa, o número de fotoelétrons que alcançam a área efetiva do primeiro dinodo é baixo, o que resulta em uma leve queda da

eficiência de coleta. O gráfico mostra que a tensão entre cátodo e dinodo deve ser de pelo menos 100V para a eficiência de coleta estar próxima de 100%.

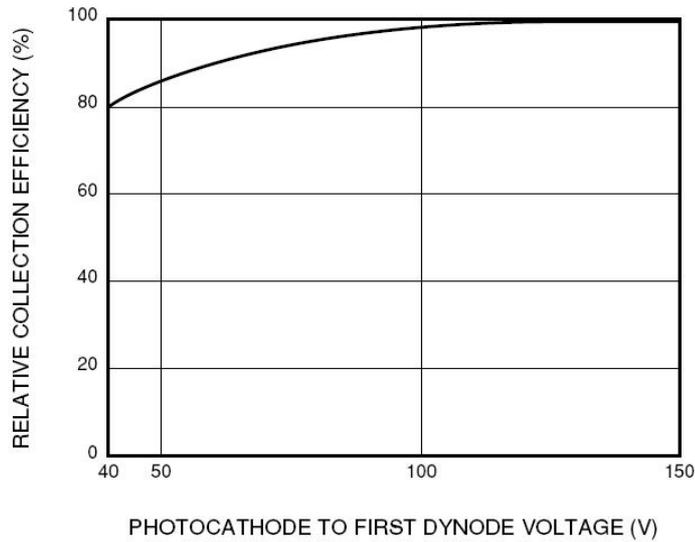


Fig. 2.11 - Eficiência de coleta da Hamamatsu R6095 em função da tensão entre cátodo e primeiro dinodo [37].

A eficiência de coleta influencia a resolução em energia, a eficiência de detecção e a razão sinal-ruído na contagem de eventos com o uso de cintiladores.

A base é um divisor de tensão resistivo, que define a diferença de potencial entre os dinodos, de acordo com a tensão entre fotocátodo e ânodo. A rigor, a base não pertence ao PMT, muito embora sejam comuns modelos que possuem base embutida. Os resistores utilizados na construção da base têm resistência da ordem de 100kΩ a 1MΩ, para garantir baixa dissipação de potência frente a tensões da ordem de centenas de volts. É possível, ainda, utilizar diodos zener no lugar dos resistores, mas deve-se atentar para o fato do ruído eletrônico decorrente de um componente de estado sólido como o diodo. Na figura 2.12, mostra-se a configuração genérica de um divisor de tensão (puramente resistivo), e a configuração com diodos zener combinada com capacitores para redução de ruído.

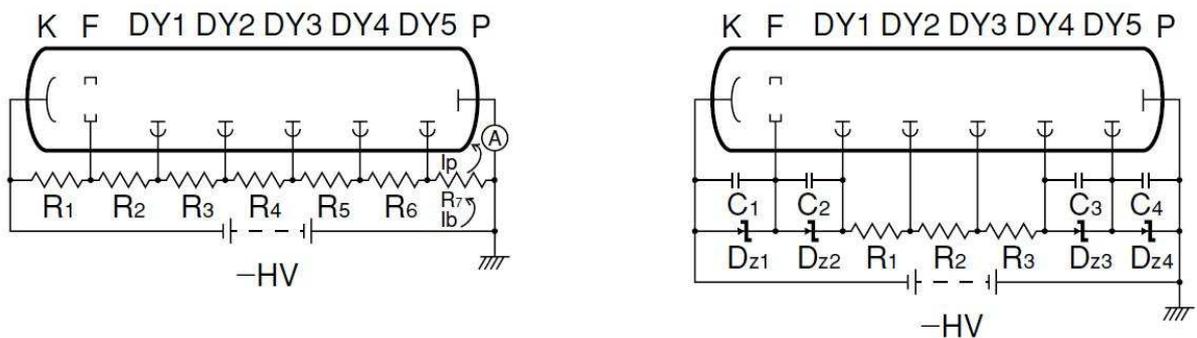


Figura 2.12 - Divisores de tensão: à esquerda, divisor puramente resistivo, e à direita, divisor de tensão misto com diodos zener e capacitores para minimizar o ruído produzido pelos diodos [37].

Tubos fotomultiplicadores com fotocátodos grandes, como o Hamamatsu R5912 com janela de 8", são suscetíveis ao ruído, e neste caso é necessário que o fotocátodo seja aterrado e o ânodo tenha potencial negativo ou positivo. Com o ânodo polarizado com um alto potencial, deve-se utilizar um capacitor de desacoplamento DC entre o ânodo e o conector de saída do sinal, por questões de segurança, já que o ânodo fica exposto ao contato por parte do operador do experimento. Já os PMTs pequenos, em especial o MAPMT H7546A, têm fotocátodos com área da ordem de milímetros quadrados, o que dá imunidade ao ruído.

A corrente que flui pelo divisor de tensão, caso a corrente de ânodo seja DC, deve ter seu valor tipicamente na faixa de 20 a 50 vezes a corrente de ânodo para garantir a linearidade, como mostra o gráfico da figura 2.13. Com a corrente na modalidade pulsada, como é comum nos experimentos de física de partículas, incluindo veto de múons, a adição de capacitores de desacoplamento nos últimos estágios do divisor de tensão, como mostram as figuras 2.14a e 2.14b, contribui para manter a linearidade. Como o capacitor é um elemento que possui inércia de tensão, ele estabiliza a diferença de potencial entre os dinodos, além de armazenar carga, de modo que, caso haja aumento da corrente de ânodo, impeça que ela saia da faixa percentual de 20% a 50% da corrente do divisor de tensão. A configuração com capacitores em série é mais utilizada porque o modo paralelo exige capacitores com tensão nominal maior.

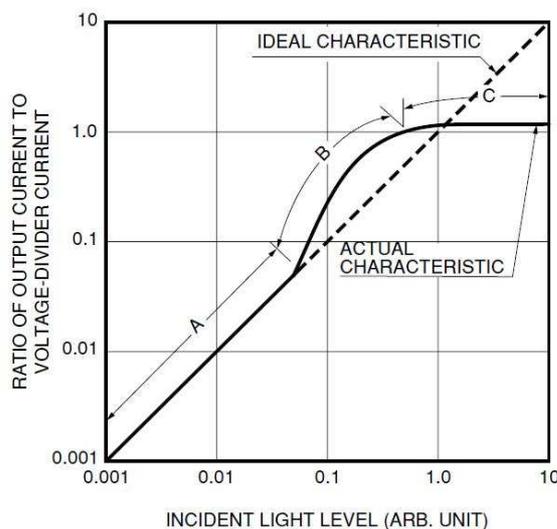
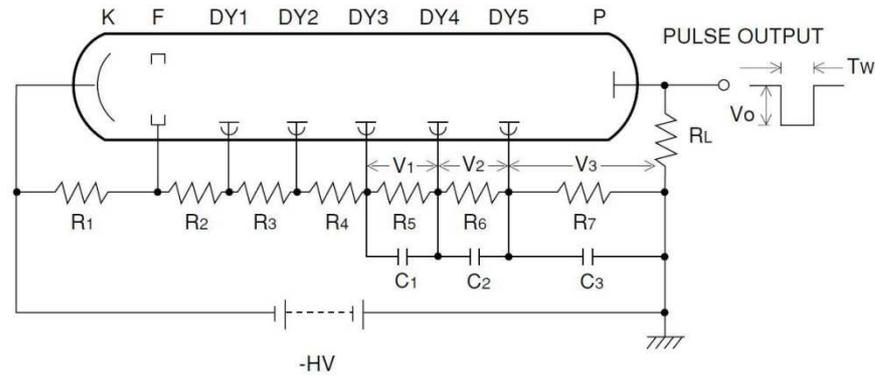
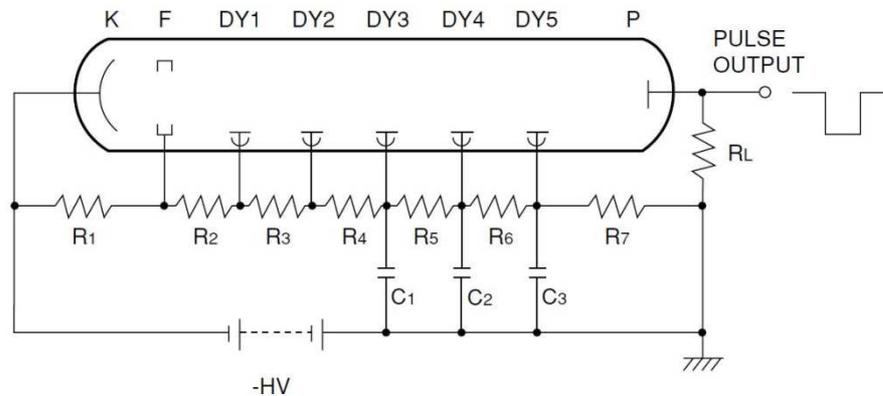


Figura 2.13 - Linearidade da saída de um PMT em função da luz incidente e da razão entre a corrente de saída e a corrente do divisor de tensão [37].



a)



b)

Figura 2.14 - Divisores de tensão com capacitores de desacoplamento em paralelo a) e em série b). O modo em série é mais utilizado porque o modo paralelo exige capacitores com tensão nominal maior [37].

A polarização dos PMTs, isto é, a diferença de potencial entre os dinodos, é sugerida pelo fabricante, de acordo com o tipo de detecção a ser feita. Como a densidade de elétrons é maior nos últimos dinodos, a probabilidade de dispersão de carga é maior; por isso, faz-se mister a presença de um campo elétrico mais intenso nos últimos dinodos para manter a linearidade, e isso é obtido com o aumento da queda de tensão nos resistores dos últimos estágios do divisor de tensão. Por outro lado, a queda de tensão nos primeiros estágios (queda de tensão entre o fotocátodo, o eletrodo de foco e o primeiro dinodo) tem influência direta sobre a eficiência de coleta e a emissão secundária de elétrons no primeiro dinodo. Logo, deve haver um compromisso entre os valores escolhidos para os resistores que compõem o divisor de tensão, de modo que a base seja adequada à aplicação para a qual o PMT será utilizado.

2.2.3 Ganho

O ganho do tubo fotomultiplicador é a relação entre o número de elétrons que saem pelo ânodo e o dos fotoelétrons que, desprendidos do fotocátodo, sofrem o processo de multiplicação nos dinodos até o ânodo.

Em cada dinodo, tem-se a emissão secundária de elétrons δ , função da tensão E_i entre ele e o dinodo seguinte, que pode ser definida como

$$g_i = a_i \cdot E_i^{k_i}, \quad E_i = \frac{V}{b_i}, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (2.4)$$

onde “ a_i ” e “ k_i ” são constantes determinadas pela estrutura geométrica e material do dinodo.

As diferenças de potenciais entre dinodos, dadas por divisor resistivo, podem ser expressas como frações da alta tensão V de polarização do tubo:

$$E_i = \frac{V}{b_i} \quad (2.5)$$

Os elétrons, então, são multiplicados em um processo de cascata desde o primeiro até o enésimo dinodo, resultando em um ganho total

$$G = \alpha \cdot \prod g_i = \alpha \cdot \prod \left(\frac{a_i}{b_i} \right) \cdot V^{\sum k_i} \quad (2.6)$$

onde α é a eficiência de coleta do primeiro dinodo, a fração de fotoelétrons que o atinge.

O ganho do tubo fotomultiplicador é dado pela equação (2.7) e sua equivalente (2.8):

$$G = A \cdot V^B \quad (2.7)$$

$$\log(G) = \log(A) + B \cdot \log(V) \quad (2.8)$$

A partir da equação 2.7, conclui-se que o ganho é proporcional a tensão de alimentação da fotomultiplicadora para um dado divisor de tensão; mudando neste o valor de quaisquer componentes, muda aquele.

O fator exponencial da tensão, B, indica a sensibilidade do ganho da fotomultiplicadora às variações na alta tensão de polarização da MAPMT, o que inclui o fator de ondulação ou ripple da mesma, como uma perturbação importante na medida [48, 49]. Para encontrar a variação incremental do ganho, derivamos o ganho em (2.7) como função de V:

$$\frac{dG}{G} = B \cdot \left(\frac{dV}{V}\right) \quad (2.9)$$

Calcula-se B aplicando regressão linear por mínimos quadrados na equação (2.9) sobre valores de G e V retirados do gráfico da figura 2.15, extraindo-se o valor $B = 11,00$. Então, para o ripple de $dV = 400\text{mVpp}$ observado no protótipo da fonte de alta tensão usada neste trabalho [48, 49], espera-se para $V = 900\text{V}$ uma variação $dG / G = 0,5\%$.

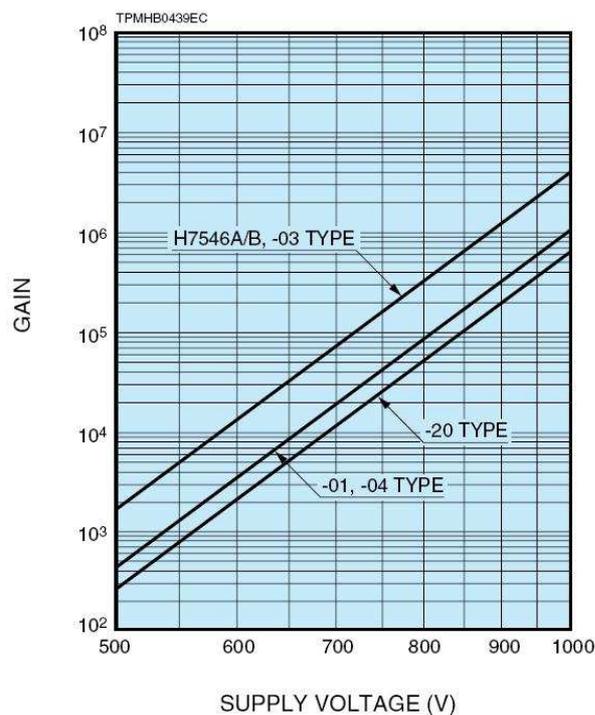


Fig. 2.15 - Ganho do MAPMT Hamamatsu H7546A em função da tensão de alimentação [38].

Em física de altas energias há dois modos principais de medidas de ganho de tubos fotomultiplicadores. Um foi adotado neste trabalho, o de medidas com fóton único, onde se observa a estatística da corrente de ânodo para estímulos luminosos fracos, de poucos fótons, de taxa constante. Esta corrente corresponde a eventos de chegada de fotoelétrons, em número aleatório, no primeiro dinodo, sendo que a estatística que rege estes eventos segue uma distribuição de Poisson, onde se o número esperado, ou média, de eventos em um intervalo de

tempo de observação, for de λ , então a probabilidade que cheguem no primeiro dinodo fotoelétrons de multiplicidade k ($k = 0, 1, 2, \dots$) é dada por

$$f(k; \lambda) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \quad (2.10)$$

A carga entregue pelo ânodo segue esta estatística, e apresenta picos de ocorrência de eventos que correspondem em valores crescentes de carga respectivamente a zero fotoelétrons (ruído), um, dois, três, etc, que chegam ao primeiro dinodo.

Assumindo isto, o ganho médio do tubo é dado pelo valor da carga média correspondente a m fotoelétrons, dividida pelo produto de m vezes a carga do elétron. E o número de eventos esperado para cada caso depende do valor médio da distribuição de Poisson, a qual depende das condições de geração de fótons e de observação da corrente anódica. Este método exige uma geração estável de fóton único, por um longo tempo, o necessário para se construir uma estatística confiável. Exige também uma observação eficiente, de pequena perda de eventos.

O outro método consiste na geração de múltiplos fotoelétrons, e na medida da dispersão da carga resultante observada, exigindo, portanto, técnicas mais simples do que a de fóton único, e voltado para a medida de linearidade, exigindo para isto mais medidas. Este método foi implementado na dissertação de mestrado de Artur Vilar no CBPF [50].

2.2.4 Corrente de Escuro

Mesmo que o fotocátodo não seja iluminado, há uma pequena corrente elétrica fluindo na fotomultiplicadora, a qual é denominada corrente de escuro. É interessante manter a corrente de escuro a menor possível, pois ela é uma forma de ruído, e a mesma pode interferir na detecção de luz de pequena intensidade.

A corrente de escuro é provocada pelos seguintes fatores: emissão termiônica, fuga nos isolantes elétricos, pelo invólucro de vidro (cintilação e emissão de radioisótopos), corrente emitida por campos, ionização provocada por gases residuais, partículas geradas por raios cósmicos e raios gama do ambiente.

A figura 2.16 mostra a corrente de escuro em função da tensão de operação de um tubo fotomultiplicador, em função da fonte geradora da corrente de escuro. Na região “a”, de baixa tensão, a corrente de fuga nos isolantes é maior contribuinte para a formação da corrente de escuro; já na região “b”, de média tensão, a maior fonte de corrente de escuro é a emissão termiônica, enquanto que na região “c”, de alta tensão, a contribuição para a corrente de escuro provém da emissão por campos elétricos e cintilação do invólucro de vidro do tubo.

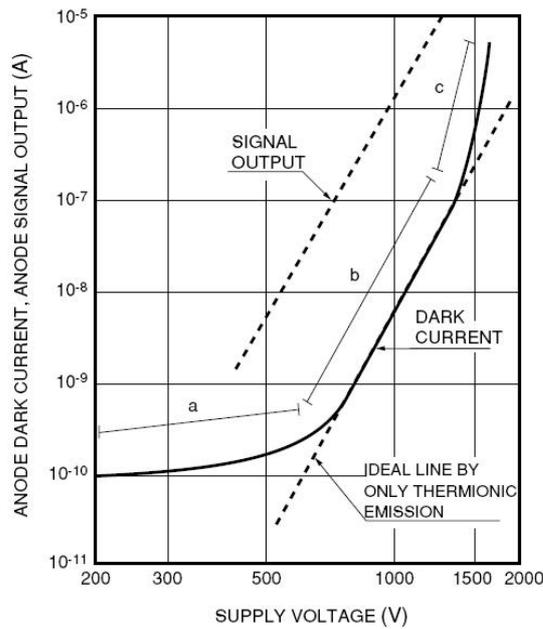


Fig. 2.16 - Curva característica típica da relação tensão-corrente de escuro, de acordo com a fonte geradora da corrente de escuro [37].

A região “b” geralmente tem a melhor relação sinal-ruído, e por isso configura-se como a região ideal de operação do tubo fotomultiplicador. A emissão termiônica, principal fonte de corrente de escuro nesta faixa de tensão, tem relação logarítmica com a tensão.

A seguir, tem-se a descrição das principais fontes de corrente de escuro.

a) Emissão Termiônica

Como a superfície do fotocátodo e dos dinodos é composta por materiais que possuem função trabalho muito baixa, eles acabam emitindo elétrons (efeito termiônico) mesmo em temperatura ambiente. Este efeito foi estudado por W. Richardson [51], e é descrito pela equação

$$J = AT^2 e^{-\left(\frac{E_w}{kT}\right)} \quad (2.12)$$

onde "J" é a densidade de corrente, "Ew" é a função trabalho, "k" é a constante de Boltzmann, "T" é a temperatura e "A" é uma constante que caracteriza o condutor ($A \cdot cm^{-2} \cdot K^{-2}$). A equação (2.12) mostra que a emissão termiônica é dependente da função trabalho e da temperatura. Quando a função trabalho do fotocátodo é pequena, a resposta espectral abrange comprimentos de onda maiores, mas provoca também o incremento na emissão termiônica. Dos fotocátodos que utilizam metais alcalinos, o fotocátodo Ag-O-Cs tem a maior corrente de escuro, como mostra a figura 2.17, pois é sensível a luz com grande comprimento de onda. Por outro lado, fotocátodos utilizados para a detecção na faixa do ultravioleta (Cs-Te, Cs-I) possuem função trabalho maior, pois os fótons da luz ultravioleta são mais energéticos; logo, a corrente de escuro é menor.

Da equação (2.12) conclui-se que a emissão termiônica diminui com a temperatura. Logo, é uma técnica conveniente de redução da corrente de escuro diminuir a temperatura do ambiente onde se encontra o tubo fotomultiplicador. A figura 2.17 mostra que, de $-60^{\circ}C$ a $-20^{\circ}C$, a contagem de pulsos de corrente de escuro fica entre 10 e 100 por segundo tanto para materiais alcalinos como multialcalinos de fotocátodo, mas que pode atingir 10^7 pulsos por segundo a $0^{\circ}C$ para o fotocátodo de Ag-O-Cs.

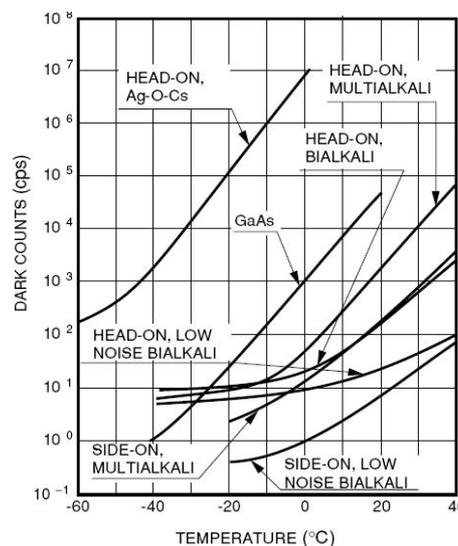


Fig. 2.17 - Variação na contagem de pulsos de corrente de escuro no ânodo em função da temperatura e do material do fotocátodo [37].

Quando a corrente de escuro gerada pela emissão termiônica é menor que a corrente de escuro gerada por fuga no isolante elétrico, seus efeitos ficam limitados. Embora a emissão termiônica ocorra tanto no fotocátodo como nos dinodos, a emissão do fotocátodo tem maior efeito na geração de corrente de escuro, já que a área do fotocátodo é maior que a área dos

dinodos e pelo fato dos dinodos, principalmente nos últimos estágios, contribuirão menos na geração da corrente de saída.

b) Corrente de Fuga

A tensão de operação dos tubos fotomultiplicadores pode variar de 500 a 3000V, mas a corrente de saída é muito baixa, da ordem de vários nanoamperes a 100 microamperes. Por isso, é importante que os materiais isolantes utilizados em tais tubos tenham rigidez dielétrica alta. Por exemplo, segundo a Lei de Ohm, se a resistência de isolamento for da ordem de $10^{12} \Omega$, a corrente de fuga pode alcançar a ordem de nanoampères, caso a tensão de alimentação do PMT esteja na ordem de kilovolts. A intensidade da corrente fuga é independente do ganho do PMT, pois não está relacionada com a função trabalho dos dinodos e fotocátodo, mas apenas com os isolantes. Por outro lado, a corrente de escuro resultante da emissão termiônica varia exponencialmente com a tensão da fonte; logo, a corrente de fuga teria relativamente uma contribuição maior sobre a corrente de escuro caso haja uma diminuição da tensão de alimentação.

c) Cintilação dos materiais do PMT

Alguns elétrons emitidos pelo fotocátodo ou pelos dinodos podem desviar-se de suas trajetórias normais e não contribuir para a corrente do sinal de saída. Se estes elétrons desviados atingirem o invólucro de vidro do PMT, poderá ocorrer cintilação, o que resultará na criação de pulsos de corrente de escuro.

d) Emissão de elétrons devido ao campo elétrico

Quando o PMT é operado em tensões próximas de sua tensão máxima de trabalho, poderá haver emissão de elétrons devido ao forte campo elétrico; conseqüentemente, haverá um aumento abrupto da corrente de escuro. Tal fenômeno ocorre na região “c” da figura 2.16 e é responsável por diminuir consideravelmente a vida útil do PMT.

e) Corrente de ionização de gases residuais

Embora o interior de um PMT tenha vácuo da ordem de 10^{-5} a 10^{-6} Pa, os gases residuais que estão ali dentro não devem ser desconsiderados, pois os mesmos podem sofrer ionização por colisão com elétrons. Os íons positivos resultantes que atingem os primeiros estágios de dinodos ou o fotocátodo produzem elétrons secundários, tendo como resultado um grande pulso de ruído.

f) Raios cósmicos, radioisótopos do invólucro e raios gama do ambiente

Os próprios múons, que são o alvo deste trabalho sobre sistema de veto, podem ser fonte de ruído caso provoquem cintilação Čerenkov na janela de vidro do PMT, como foi visto em estudo anterior para o Projeto Neutrinos Angra [52] Além disso, o vidro do PMT pode conter óxido de potássio (K_2O), o qual contém uma pequena quantidade do isótopo radioativo ^{40}K , que é emissor de raios beta, o que gera ruído. Os raios gama do ambiente, que podem ser emitidos pelas construções de concreto, são outra fonte de ruído; entretanto, esta fonte de ruído é bem menos provável de interferir nas medidas.

2.2.5 Diafonia (*crosstalk*)

Em tubos fotomultiplicadores de múltiplos ânodos - MAPMT, assim como em barramentos de sinais elétricos ou ópticos, existe um problema sério de interferência cruzada de sinais, dos canais influenciarem canais vizinhos, gerando sinais por acoplamento elétrico ou óptico. Pode-se melhor medir os efeitos de acoplamento óptico com luz contínua, para separar do acoplamento elétrico, basicamente capacitivo, que pode ser observado em experimentos com sinais pulsados rapidamente, observados com osciloscópios digitais de 2 ou 4 canais de banda larga, como foi feito neste trabalho, ou com um sistema completo de aquisição de dados de formas de onda com base em ADC rápidos, ou de eventos com base em comparadores rápidos de alta sensibilidade, todos devidamente caracterizados quanto à sua diafonia eletrônica.

Com o MAPMT Hamamatsu relacionado com este trabalho, o acoplamento elétrico acontece em grau menor, tendo sido bem documentado o acoplamento óptico [38, 39], com

valores tipicamente da ordem de 1% para vizinhos mais distantes, em diagonal, a 4% para vizinhos mais próximos, partilhando um lado, podendo este acoplamento chegar a 5%, que não chega a apresentar problema no nosso caso, onde se usa identificação de eventos por discriminação de sinais com larga separação do ruído.

Entretanto a diafonia deve ser medida de forma integrada para cada arranjo do detector, para identificar problemas de acoplamento óptico entre placas e fibras cintiladoras, e em especial na interface das fibras com as MAPMT.

Também a eletrônica de aquisição de dados deve ser testada antes de ser usada, para identificar problemas de acoplamento elétrico entre canais na entrada dos amplificadores, e em especial, quanto a problemas de interferência via linhas de alimentação e terra. Neste trabalho não se conseguiu medir diafonia nas medidas com fóton único nem com raios cósmicos, nos arranjos feitos usando osciloscópios digitais de múltiplos canais, já que não se dispunha de eletrônica de aquisição rápida de múltiplos canais para medidas desta natureza.

2.2.6 Linearidade

Tipicamente, o tubo fotomultiplicador exibe boa linearidade com relação à corrente de ânodo sobre uma ampla faixa de níveis de intensidade da luz incidente, bem como na contagem de fóton único, o que corresponderia à mínima intensidade de luz incidente. Entretanto, se a intensidade da luz incidente é muito grande, o sinal na saída começa a perder linearidade, como visto no item 2.2.2. Isto é, a princípio, resultado das características intrínsecas de linearidade do ânodo, mas também pelas características do cátodo, caso a fotomultiplicadora utilize um fotocátodo transmissivo operando com baixa tensão e alta corrente. As características de linearidade do fotocátodo e do ânodo dependem somente da intensidade da corrente (considerando a tensão da fonte e do divisor resistivo da base constantes), sendo as mesmas independentes do comprimento de onda da luz incidente no fotocátodo.

O fotocátodo é um semiconductor, e sua resistência elétrica, dependente do material empregado na dopagem, afeta a linearidade do ganho e a corrente máxima até a qual a linearidade é mantida, como mostra a tabela 2.3. Esta tabela trata de fotocátodos transmissivos. Nota-se que a corrente considerada é contínua, e não pulsada, como é comum nos experimentos de detecção de partículas. No caso dos fotocátodos reflexivos, os quais são

feitos de metal e, por conseguinte, têm resistividade suficientemente baixa, a linearidade não é um problema significativo. De maneira a reduzir os efeitos da resistividade do fotocátodo na linearidade sem degradar a eficiência de coleta, é recomendável aplicar uma tensão maior entre o fotocátodo e o primeiro dinodo, dependendo da estrutura empregada de dinodos. O aumento da resistividade de fotocátodos a semicondutor com a queda de temperatura deve ser levado em consideração ao se utilizar o tubo fotomultiplicador em condições de baixa temperatura ambiente.

Conhecendo a largura aproximada do pulso de saída de um MAPMT M64, distinguem-se os fotoelétrons “reais” dos “aparentes”, estes últimos surgindo como resultado da não-linearidade, sendo que o número real de fotoelétrons é estimado por meio do cálculo da eficiência. A linearidade é dada pela razão entre os fotoelétrons aparentes e os reais [39]:

$$Y = \frac{\bar{q}/G}{n_{pe}} \quad (2.11)$$

onde \bar{q} é a carga média dos ânodos, G é o ganho e n_{pe} é o número real de fotoelétrons.

A figura 2.18 mostra a linearidade em função do número verdadeiro de fotoelétrons no fotocátodo, considerando a média de todos os 64 pixels. Observa-se que a linearidade começa a ser afetada a partir de 50 fotoelétrons, ponto no qual a razão entre a carga medida e a carga esperada começa a ficar menor do que 1.

Tabela 2.3 - Limites de linearidade para diferentes materiais de fotocátodo [37]

Photocathode Materials	Resposta Espectral [Pico de λ] (nm)	Limite superior de linearidade (Corrente Média)
Ag-O-Cs	300 to 1200 [800]	1 μ A
Sb-Cs	até 650 [440]	1 μ A
Sb-Rb-Cs	até 650 [420]	0.1 μ A
Sb-K-Cs	até 650 [420]	0.01 μ A
Sb-Na-K	até 650 [375]	10 μ A
Sb-Na-K-Cs	até 850 [420], até 900 [600]	10 μ A
Ga-As(Cs)	até 930 [300~700]	(*) 0.1 μ A
Cs-Te	até 320 [210]	0.1 μ A
Cs-I	até 200 [140]	0.1 μ A

(*) A linearidade é consideravelmente degradada se esta corrente for excedida.

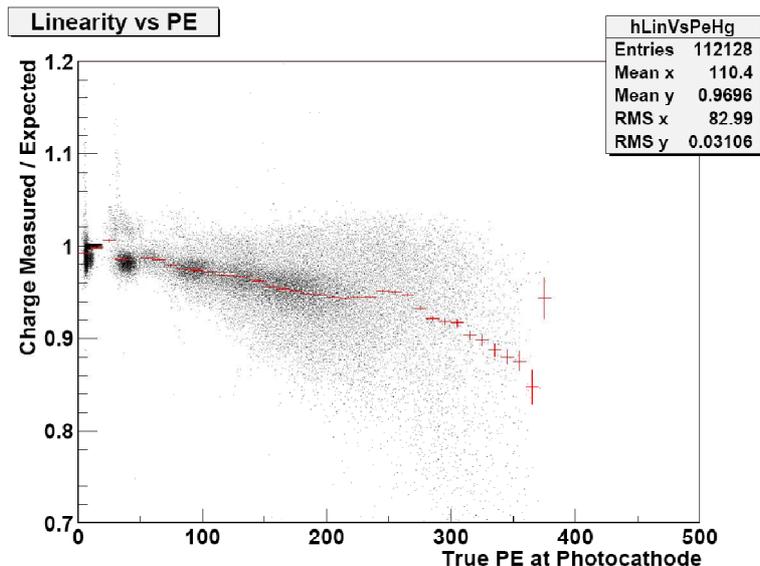


Fig. 2.18 - Variação na linearidade do MAPMT R5900-M64 em função do número verdadeiro de fotoelétrons produzidos no fotocátodo [39].

A medida da linearidade não é relevante para o sistema de veto de múons, que opera para a detecção de eventos e não da energia dos raios cósmicos, o que exige apenas uma separação distinta entre o sinal do evento e o sinal do ruído, o que é feito por uma escolha criteriosa de limiar de discriminação e técnicas de coincidência de sinais.

2.2.7 Temporização

O tubo fotomultiplicador escolhido possui um tempo de resposta, tempo este necessário para que fotoelétrons emitidos pelo fotocátodo alcancem o ânodo, passando pelo processo de multiplicação nos dinodos.

A tabela 2.4 lista as características de temporização de uma fotomultiplicadora de 2.5 polegadas de diâmetro, com janela frontal. Como pode ser visto da tabela, os dinodos do tipo foco linear e *metal channel* têm os menores atrasos, enquanto que os dinodos do tipo *box-and-grid* e veneziana provocam um retardo maior.

Tabela 2.4 - Características de tempo para um PMT de 2.5 polegadas [37]

Unidade : ns

Tipo de Dinodo	Rise Time	Fall Time	FWHM	ETT	TTS
Foco Linear	0.7 to 3	1 to 10	1.3 to 5	16 to 50	0.37 to 1.1
Gaiola circular	3.4	10	7	31	3.6
Box-and-grid	to 7	25	13 to 20	57 to 70	Menor que 10
Veneziana	to 7	25	25	60	Menor que 10
Malha fina	2.5 to 2.7	4 to 6	5	15	Menor que 0.45
Metal channel	0.65 to 1.5	1 to 3	1.5 to 3	4.7 to 8.8	0.4

FWHM - Full Width at Half Maximum

ETT - Electron Transit Time

TTS - Transit Time Spread

O termo FWHM (*Full Width at Half Maximum*) expressa um padrão para a medida da largura do pulso. Esse padrão consiste em medir a largura da distribuição de densidade de probabilidade dos valores da largura dos pulsos de saída do PMT. A medição da largura é feita entre os pontos onde a amplitude é igual à metade do valor de pico. Caso a distribuição seja gaussiana, a relação entre o FWHM e o desvio padrão σ é $FWHM = 2.35482\sigma$.

O tempo de trânsito do elétron (ETT – *Electron Transit Time*) é o tempo compreendido entre o valor de pico do sinal no ânodo e a frente de onda da luz incidente no cátodo que provocou o sinal no ânodo. Aplicando-se um pulso de duração curta o suficiente (função delta) pode-se avaliar o ETT, o *rise time* (tempo de subida) e o *fall time* (tempo de descida) do pulso no ânodo, como mostra a figura 2.19.

Relacionado com o ETT está o desvio do tempo de trânsito (TTS – *Transit Time Spread*), também conhecido como *jitter*, o qual consiste na incerteza do tempo de transição dos elétrons quando o fotocátodo está completamente iluminado, ou quando dois fótons atingem o mesmo ponto do fotocátodo. Se tomarmos o FWHM da distribuição de probabilidade das flutuações de tempo, pode-se obter TTS, como mostra a figura 2.20.

Tudo isto resulta em uma janela de observação dos sinais eletrônicos que deve ser ampla o suficiente para não ocorrer perda de sinal do evento, o que pode resultar em erros de medida de carga [53].

FUNÇÃO DELTA DA LUZ

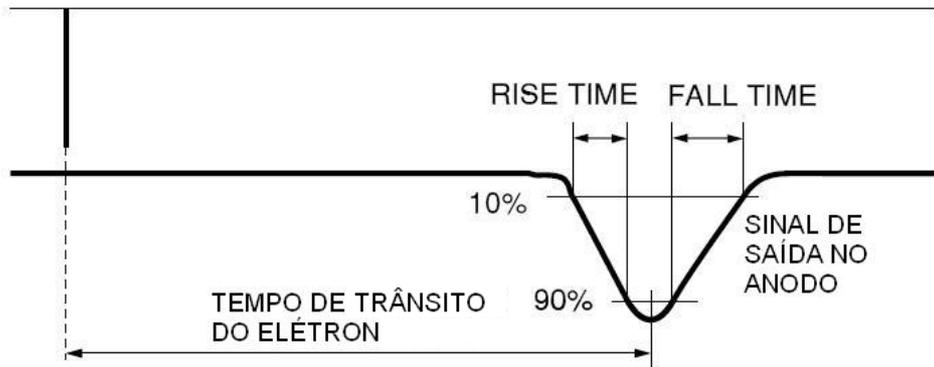


Fig. 2.19 - Tempo de trânsito do elétron, *rise time* e *fall time*.

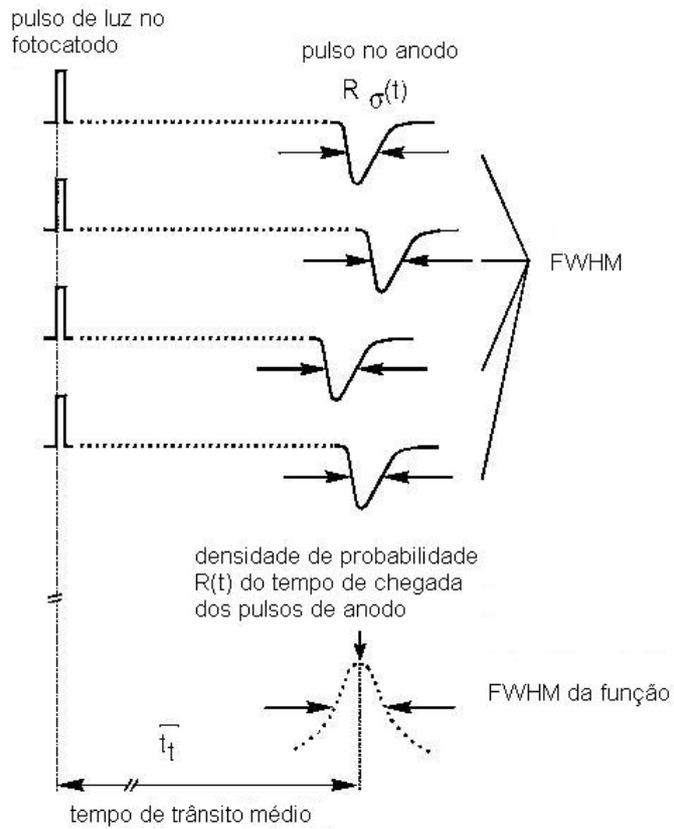


Fig. 2.20 - Variações no tempo de trânsito do sinal entre fotocátodo e ânodo.

3 Sistema de Teste de Componentes do Sistema de Veto de Múons

Este capítulo trata do sistema de caracterização e teste dos possíveis componentes do sistema de veto de múons do detector Neutrinos Angra [1, 2, 3], apresentado no capítulo 2: tubos fotomultiplicadores de múltiplos ânodos (MAPMT), fibras WLS e as placas de plástico cintiladores.

O trabalho se desenvolveu em diversas etapas. Na primeira etapa, para se desenvolver técnicas de medida e aquisição de dados, caracterizou-se um tubo fotomultiplicador Hamamatsu R5912 [52, 54], o qual será usado para a detecção de neutrinos propriamente dita, ao detectar a cintilação causada por pósitrons e nêutrons resultantes do decaimento beta inverso. Para tanto, foi usado como fonte de luz um gerador de fóton único construído para esta finalidade [54], e como sistema eletrônico de aquisição de dados um osciloscópio digital ligado a um computador pessoal via USB 2.0, tendo um programa de controle escrito em LabVIEW®. O tubo fotomultiplicador foi polarizado com uma fonte de alta tensão positiva também projetada e montada no CBPF [49].

Na segunda etapa, utilizou-se o mesmo sistema eletrônico, com uma versão para tensão negativa da fonte de alta tensão, para adquirir os sinais do MAPMT Hamamatsu H7546A na detecção de raios cósmicos por dois conjuntos fibra WLS – cintilador superpostos de modo a ficarem expostos a múons cósmicos com predominância vertical.

Na terceira etapa, foi usada a fonte de fóton único, usada na primeira etapa, para excitar diretamente a fotomultiplicadora de múltiplos ânodos Hamamatsu H7546A [53].

Em todas as etapas a tensão de alimentação da fotomultiplicadora foi aumentada gradativamente, e foi feito um conjunto de medidas estatisticamente significativas para cada uma dessas tensões, registradas junto com a temperatura ambiente. Apresentam-se aqui também os programas de aquisição de dados e processamento *off-line*, desenvolvidos em LabVIEW®, bem como análise estatística feita com a plataforma ROOT [55, 56].

3.1 Sistema de caracterização e teste de PMT e cintiladores com fibras WLS

Caracterizar um sistema de detecção de partículas significa caracterizar os seus componentes, o que em nosso trabalho é feito com medidas comparativas a padrões de referência. Como foi visto no capítulo 2, tubos fotomultiplicadores são dispositivos especializados na detecção de luz, sendo indispensáveis em quaisquer das medidas aqui descritas. Seus fabricantes garantem as características de funcionamento em função das condições ambientais e da luz a ser detectada, bem como as diferenças sensíveis de tubo para tubo. As especificações são dadas em função de parâmetros ambientais. Quando a intensidade de luz a ser detectada é grande, opera-se com valores médios, mas quando ela é pequena, equivalente a poucos fótons, as especificações do fabricante passam a ser dadas em bases estatísticas, por histogramas.

A técnica de caracterização de PMT aqui adotada, através do experimento de *single photon* (fóton único) já é bem difundida na física de altas energias [37, 39, 50]. Ela consiste em enviar ao fotocátodo do PMT, em intervalo de tempo constante, poucos fótons de luz na faixa de operação do PMT, em número dado por distribuição de Poisson, e analisar com um osciloscópio digital a forma de onda da corrente do ânodo, medindo amplitudes, cargas e tempos de transição. A luz é gerada por estímulo a um LED, em intervalos de tempo bem definidos. A cada excitação o LED pode ou não liberar fótons, dentro da probabilidade da junção PN gerá-los. E não é possível saber quantos elétrons serão produzidos pelos fótons ao incidirem no fotocátodo, por não ser a luz do LED monocromática. Por haver dispersão de fotoelétrons entre o caminho do fotocátodo e o primeiro dinodo, é esperado um espectro de carga com um pico acima do nível do ruído, resultante da multiplicação dos fotoelétrons pelo PMT, como mostra a figura 3.1b. A relação entre o pico de amplitude de fóton único e o vale é tipicamente igual a três. É possível que haja distribuições para fotoelétron duplo e triplo, como mostra a figura 3.1a, de acordo com a energia ou a quantidade de fótons que chegam ao fotocátodo.

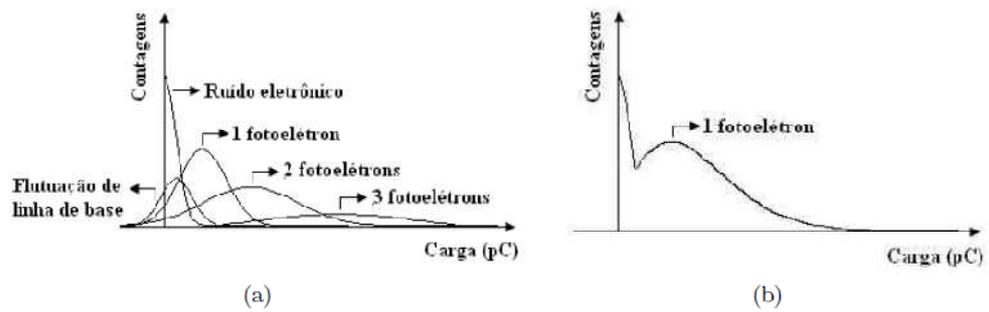


Figura 3.1 - Curvas típicas do espectro de carga do fotoelétron [50].

Na medição com fóton único, o PMT Hamamatsu R5912 foi colocado dentro de uma câmara escura, com um LED azul direcionado para a janela do PMT, como mostra a figura 3.2. O sinal que excita o LED azul é fornecido por um gerador de pulsos feito no CBPF especialmente para este tipo de experimento [54], e que entrega à linha de transmissão (cabo coaxial RG50) um pulso com 4V de magnitude, largura de 10ns e frequência de 1Hz. A magnitude do pulso que chega ao LED é de 2V, pois uma parte do sinal é dirigida ao osciloscópio com uma ponteira de prova, de modo a ser usado como trigger da aquisição de dados, realizada pelo osciloscópio Tektronix 1012B. O gerador de pulsos tem um ajuste de *baseline* (linha de base) do pulso, o qual determina a quantidade de fótons a serem gerados pelo LED. A tensão DC imposta sobre a junção PN do LED, resultante do nível da *baseline*, é ajustada de modo a deixar o LED no limiar da zona de condução, a qual é de aproximadamente 3V para o LED azul. É importante que o LED seja estável, no sentido de que gere uma quantidade constante de fótons para sucessivas excitações com um pulso de amplitude constante. Isso permite que se tenha uma distribuição de Poisson do espectro de fotoelétron para longos períodos de tomada de dados, em torno de 5 a 10 horas.

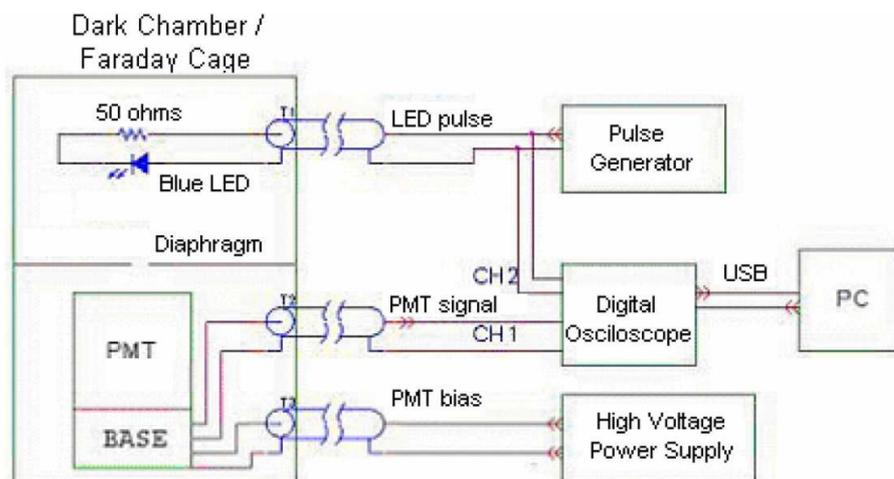


Figura 3.2 - Diagrama de blocos do setup do experimento de fóton único com o PMT de 8 polegadas Hamamatsu R5912.

Desse modo, o sinal do PMT é enviado ao outro canal do osciloscópio, o qual envia ao PC para que este os grave em um arquivo texto. A cada nova varredura iniciada por um trigger no osciloscópio, o computador armazena os dados, enviados pelo osciloscópio via interface USB. O programa que gerencia este processo é escrito em LabVIEW®. Os dados de amplitude são gravados em 8 bits (*signed* – com sinal) para uma escala vertical com 10 divisões de tela do osciloscópio, 8 visíveis na tela do osciloscópio, e as duas restantes somente na memória de dados do osciloscópio. A resolução horizontal, de 2500 pontos por varredura, está em função da velocidade de conversão analógica do osciloscópio, com um máximo de 1 bilhão de amostragens por segundo ou 1 GSa/s, sendo o tempo inicial dado pelo trigger. Isso permite uma boa resolução em carga, sendo superior aos conversores A/D disponíveis comercialmente, os quais tipicamente têm resolução de 0.25pC. Por exemplo, para uma varredura com escala horizontal de 25ns por divisão e escala vertical de 20mV por divisão (a qual é a maior escala vertical utilizada neste experimento), teremos:

$$\begin{aligned}\Delta Q &= \Delta i \cdot \Delta t = (\Delta V/50) \cdot \Delta t \\ \Delta Q &= [10 \times 20 \cdot 10^{-3} \times (128)^{-1}] \times 0.02 \times 25 \cdot 10^{-9} \times (2500)^{-1} \\ \Delta Q &= 0.3125\text{fC}\end{aligned}$$

onde ΔV é a resolução em amplitude para 8 bits com sinal e Δt é a resolução no tempo para 2500 pontos de uma varredura. Logo, o nosso sistema tem resolução em carga aproximadamente 80 vezes maior para a conversão A/D do que um ADC convencional.

Os dados resultantes da aquisição são processados posteriormente por programa escrito em linguagem de programação LabVIEW®, de modo a gerar um arquivo menor em formato de colunas (ntuplas), e facilitar a análise estatística por macro de ROOT escrita em C++ [55, 56, 57].

Embora o setup para teste de tubos fotomultiplicadores possua taxa de aquisição máxima de 5Hz, a taxa de ocorrência dos eventos também é baixa: o gerador de fótons tem frequência de pulsos ajustável, e o fluxo de múons ao nível do mar é de $1 \text{ min}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ [58]. Como em nosso sistema de teste o maior dos cintiladores tem área de 400 cm^2 (vara de cintilador para teste de MAPMT), a taxa de eventos será de 400 min^{-1} , ou 6.67Hz.

Após as medidas de fóton único, foram realizadas medidas para avaliar a influência do efeito Čerenkov nas medidas com o PMT [52]. Este efeito é provocado pelos múons cruzando o corpo do PMT, em especial a sua janela, e o vidro utilizado no corpo do PMT funciona como um cintilador para os múons. Para realizar tal medida, o gerador de fótons foi

desativado, e na parte externa da câmara foi posto um PMT RCA 6342A, acoplado a uma placa de cintilador plástico, como mostra a figura 3.3 (não foi preciso retirar o LED e o diafragma, e a figura 3.3 não os mostra por razões de simplicidade). Com isto pretendeu-se realizar coincidência dos sinais dos dois PMTs, de modo a confirmar que se tratava de um sinal provocado por múon. O experimento também incluiu medidas com a câmara escura colocada na posição horizontal.

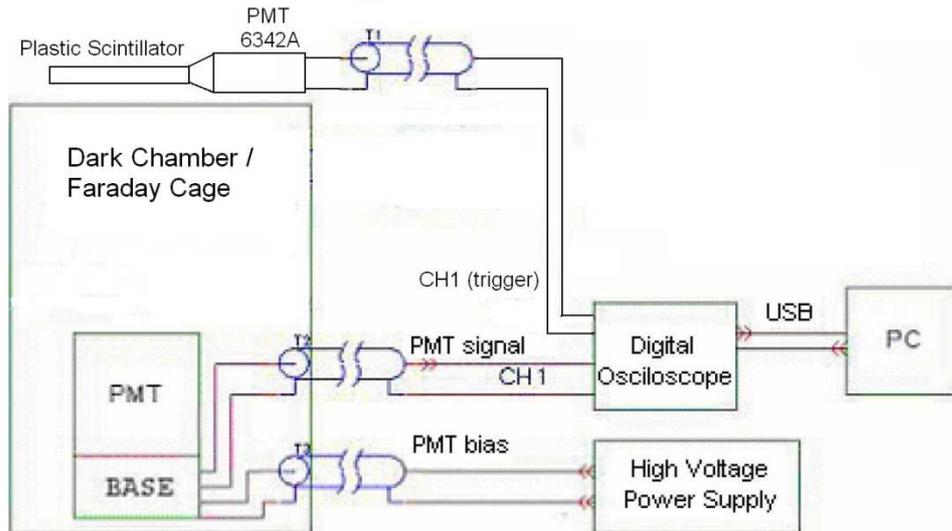


Figura 3.3 - Diagrama de blocos do setup para observação de luz Čerenkov no PMT de 8 polegadas Hamamatsu R5912.

Como foi dito nos capítulos 1 e 2, o sistema de detecção de múons para veto da aquisição de dados do detector Neutrinos Angra, o qual está em desenvolvimento, tem como componentes placas cintiladoras fabricadas no Fermilab [35, 41, 42], fibras WLS YS-11 da Kuraray [43, 46] e tubos fotomultiplicadores MAPMT da Hamamatsu [38]. Cada um dos componentes, e posteriormente todo o conjunto montado para formar o sistema, deve passar por este procedimento.

Para que um MAPMT possa ser caracterizado desta forma, são necessários os seguintes componentes para o sistema de medida:

1 - Uma câmara escura blindada, para isolar da luz e interferência eletromagnética ambientes, pois os sinais gerados pela MAPMT são de pequena amplitude e banda larga, pulsos com largura e tempos de subida e descida da ordem de nanosegundos. Dessa forma, a largura de banda e o ganho dos circuitos eletrônicos utilizados tornam o sistema de medidas muito sensível às interferências eletromagnéticas ambientais. A blindagem óptica (câmara escura) deve ser efetiva para faixa de luz sensível para a fotomultiplicadora e cintiladores.

- 2 - Uma fonte padrão geradora de partículas ionizantes (fonte radioativa) ou fótons (gerador de fóton único);
- 3 - Medição de parâmetros ambientais, com sensor de temperatura;
- 4 - Um sistema de aquisição de dados, para digitalização e gravação;
- 5 - Placas cintiladoras detectoras de raios cósmicos;
- 6 - Fibras ópticas plásticas cintiladoras conversoras de comprimento de onda;
- 7 - Tubo fotomultiplicador sob teste.

Como visto no capítulo 2, o MAPMT é equivalente a múltiplos tubos fotomultiplicadores independentes (cátodos e ânodos individuais), com suas respectivas cadeias de dinodos compartilhando um mesmo divisor de tensão, estando o conjunto encapsulado em um pequeno invólucro. Outra característica importante do MAPMT é que a polarização dos dinodos é comum a todos os canais, e como o último dinodo drena uma corrente sensível do divisor de tensão, correspondente a uma fração da soma total das correntes individuais de cada ânodo, quando se pode acessar seu eletrodo tem-se um sinal em corrente que pode ser usado como sinal de *trigger* (ou acionamento da aquisição de dados) ou de monitoração na operação do sistema. Também o reduzido tamanho dos fotocátodos, da ordem de 4mm^2 , exige o direcionamento de luz por meio de fibra ótica, cujo cone de luz deverá iluminar o fotocátodo sem iluminar seus vizinhos. Tendo alto ganho e baixo ruído, o MAPMT pode detectar fóton único, o que deve ser usado para medir o ganho em baixos níveis de luminosidade.

Como o sistema de veto de muons do experimento Neutrinos Angra deverá ter uma configuração de múltiplos planos de cintiladores plásticos com fibras WLS, o sistema de teste reproduz, em escala menor, esta condição nas medidas, e se avalia a eficiência de detecção de múons com 3 planos de cintiladores. Cada placa cintiladora tem nela uma fibra ótica embutida ao longo de todo o seu comprimento, direcionada para um fotocátodo do MAPMT.

Para realizar a medida de fóton único com o MAPMT, foi utilizado o setup mostrado na figura 3.4. A câmara escura utilizada no experimento com MAPMT foi feita com um tubo de aço galvanizado de 142cm de comprimento e 6cm de diâmetro, acoplado por rosqueamento a um tubo de alumínio de 20cm de comprimento e 7.5cm de diâmetro. O LED azul é colocado na posição correspondente à metade do comprimento da câmara escura, de modo a não privilegiar nenhum dos pixels por questão de ângulo de incidência da luz [53].

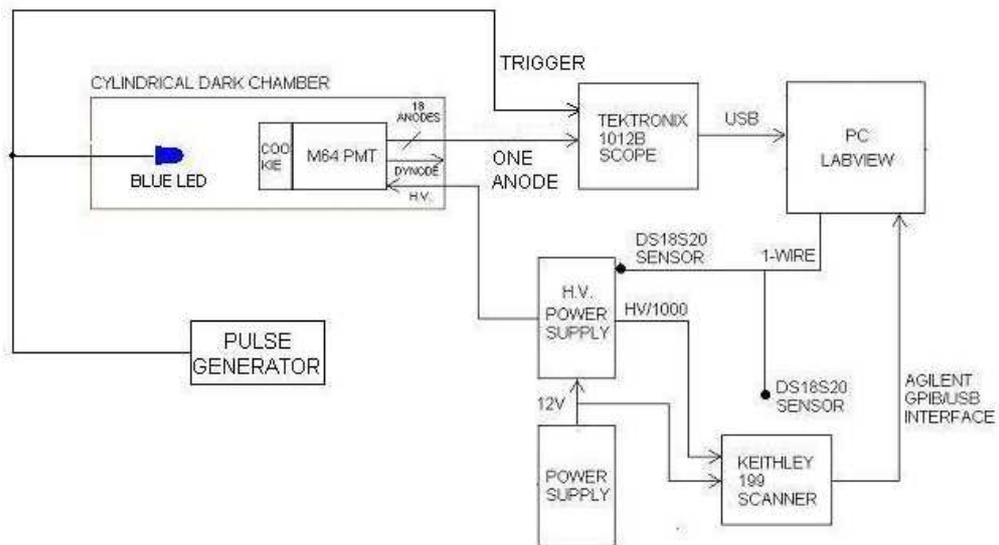


Figura 3.4 - Setup para caracterização com fóton único do MAPMT Hamamatsu H7546A.

Simultaneamente à aquisição de sinais do MAPMT, há a tomada de dados de temperatura do ambiente, dos valores das tensões das fontes de alimentação da fonte de alta tensão e da saída desta. O MAPMT é alimentado por uma fonte de alta tensão negativa, que por sua vez é alimentada por uma fonte de bancada ajustada em +12V. A temperatura é medida por meio de sensores DS18S20 da MAXIM [59], que utilizam o protocolo *1-wire* de comunicação, e as tensões na fonte de alta tensão e na sua respectiva alimentação são medidas pelo multímetro multicanal Keithley 199. A medida da tensão na fonte de alta tensão não é feita diretamente na saída, mas por meio de uma saída auxiliar que fornece uma amostra da tensão de saída atenuada em 1000. Assim, assegura-se a segurança do operador do sistema, bem como o limite de leitura do instrumento de medida não é extrapolado.

Para observar sinais de múons com o MAPMT, foram retirados do setup de medição de fóton único da figura 3.4 o LED e sua linha de transmissão, e colocadas duas varas de cintilador plástico, uma vara de madeira, duas fibras cintiladoras do tipo WLS, um guia de fibras (*cookie*), placa com conectores para encaixe nos ânodos do MAPMT, cabos coaxiais e conectores LEMO, BNC e SHV. Por ser totalmente de material metálico e estar hermeticamente fechada, esta câmara funciona como uma gaiola de Faraday, blindando a parte de detecção do sistema contra interferências eletromagnéticas, além da luz visível ao olho humano. Este conjunto é mostrado na figuras 3.5 e 3.6. Foram gravados simultaneamente dados referentes a dois canais do osciloscópio, correspondendo a dois canais do MAPMT (ânodos ou ânodo e dinodo); para tanto, os programas escritos em linguagem de programação LabVIEW® utilizados no experimento com o PMT Hamamatsu R5912 [52, 54, 56, 57] foram adaptados.

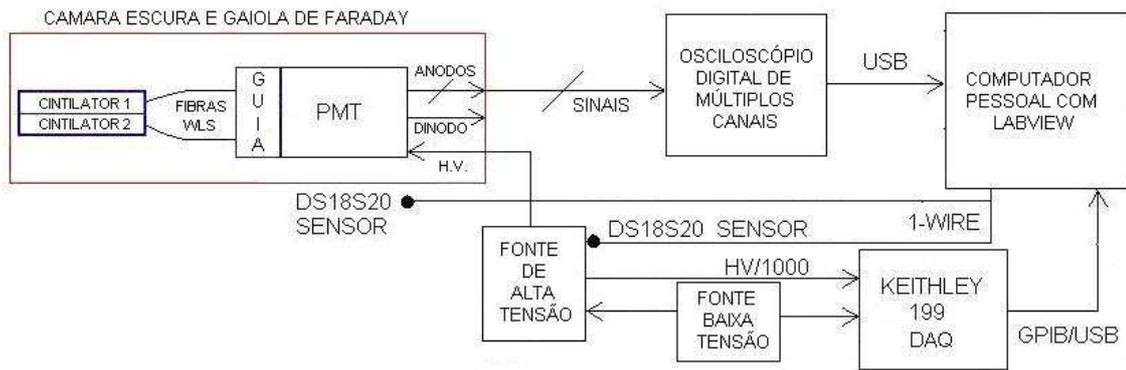


Figura 3.5 - Diagrama de blocos do setup de teste da MAPMT para detecção de múons, utilizando dois cintiladores.

Dentro da câmara escura, a montagem é feita de modo que o MAPMT colete os sinais vindos de duas fibras WLS que emitem luz verde, que por sua vez coletam os sinais de dois cintiladores plásticos que emitem luz azul. Como a luz entra na fibra WLS no comprimento de onda da luz azul e sai com o comprimento de onda da luz verde, há um excedente de energia, pois o fóton azul tem mais energia que o fóton verde. Entretanto, a fibra WLS tem a capacidade de aproveitar toda a energia luminosa que entra nela para gerar luz verde, fazendo com que esse excedente de energia resulte em um aumento da quantidade de fótons verdes, como foi visto no capítulo 2. Assim, temos um aumento da eficiência quântica do MAPMT. Uma das extremidades de cada fibra ótica termina no *cookie* (guia de fibras), composto de plástico PVC e com dois orifícios dispostos em diagonal que o transpassam. A finalidade do *cookie* de PVC é guiar as fibras para pixels específicos do MAPMT e ajudar no isolamento ótico em um eventual vazamento de luz do ambiente exterior no tubo. A fixação da fibra ótica WLS no *cookie* de PVC é feita com cola de metil-acrilato, e o excesso é cortado com lâmina de fio fino (bisturi ou estilete). Para que haja acoplamento ótico satisfatório entre as fibras e o MAPMT, as fibras devem ser polidas com lixa d'água e solução de alumina (particulado de 5.0μ e 0.05μ). Sendo assim, o *cookie* de PVC e o MAPMT são unidos firmemente com o auxílio de feixes de látex. A goma BC 600 [44] é aplicada nas terminações das fibras óticas, cooperando no acoplamento ótico entre as fibras e a janela do MAPMT.



a)



b)

Figura 3.6 - Setup de teste do MAPMT Hamamatsu H7546A. a) Conjunto câmara escura, cintiladores, fibras WLS, guia de fibra e MAPMT com cabos coaxiais; b) Setup fechado, com a segunda parte do tubo com painel de conectores LEMO, BNC e SHV.

3.2 Programa de aquisição de dados

O programa de aquisição de dados e controle dos instrumentos de medida do sistema de teste de tubos fotomultiplicadores foi elaborado em linguagem de programação LabVIEW® [52, 54, 56, 57, 60]. Os programas feitos em tal linguagem são chamados de instrumentos virtuais (*Virtual Instruments – VI's*) porque são capazes de fazer com que o computador controle instrumentos reais, como osciloscópios e multímetros, e realize medidas simulando um instrumento, exigindo para isso apenas um transdutor com interface para o computador no qual o programa está sendo executado. O programa feito em LabVIEW® não utiliza linhas de código em texto (embora seja possível incluí-las dentro do programa), mas ícones que representam desde operações típicas das linguagens de programação (operações de aritmética, estruturas condicionais etc) até outros VI's menores, que concentram outras rotinas a serem executadas. Neste caso, os VI's que estão contidos dentro de outros são chamados de subVI's. Outrossim, o LabVIEW® não se restringe ao controle de instrumentos, mas também é capaz de realizar operações de processamento de dados.

A figura 3.7 mostra o fluxograma que descreve a lógica utilizada no programa de aquisição de dados. Iniciado o programa, são enviados comandos ao osciloscópio Tektronix TDS1012B (vide figuras 3.2, 3.3 e 3.4) que determinam a forma como os dados serão entregues ao computador. Depois, é solicitado ao usuário que dê o nome do arquivo texto onde os dados serão gravados, bem como o local onde ele vai ser salvo. A partir deste ponto, o programa funciona sem a intervenção do usuário, se limitando a solicitar os dados referentes à forma de onda presente nos canais 1 e 2 do osciloscópio. Isso acontece somente quando há *trigger*, ou seja, se depois de gravados os dados dos canais não houver *trigger*, o programa vai aguardar até que ocorra outro evento.

Os dados de cada evento são gravados em um arquivo texto como um conjunto de 2500 caracteres alfanuméricos ASCII por canal, correspondentes à varredura acionada por um sinal de trigger, mais o cabeçalho. O cabeçalho enviado pelo osciloscópio contém as informações dos fatores de escala vertical (amplitude) e horizontal (tempo) da tela do osciloscópio, e a posição vertical da *baseline* dos canais na tela, todos no formato de notação científica. Entretanto, o programa não grava a posição de *baseline* dos canais no arquivo texto, ele só a utiliza para traçar um gráfico na tela de apresentação do programa de aquisição. O programa, no momento da aquisição, ainda acrescenta informações que serão necessárias para o processamento desses dados, como a data e hora que aconteceu o evento (data e hora

do sistema do PC que executa o programa de aquisição) e número do evento, e caracteres que indicam a separação entre cabeçalho, dados e canais 1 e 2.

O programa de aquisição tem dois gráficos que mostram na tela do computador uma reprodução da varredura do osciloscópio, referente aos dados de cada canal que está sendo gravado no momento da aquisição, como mostra a figura 3.8.



Figura 3.7 - Fluxograma do programa de aquisição de dados.

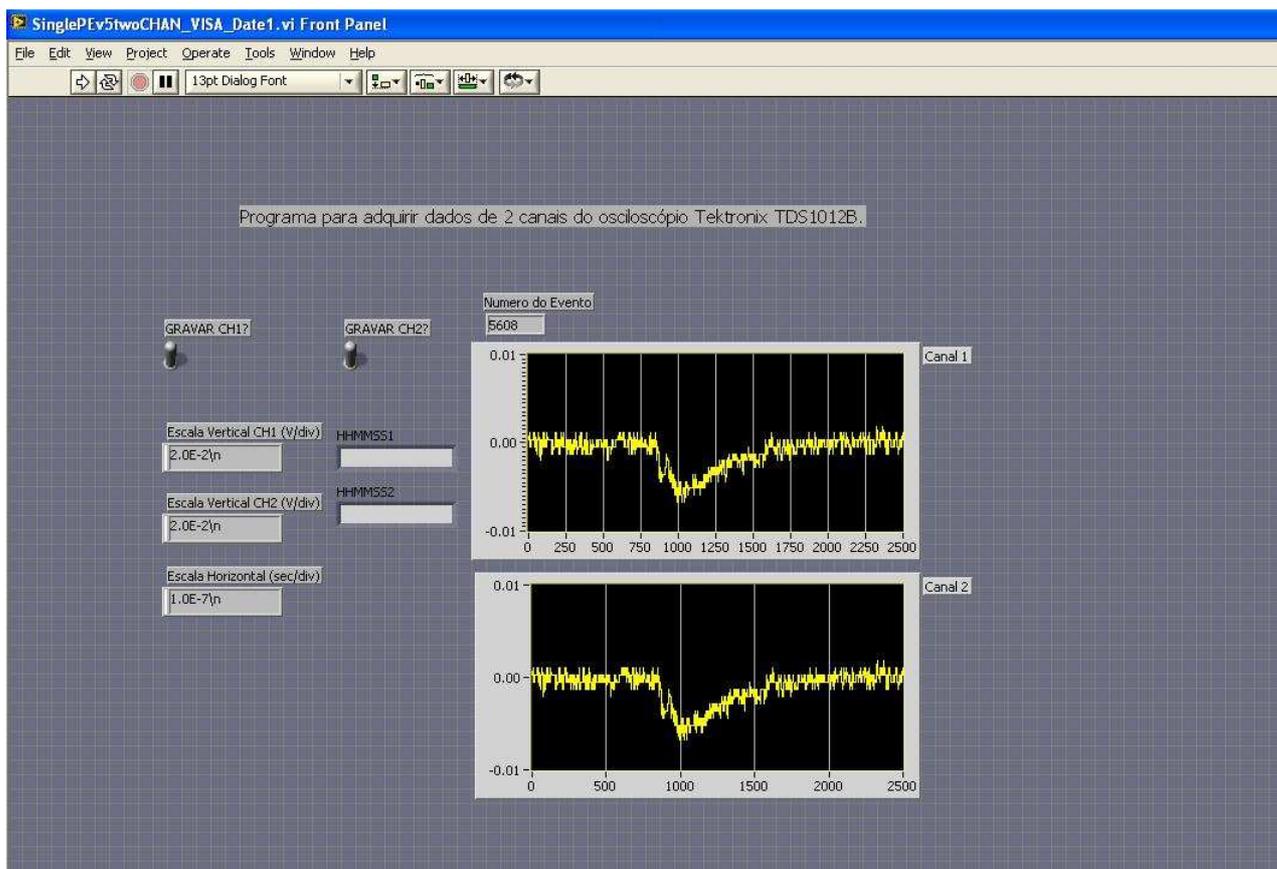


Figura 3.8 - Interface com o usuário do programa de aquisição de dados.

Com o intuito de verificar a influência da variação de temperatura na estabilidade da fonte de alta tensão (HV), foi feito um programa em LabVIEW® para adquirir os valores da fonte de alta tensão, bem como da temperatura ambiente. Para tanto, foi utilizado o sensor de temperatura Maxim DS18S20 [59], com resolução de 12 bits e comunicação *1-wire* com o computador que executa o programa de aquisição de dados. Já a medição dos valores na saída fonte HV fica a cargo do multímetro Keithley 199, o qual possui interface GPIB com o computador. O programa que comanda a aquisição dos dados de temperatura e saída da fonte HV tem a interface de usuário mostrada na figura 3.9, com a qual é possível configurar o intervalo de aquisição, a precisão em bits, a interface para aquisição de tensão e o intervalo entre cada aquisição, em segundos.

O intervalo de aquisição, independente de qual valor foi definido pelo usuário, será constante, ao contrário da aquisição de dados oriundos dos tubos fotomultiplicadores, que seguramente têm natureza aleatória. Logo, é normal que, para cada tomada de aquisição de dados, haja mais dados referentes à tensão e temperatura do que dados de eventos de múons ou fóton único.

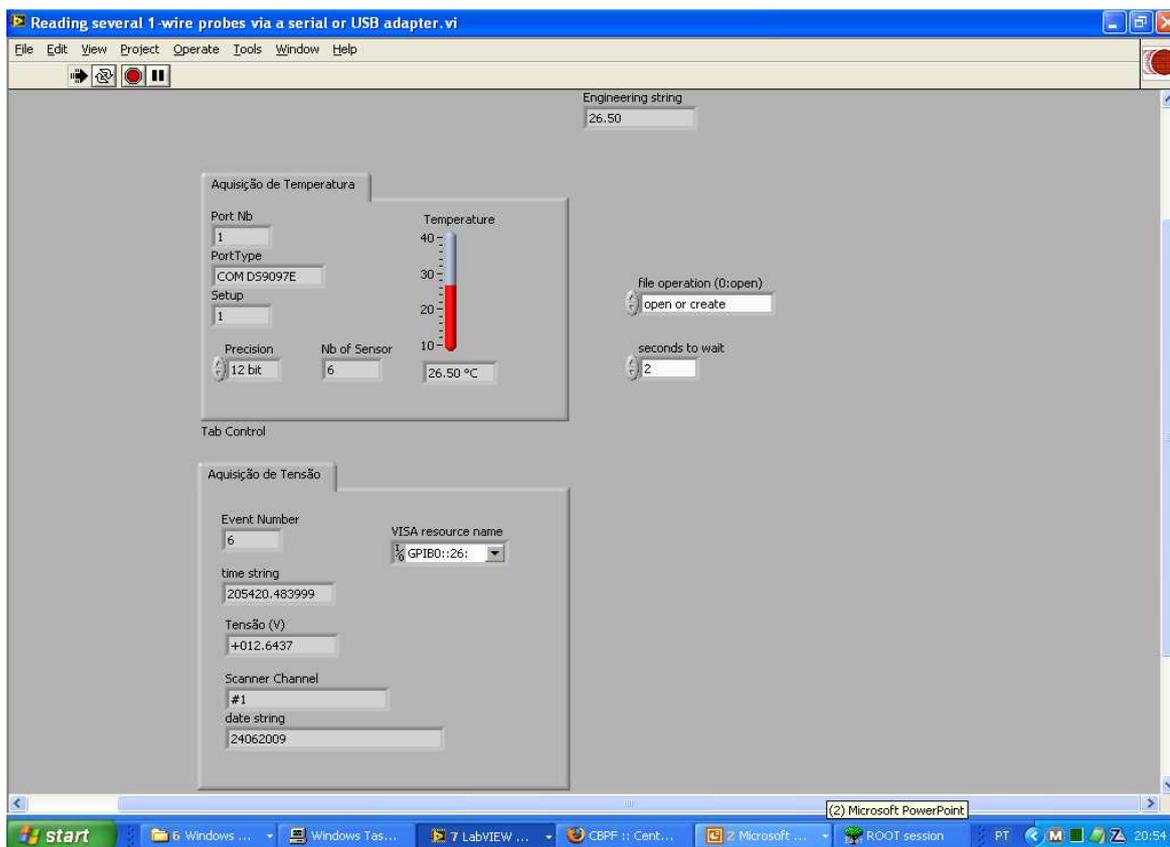


Figura 3.9 - Interface com o usuário do programa de aquisição de dados de alta tensão e temperatura.

3.3 Programa de processamento de dados

O programa de processamento de dados trabalha *off-line*, isto é, processa os dados já adquiridos pelo computador do osciloscópio e gravados em disco. Originalmente, foi feito para processar dados oriundos de aquisição com um canal do osciloscópio, mas foi adaptado para obter dados de dois canais.

Seu objetivo é transformar o arquivo de dados em formato de caracteres ASCII alfanuméricos em um arquivo chamado de “ntupla”, onde os dados estão escritos com caracteres numéricos e ficam organizados em colunas. Cada coluna representa uma grandeza de interesse do conjunto de dados dos dois canais adquiridos, a saber: número do evento, carga (pC), tempo de meia-subida do pulso (ns), *rise time* (tempo de subida) de 10% a 90% (ns), amplitude do pulso (mV), data (aa/mm/dd), hora (HHMMSS.xxxxxx) e tempo decorrido entre eventos (segundos). As colunas seguintes são referentes ao canal dois, que só possui número do evento, carga, tempo de meia-subida do pulso, tempo de subida de 10% a 90% e

amplitude do pulso, pois as outras informações seriam redundantes. Sendo assim, em uma linha do arquivo têm-se todas as grandezas referentes a dois canais de um único evento.

Na etapa inicial, o arquivo de dados é lido sequencialmente no formato string, a qual tem comprimento de 5119 caracteres, os quais contêm dados referentes a dois canais. A seguir, é verificada a integridade dos dados, de modo a confirmar se há 5119 caracteres na string, e são retirados os caracteres delimitadores de eventos e canal, de modo que só o cabeçalho e os 5000 pontos referentes aos dados dos dois canais permaneçam.

O formato dos dados no arquivo de ntuplas, visto por um programa escrito em LabVIEW®, é *string* em notação científica. Contudo, para possibilitar as operações de processamento, o arquivo é convertido para o formato de ponto flutuante. Isso é feito transformando os caracteres ASCII em seus correspondentes números inteiros sem sinal de 8 bits, ou seja, números de 0 a 255; mais especificamente, uma matriz unidimensional de 2500 elementos. Depois, subtrai-se de cada número inteiro o valor 127, para que se converta para números inteiros com sinal (intervalo de -127 a +128). Finalmente, estes valores são normalizados com relação à escala vertical do osciloscópio, multiplicando-se pelo valor do fator de escala vertical dividido por 25.6, pois temos 10 divisões verticais (na tela do osciloscópio são vistas oito, mas na memória do aparelho há uma divisão a mais nos dois extremos), e subtraindo de cada valor da matriz a média dos valores dos 2500 elementos.

Após a divisão seguir, temos o cálculo das grandezas que compõem a ntupla, a partir da matriz de 2500 elementos. Primeiro, é necessário definir a *baseline* da varredura de 2500 pontos, isto é, o grupo de pontos que é considerado a referência para se medir o valor da amplitude de pico. A linha de base é calculada ao se tomar a média dos valores dos pontos, desde o primeiro até o ponto referente ao valor de BIN INICIAL, o qual é definido pelo usuário. O usuário define a linha de base de acordo com a posição horizontal do trigger do osciloscópio no momento da aquisição, ou seja, BIN INICIAL deve ficar antes do início da subida do pulso. O valor de pico da amplitude é o maior valor resultante da subtração dos 2500 pontos menos o valor da linha de base.

Para calcular a carga, cada valor da matriz é dividido por 50 (valor da impedância da linha de transmissão do sinal adquirido, em ohms) para obter-se a corrente. Então, é realizada a operação de integração numérica

$$q(t) = \sum_{N_o}^{N_i} i(t)\Delta t \quad (3.1)$$

onde o intervalo infinitesimal Δt é calculado multiplicando-se o valor do fator de escala do osciloscópio, no momento da aquisição, pelo número de divisões horizontais, e dividindo pelo número de pontos, ou seja, 2500. Para normalizar o futuro gráfico do ROOT em pC, há ainda uma multiplicação por 10^{12} . O intervalo de integração vai de N_0 a N_i , que correspondem, respectivamente, ao BIN INICIAL e à soma de BIN INICIAL com ANCHURA (largura da janela de integração), os quais são definidos antes do programa processar os dados.

Entretanto, até aqui somente se obtêm a carga em seu valor de pico; para calcular todo o conjunto de pontos de modo a se traçar o gráfico de carga e obter os tempos de meia-subida e *rise time*, é necessário utilizar um laço FOR de loop, onde se realiza a integração de modo a se ter todos os 2500 pontos referentes à carga. De posse deste conjunto de pontos, o programa obtém o número referente à posição, na matriz, dos pontos que estão a 90%, 10% e 50% do valor de pico, subtraindo o valor referente a 10% dos valores referentes a 90% e 50%. Estes números são multiplicados pelo valor normalizado da escala horizontal do osciloscópio Δt multiplicado por 10^9 , pois os valores de tempo obtidos estão em nanossegundos.

A coluna com o tempo entre eventos é criada a partir dos dados de hora, onde o tempo do primeiro evento é zero, por definição. A partir do segundo evento, o tempo entre eventos é calculado da seguinte forma:

$$t_n = h_n - h_{(n-1)} \quad (3.2)$$

onde t_n é o tempo entre o evento n e o evento $(n-1)$, h_n é o horário no qual aconteceu o evento n e $h_{(n-1)}$ é o horário no qual aconteceu o evento $(n-1)$. Como o tempo entre eventos é dado em segundos, é preciso converter o dado de hora do formato HH:MM:SS.xxxxxx para o equivalente em segundos para realizar a equação (3.2). Entretanto, como a aquisição de dados do sistema de teste de MAPMT é realizada por mais de 24 horas, sempre haverá a situação onde se cruzará o horário de zero hora (00:00:00.xxxxxx), onde o resultado da equação (3.2) será negativo, e com valor em módulo errado. Por isso, é incluído na subrotina um registrador de deslocamento que armazena o valor do horário anterior ao atual, ou seja, $h_{(n-1)}$. Este valor é comparado com h_n , segundo o algoritmo:

```

IF [  $h_{(n-1)} > h_n$  ]
     $t_n = 86400 + h_n - h_{(n-1)}$ 
ELSE
     $t_n = h_n - h_{(n-1)}$ 

```

onde 86400 é número de segundos equivalente a 24 horas.

Cumpridas as etapas de cálculo numérico, o programa termina o ciclo de processamento de um evento gravando os dados no arquivo texto, resultando em uma linha da ntupla. A ntupla terá número de linhas igual ao número de eventos, e terá treze colunas, totalizando as grandezas analisadas nos dois canais. Cabe ressaltar que o processamento descrito neste item 3.3 é realizado, ao mesmo tempo, com os dados dos dois canais.

4. Eletrônica do veto de múons

4.1 Introdução

O sistema eletrônico de aquisição de dados do detector de múons para veto no detector Neutrinos Angra que aqui se propõe fica contido em uma câmara escura, blindada e aterrada, e se constitui de módulos com uma MAPMT, em cujos pinos se encaixam placas de circuito impresso com amplificadores, discriminadores rápidos, multiplexadores de sinal analógico - MUX, e conversores de sinais digitais em analógicos - DAC. Todas estas placas se encaixam via conectores e cabos em uma placa com o sistema lógico para aquisição, processamento e transmissão de sinais digitais, feita com FPGA, como se mostra nas figuras 4.1 e 4.2. Desta maneira se tem um sistema compacto, de mínima interferência eletromagnética e mínimo atraso de propagação dos sinais eletrônicos.

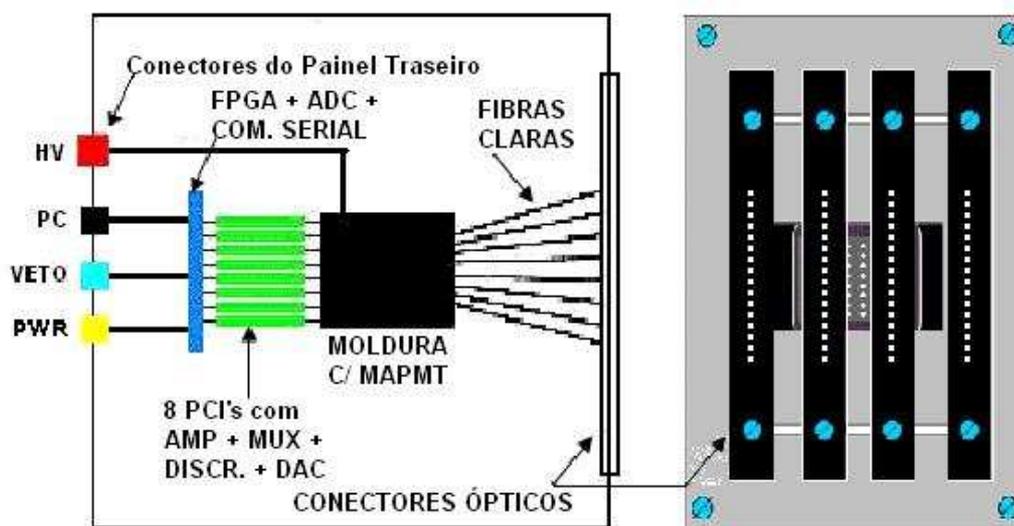


Figura 4.1 - Esquema da câmara escura com MAPMT, eletrônica e conectores elétricos e ópticos.

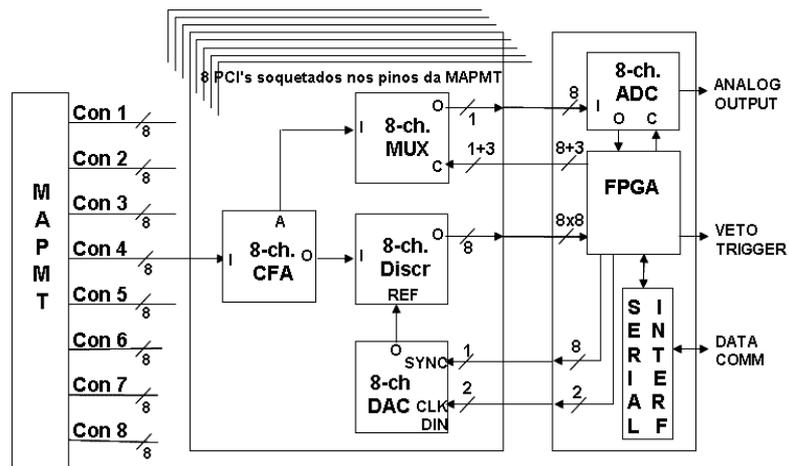


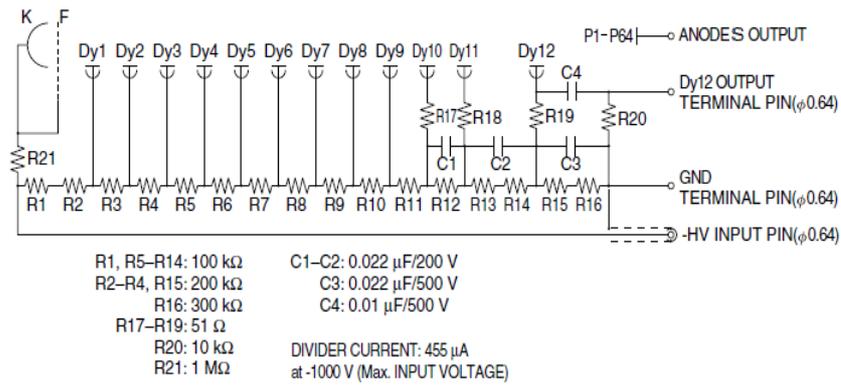
Figura 4.2 - Esquema em blocos do sistema eletrônico do veto de múons.

Neste capítulo apresentamos os circuitos eletrônicos desenvolvidos para compor, futuramente, uma versão mais rápida do sistema de teste descrito no capítulo 3, e eventualmente o sistema de veto de múons do detector Neutrinos Angra. Foram construídos módulos amplificador-discriminador com 4 e 8 canais, para converter em tensão pulsos de corrente diretamente de tubos fotomultiplicadores de múltiplos ânodos. Estes sinais podem ser amostrados um a um para conversão analógica digital e visualização da forma de onda por osciloscópio. Os circuitos também discriminam, para separar do ruído, os sinais de luz detectados pelo MAPMT, usando como referência níveis de tensão pré-estabelecidos remotamente via conversores digitais-analógicos. Desse modo, quando o sinal do MAPMT ultrapassa a tensão de referência, se tem um pulso de tensão digital padrão TTL [61].

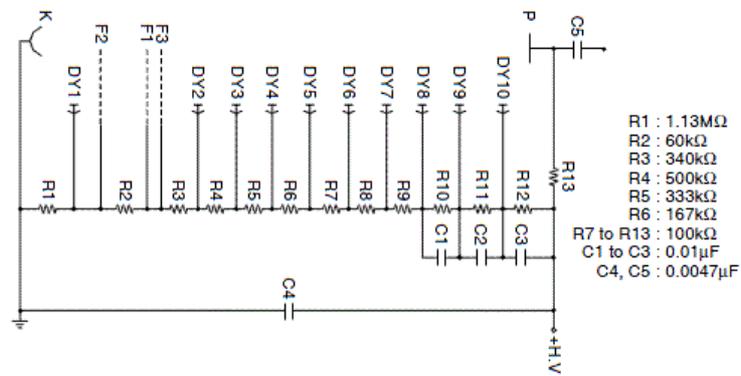
Foram usados de forma simples, porém não convencional, o amplificador analógico com realimentação por corrente (*current feedback amplifier* - CFA) AD8009 da Analog Devices [62], e comparadores LT1011 da Linear Technology [63] e AD8561 [64] da Analog Devices.

Iniciou-se o projeto do circuito eletrônico analógico com o estudo dos sinais gerados pelos MAPMT nas condições de detecção com fotoelétron único, e de detecção de raios cósmicos em protótipo de detector de veto para o detector Neutrinos Angra, que resulta na geração de múltiplos fotoelétrons.

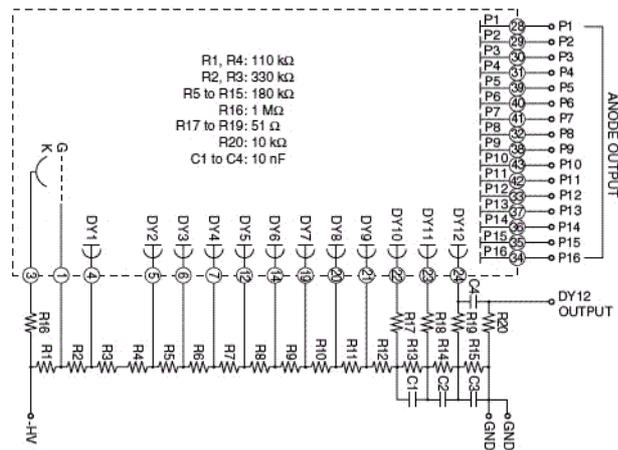
A figura 4.3 apresenta os circuitos de polarização dados pela Hamamatsu para os tubos H7546 e R5912, ambos testados neste trabalho, e o MAPMT R8900-03-M16 com base E9349 a ser adquirido da Hamamatsu para uso no sistema de veto de múons do detector Neutrinos Angra.



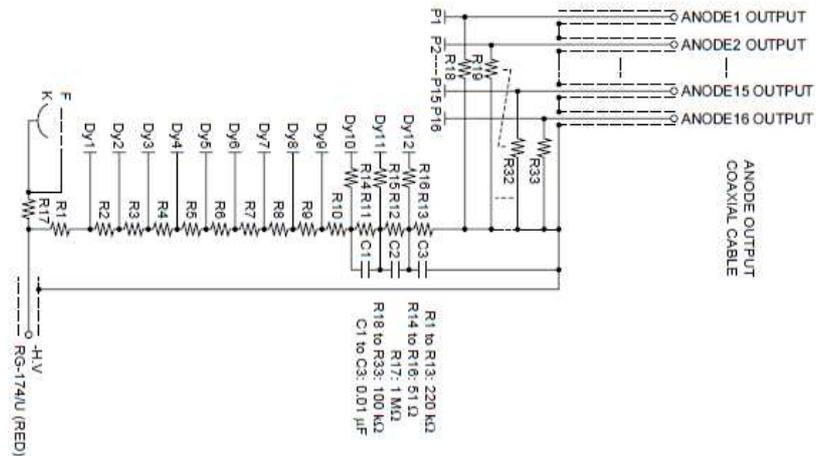
a) Divisor de tensão do MAPMT H7546



b) Divisor de tensão do tubo R5912



c) Divisor de tensão do MAPMT H8900-03-M16 com base E9349



d) Divisor de tensão do MAPMT H6568.

Figura 4.3 - Circuitos de base dos fototubos da Hamamatsu relacionados com este trabalho.

Com base nas informações apresentadas na figura 4.3, se criou o modelo, dado na figura 4.4, de geração de sinais de ânodo e de último dinodo dos MAPMT H7546 e H8900-03-M16, para modelar a interação entre MAPMT e o circuito a ser implementado, tanto na análise de polarização quanto na da resposta a transiente rápido. Para modelar a forma de onda do sinal, usaram-se dados típicos do MAPMT Hamamatsu H7546A, mostrado na figura 4.5 [38]. Estes dados foram confirmados pelas medidas realizadas com fotoelétrtron único e raios cósmicos, como será mostrado no capítulo 5.

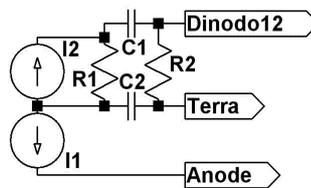


Figura 4.4 - Modelos usados nas simulações com SPICE: $R1 = 50 \Omega$, $R2 = 10k\Omega$, $C1 = 10nF$, $C2 = 22nF$

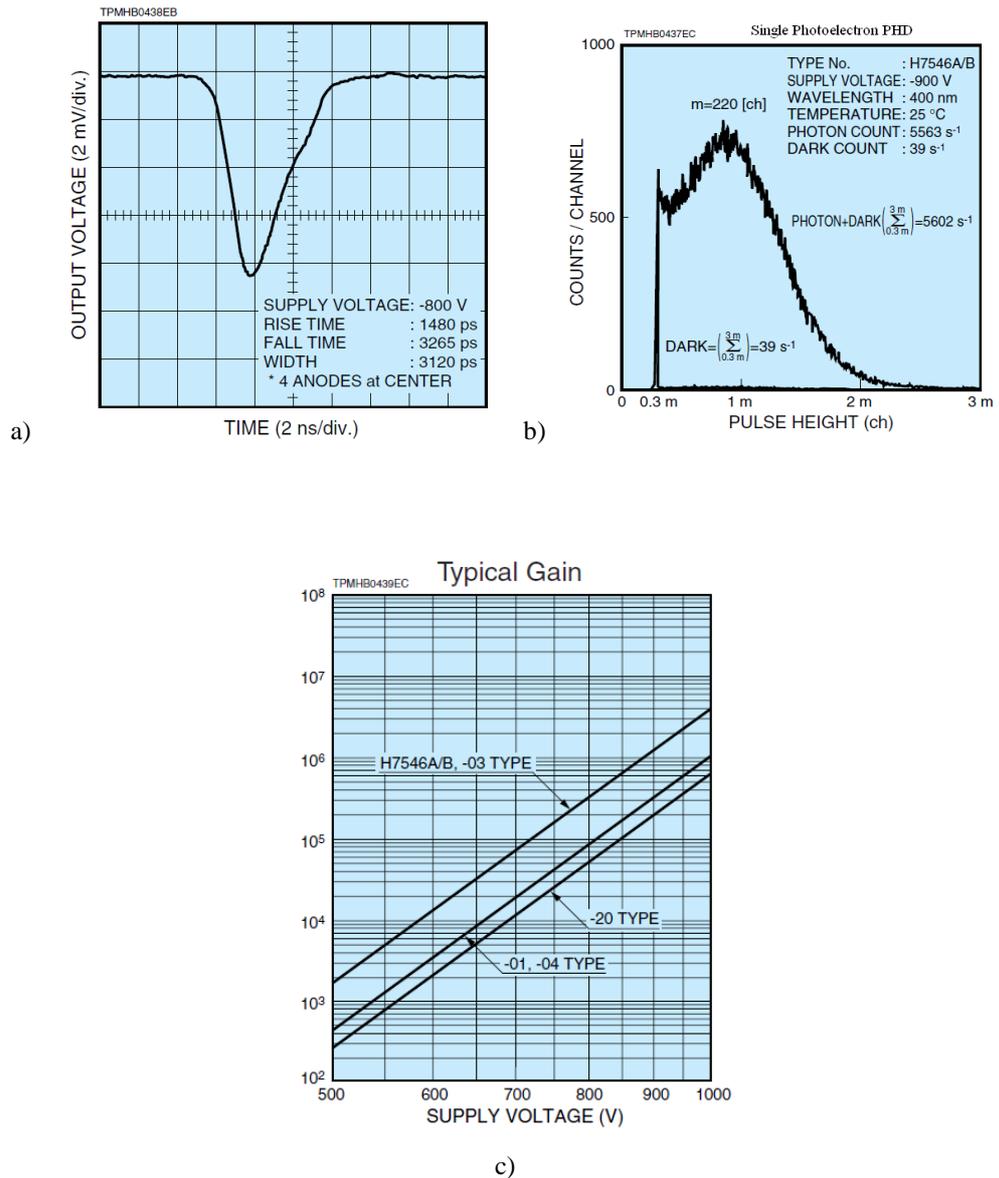


Figura 4.5 - Características dadas pela Hamamatsu para o MAPMT H7546A: a) tempo de resposta, b) altura de pulso e c) ganho em função da tensão de polarização.

4.2 Protótipo 1 da Eletrônica Analógica

Nesse protótipo, denominado doravante como o de número 1, se usam dois circuitos integrados monolíticos (CI): o amplificador AD8009 da Analog Devices [62], e o comparador LT1011 da Linear Technology [63], combinados no esquema dado na figura 4.9.

As condições de operação foram simuladas com LTSpice® [65], com modelos fornecidos pelos fabricantes dos CI. Esses dados do fabricante foram confirmados por medidas realizadas com fotoelétrons simples gerados por LED rápidos e por raios cósmicos

detectados pelo protótipo de detector de múons para veto de Neutrinos Angra [52, 53, 54]. A figura 4.6 mostra o resultado de medidas de foto-elétron simples no tubo H7546A alimentado com -950V, com correlação entre amplitude de pico e carga da corrente do anodo, observada diretamente com osciloscópio digital de 100 MHz de banda, amostragem de 1GSa/s e 50Ω de impedância de carga, sem amplificação adicional. Observou-se foto-elétrons simples em pulsos de amplitude de pico média de 2 e 4 mV e carga elétrica de 510fC, e fotoelétrons duplos em pulsos com o dobro de tensão e carga. O ganho do fototubo, nestas condições, é de 3,2 milhões, próximo ao de 2 milhões na curva 4.5c, resultando em correntes de anodo, sobre 50Ω, de 40 e 80 μA de pico, respectivamente.

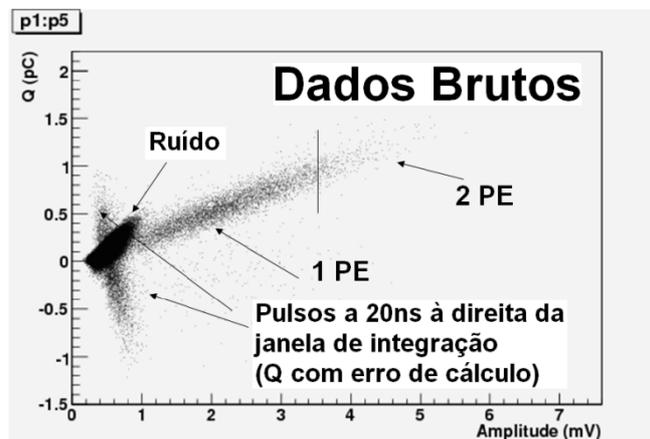


Figura 4.6 – Gráficos de amplitude e carga de pulsos na detecção de luz com fotoelétron único, com H7546A a -950V.

Na detecção de múons com um conjunto composto de um cintilador do Fermilab, fibra óptica WLS Kuraray Y-11(175) de 1,2 mm de diâmetro e MAPMT Hamamatsu H7546A polarizado a -950V, observou-se com osciloscópio digital sem amplificação adicional, sobre uma carga de 50 Ω, pulsos com amplitude de pico de cerca de 40 mV, ou 0,8 miliampères sobre 50 Ω, e carga de 10 pC, ou cerca de 20 fotoelétrons, como será visto no capítulo 5. O resultado, apresentado na figura 4.7, mostra um baixo número de eventos de linha de base ou background, devido ao nível alto de sinal em relação ao ruído. Estes dados foram tomados como base para as simulações de avaliação de projeto dos circuitos desenvolvidos neste trabalho.

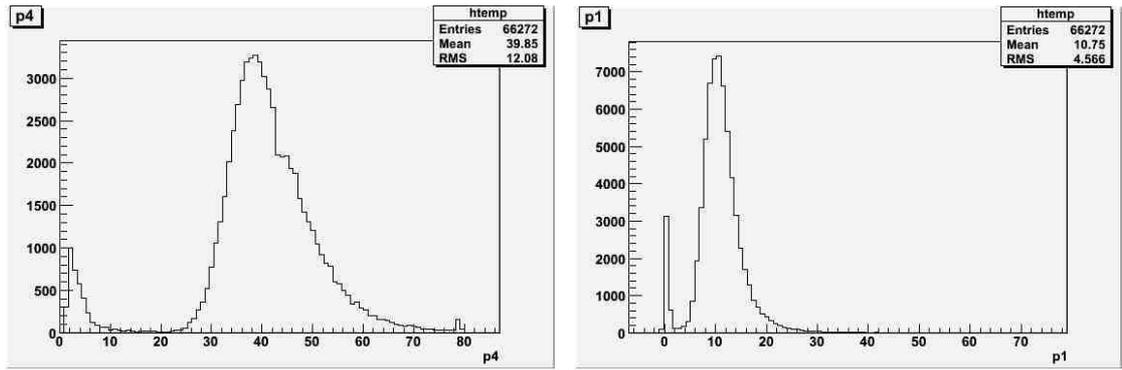


Figura 4.7 – Amplitude de pulso em mV (p4) e carga em pC (p1) na detecção de múons de H7546A a -950V.

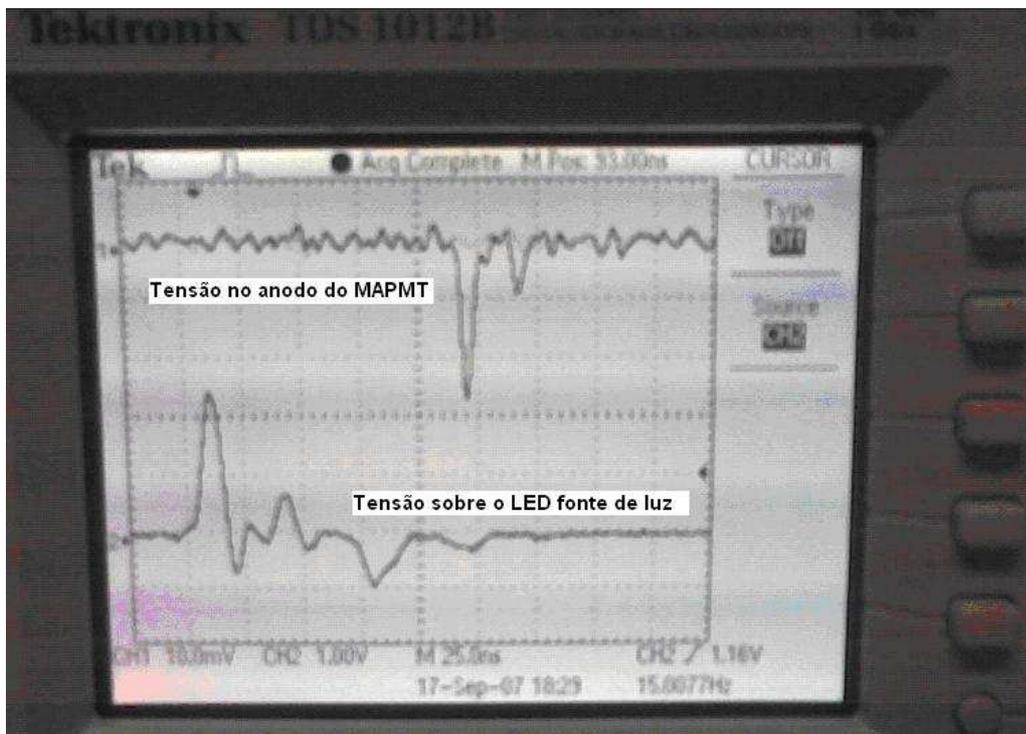


Figura 4.8 – Sinal fornecido pelo MAPMT Hamamatsu H7546A (negativo) para fotoelétrons simples, e sinal que excita a fonte de fótons simples (positivo) quando vistos no osciloscópio digital Tektronix TDS1012B.

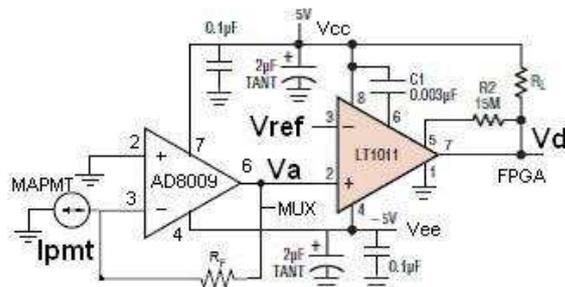


Figura 4.9 – Esquema elétrico do pré-amplificador & comparador para o sistema de veto de múons Neutrinos Angra, utilizado na simulação em LTSpice®.

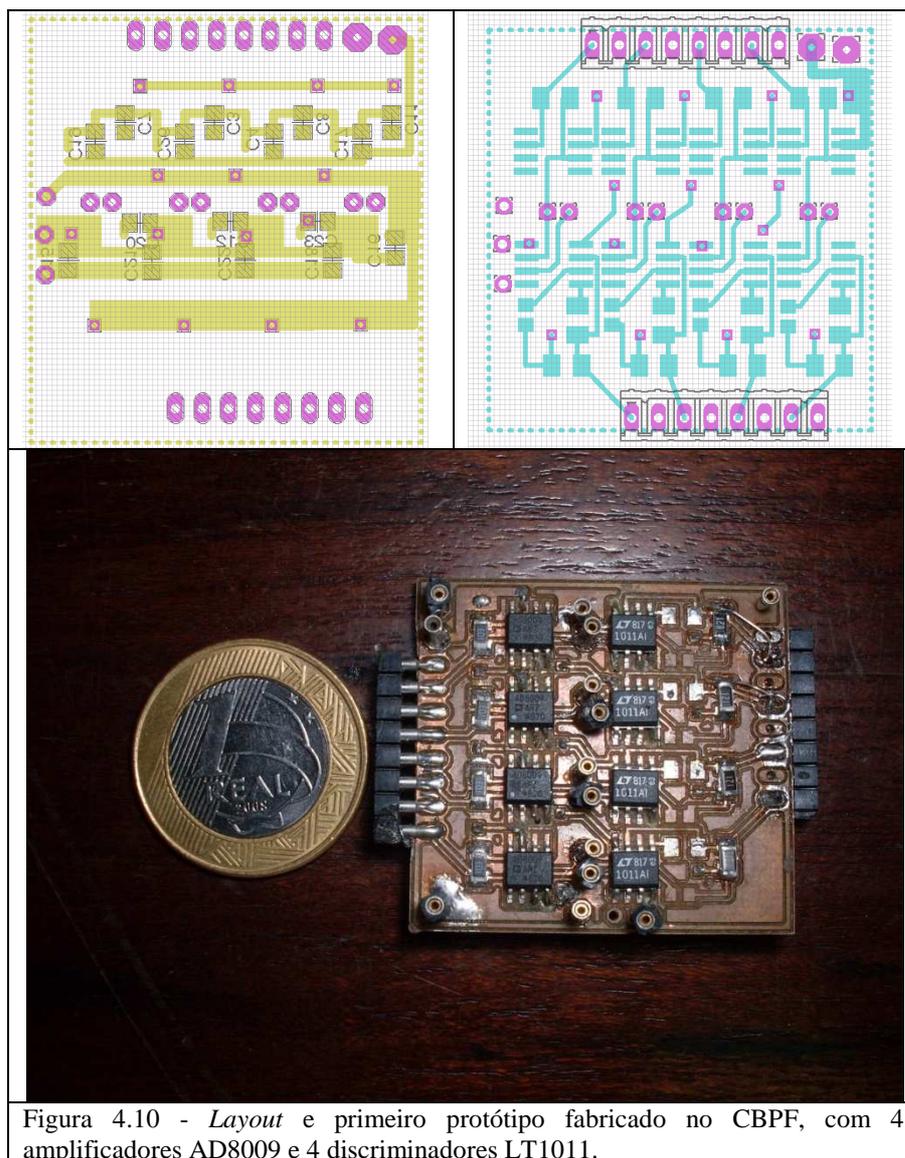


Figura 4.10 - *Layout* e primeiro protótipo fabricado no CBPF, com 4 amplificadores AD8009 e 4 discriminadores LT1011.

Simulou-se com LTSpice® [65], usando macromodelos dos CI dados pelos fabricantes, o comportamento do par amplificador-comparador, para uma carga de 50Ω e 10 pF , típica da entrada do cabo que deverá levar o sinal para processamento, modelo tal como o mostrado na figura 4.9.

As figuras seguintes mostram o resultado da simulação da resposta transiente a um pulso típico de saída da MAPMT Hamamatsu H7546A conforme medidas apresentadas no capítulo 5. Os valores típicos adotados para a corrente de saída no anodo do MAPMT foram entre 10 e $200\ \mu\text{A}$, o equivalente a $1/4$ dos sinais observados para MAPMT polarizado na sua máxima tensão, -950V .

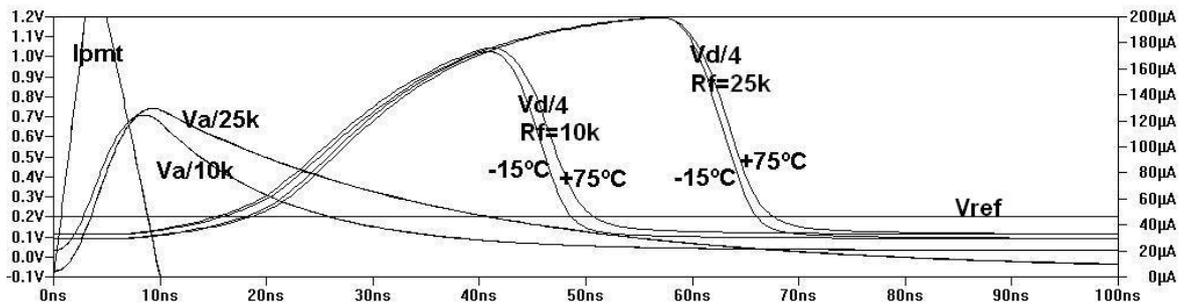


Figura 4.11 - Resposta do circuito da figura 4.9, a pulsos de corrente para diferentes valores da resistência de realimentação.

Observa-se na figura 4.11 a resposta na saída do AD8009, **Va**, e do LT1011, **Vd**, com a corrente de entrada **Ipmt** (pulso de corrente de $-200\mu\text{A}$ de amplitude e 10ns de largura, com tempo de subida de 3ns e tempo de descida de 2ns). A tensão **Va** na subida pouco depende do valor de **Rf**, de $10\text{k}\Omega$ e $25\text{k}\Omega$, mas sim sua descida do pulso de tensão, exercendo assim o amplificador o papel de *shaper*. A tensão **Vd**, de saída do comparador, segue o nível TTL de 0,1V para nível 0 e de 3,5 V para nível 1, com **Va** bem acima do nível de referência do comparador, **Vref**, de 0,2V. Observa-se a insensibilidade do AD8009 à variações de temperatura entre -15°C e $+75^\circ\text{C}$, bem como característica deste em moldar o pulso em função da resistência de realimentação.

A análise de estabilidade do circuito é tradicionalmente feita pelo método de Bode, para um dado ponto de operação. Isso foi feito com a análise de corrente contínua para o amplificador em malha aberta, isto é, com a resistência de realimentação **RF** conectada da saída para o terra, de modo a fazer o ajuste de zero na saída, primeiro por meio de resistência de compensação **RB**, depois por ajuste de nível 0 de corrente na entrada, como mostra a figura 4.12. Isto possibilitou a análise AC clássica, pelo método de Bode, das condições de estabilidade dinâmica do circuito na faixa de temperatura entre -15°C e 75°C , como mostra a figura 4.13.

Os resultados da simulação AC mostram uma alta estabilidade do amplificador (não há inversão de fase, o que seria o comportamento característico de um oscilador), com margem de 52 dB de ganho e 115° de fase, na faixa de temperatura entre -15°C e $+75^\circ\text{C}$. A simulação AC mostra também a característica esperada para o circuito de ter impedância de entrada negativa, reafirmando a estabilidade AC do circuito.

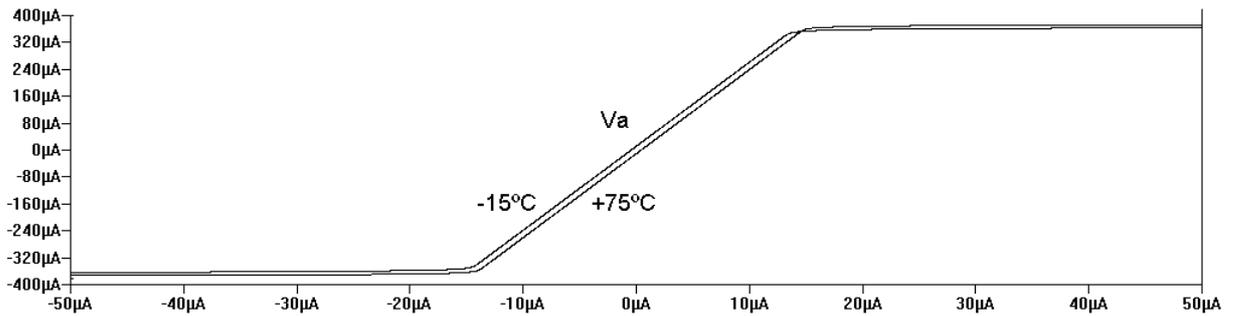


Figura 4.12 - Tensão V_a em função de I_{pmt} em corrente contínua, com o amplificador em malha aberta

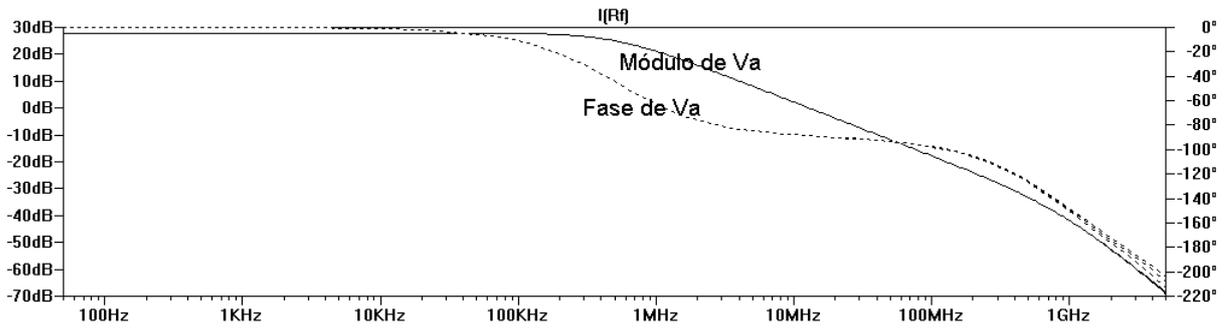


Figura 4.13 - Diagrama de Bode em malha aberta da saída em corrente, com $R_F = 10\text{k}\Omega$ ligado ao terra, e $R_B = 145\text{k}\Omega$, para permitir nível médio de tensão de saída próximo a 0V (*offset* praticamente nulo).

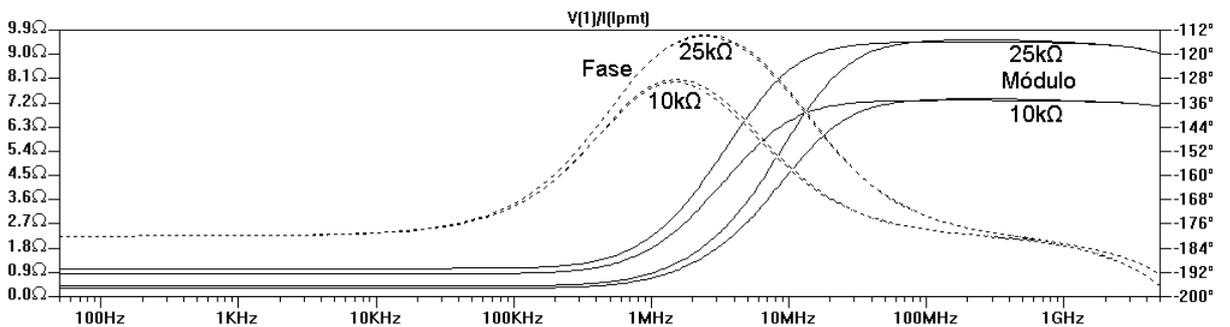


Figura 4.14 - Impedância de entrada do circuito da figura 4.9.

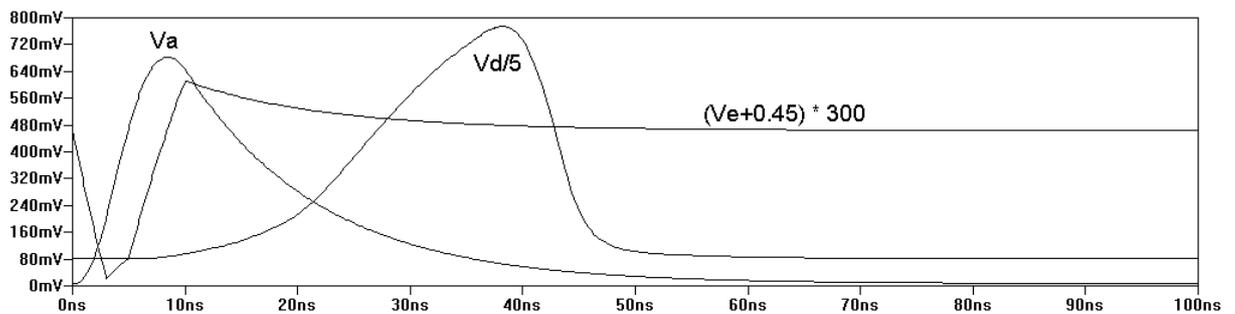


Figura 4.15 - Forma de onda típica da entrada V_e e da saída V_a do amplificador, e saída V_d do comparador LT1011 quando discrimina o sinal V_a . A tensão de referência do comparador é 200mV.

O resultado positivo destas simulações levou à construção do protótipo em circuito impresso, construído no CBPF, conforme o *layout* da figura 4.10, onde se mostra também o primeiro protótipo construído, de tamanho reduzido. Neste protótipo estão incluídos quatro canais amplificadores AD8009 e seus correspondentes discriminadores LT1011. A conexão de entrada e a saída dos quatro sinais são realizadas por meio de um soquete tipo HEADER 8x1, o qual é acoplado diretamente nos pinos que fornecem os sinais dos ânodos do MAPMT Hamamatsu H7546. Para atender ao modelo Hamamatsu M16, são necessárias quatro placas, e o desenho mecânico muda para cada um dos modelos em uso.

Os gráficos a seguir correspondem às análises de transientes feitas em diversas condições de amplificação do AD8009 e discriminação do LT1011, para pulsos típicos da H7546A. Neles se confirma a estabilidade do amplificador e se observa mais nitidamente a característica dos amplificadores com realimentação em corrente, e que é de grande interesse para aplicação na amplificação de sinais de tubos fotomultiplicadores e fotodiodos: a conformação do pulso depende apenas da resistência de realimentação RF, isto é, ela não depende do ganho. Deve-se alargar o pulso para obter uma discriminação mais precisa pelo comparador LT1011.

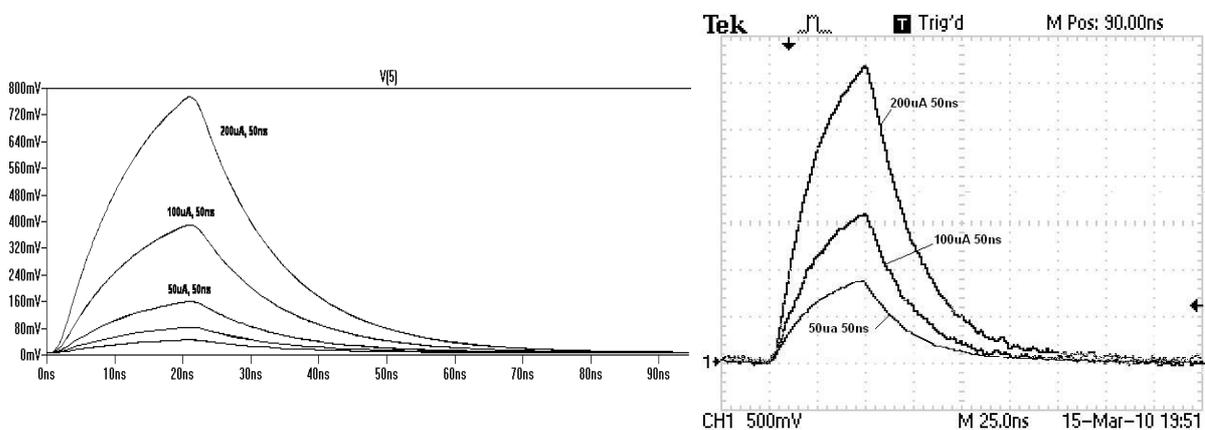


Figura 4.16 - Comparação entre os resultados da simulação com o LTSpice e os resultados dos testes feitos com o circuito da figura 4.9 em laboratório, mantendo a largura do pulso constante e variando a amplitude. À esquerda da figura, tem-se o resultado das simulações, e à direita é mostrado o resultado do circuito excitado pela fonte de corrente formada pelo gerador de funções Agilent 33250A e uma resistência de 10kΩ. Para a medição foi utilizado o osciloscópio Tektronix 1012B.

Foram feitas medidas no protótipo montado, utilizando-se o gerador de funções Agilent 33250A para fornecer pulsos de tensão controlados. Na saída do gerador foi posta uma resistência de 10kΩ em série, de modo a formar uma fonte de corrente equivalente na faixa de 50μA a 200μA, de acordo com o valor ajustado de amplitude no gerador de funções.

Os valores verificados na saída dos amplificadores ficaram dentro do previsto nas simulações, como mostram as figuras 4.16 e 4.17. Entretanto, o desempenho dos comparadores ficou muito aquém do esperado, o que levou à decisão de trocar o comparador LT1011 pelo AD8654, a ser implementado em futuro próximo. A simulação com o comparador AD8654 é mostrada na figura 4.18.

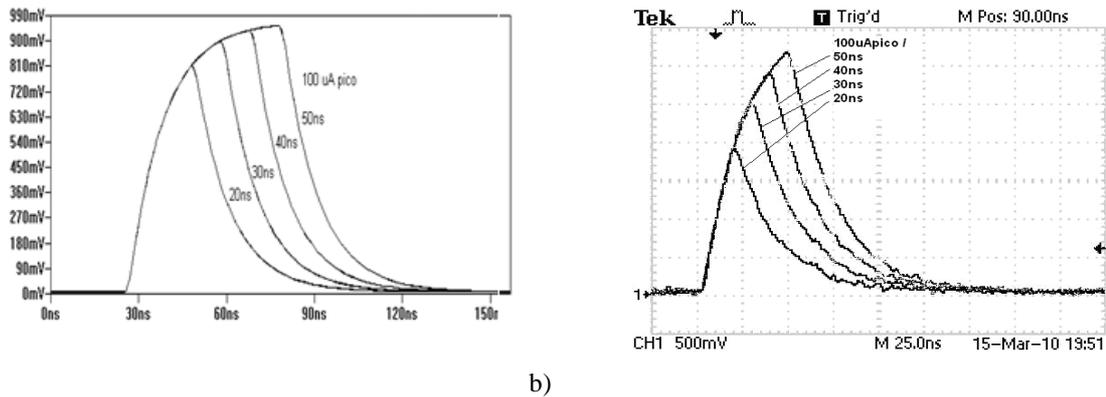


Figura 4.17 - Comparação entre os resultados da simulação com o LTSpice e os resultados dos testes feitos com o circuito da figura 4.9 em laboratório, mantendo a amplitude constante e variando a largura do pulso. Na figura à esquerda, tem-se o resultado das simulações, e na figura à direita é mostrado o resultado do circuito excitado pela fonte de corrente formada pelo gerador de funções Agilent 33250A e uma resistência de 10kΩ. Como previsto pela simulação, o circuito funciona como amplificador de carga. Para a medição foi utilizado o osciloscópio Tektronix 1012B.

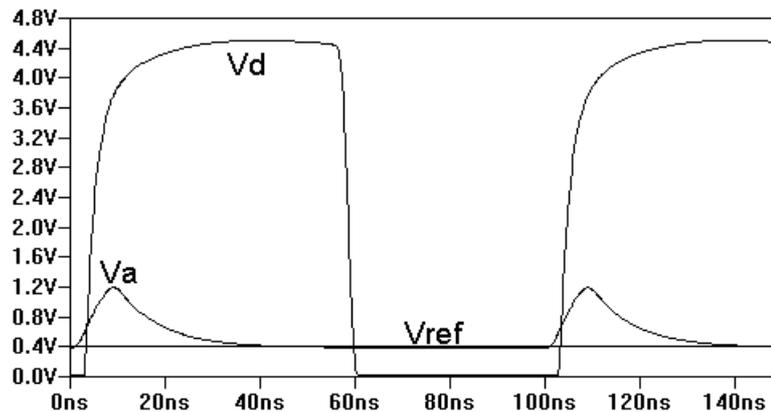


Figura 4.18 - Resposta do circuito, em condições similares às da figura 4.15, com AD8564 no lugar do LT1011.

Conclui-se, das medidas feitas e das simulações realizadas, que mais estudos e medidas devem ser feitos, no que diz respeito à sensibilidade com a temperatura do ponto de operação dos circuitos e, também, com respeito às tensões residuais no amplificador analógico para valores altos da resistência de realimentação.

5 Resultados

Neste capítulo são apresentados os resultados dos testes feitos com os tubos fotomultiplicadores da Hamamatsu H7546A e R5912, utilizando os sistemas de teste descritos no capítulo 3. Foram realizadas medições com os tubos fotomultiplicadores no escuro, sendo que, no caso particular do modelo R5912, foi realizada a medida do efeito Čerenkov provocado por múons, já que este tubo tem uma área de janela e fotocátodo muito maiores que a fotomultiplicadora H7546A. Depois foram realizadas medidas de fóton único, e por último o teste para detectar múons passando pelos cintiladores, utilizando o MAPMT H7546A.

5.1 Monitoração do ambiente

As medidas, tanto para o MAPMT H7546A como para o PMT R5912, foram realizadas em um tempo médio de dois dias. Monitorou-se a temperatura ambiente, e observou-se a influência do ar condicionado, desligado no fim do expediente e religado no início do dia seguinte, como mostra a figura 5.1. Tais resultados podem ser usados para refinar os cálculos dos parâmetros de PMT, fazendo-os sobre dados de medidas em temperaturas aproximadamente iguais, reduzindo assim erros e obtendo estimativas numéricas da influência da temperatura sobre o valor calculado dos parâmetros.

A fonte de alta tensão foi monitorada no período das medidas, para fins de aperfeiçoamento de seus circuitos. A saída apresentou uma variação cíclica que acompanhou a variação de temperatura, tendo uma variação máxima menor do que $\pm 0,35\%$ do valor nominal no intervalo entre 17°C e 25°C , como mostra a figura 5.2. Ao se observar a variação da fonte de baixa tensão que alimenta a fonte de alta tensão, verificou-se que a variação da tensão nominal no mesmo intervalo de temperatura e tempo foi de $\pm 2,75\text{mV}$ em 12V , representando um desvio de $\pm 0,023\%$, como pode ser visto na figura 5.3.

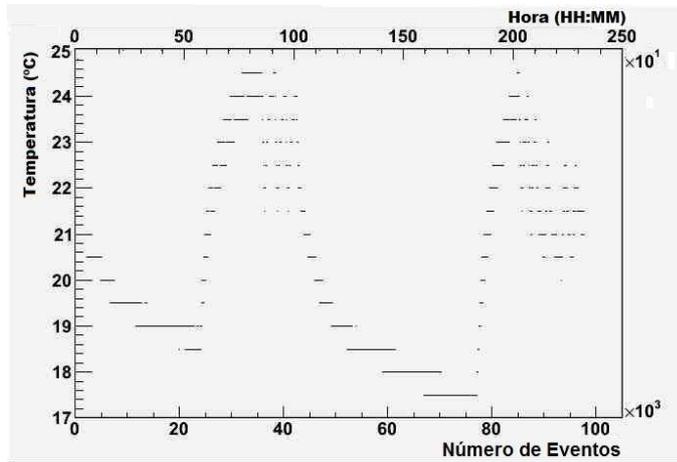


Figura 5.1 – Variação da temperatura 17°C a 25°C no tempo (0 a 100k eventos)

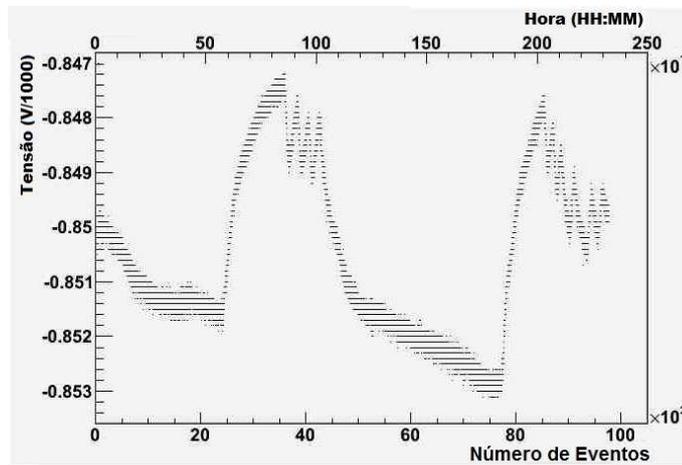


Figura 5.2 – Variação da tensão na fonte de alta tensão ajustada para -850V.

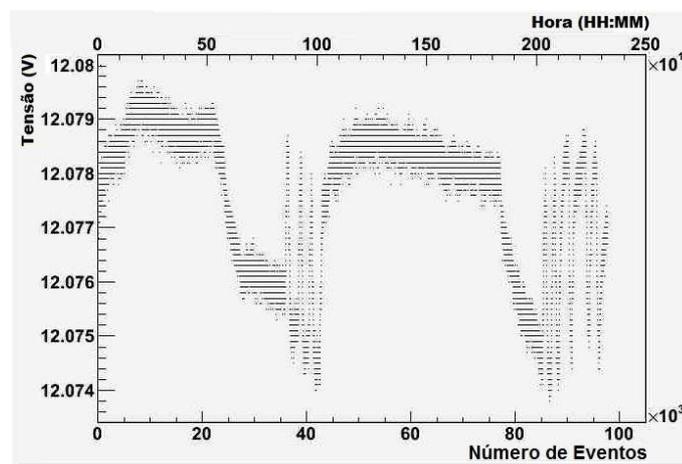


Figura 5.3 – Variação da tensão na fonte de baixa tensão +12,074 a +12,080 V no tempo (0 a 100k eventos)

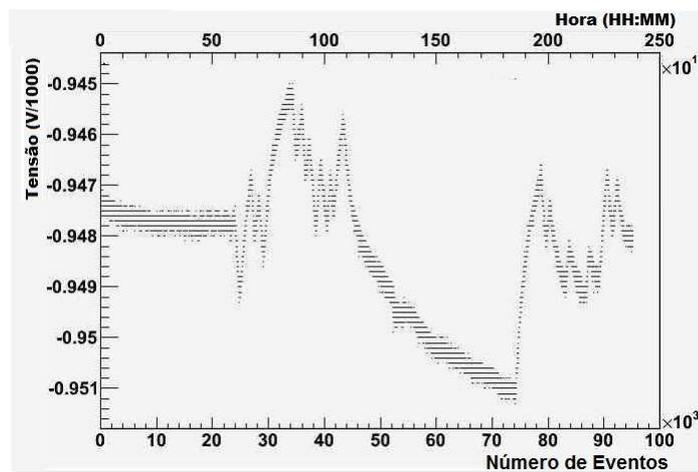


Figura 5.4 Variação da fonte de alta tensão ajustada em -950V no tempo

Aplicando os valores máximo e mínimo da tensão de alimentação do MAPMT exibidos nos grafos das figuras 5.2 e 5.4 na fórmula (2.6), é possível estimar a variação do ganho em função da variação de temperatura, cujos valores estão na tabela 5.1. Verifica-se que a variação de tensão, a qual foi de 3V para mais e para menos nas duas situações (fonte ajustada para alimentar o MAPMT com valor nominal de -850V e -950V) não deve causar uma variação significativa no ganho. A variação do ganho foi de 7,49% a -850V e 6,67% para -950V.

Tabela 5.1 Variação estimada do ganho com a variação observada da alta tensão

HV _{min}	HV _{max}	G _{min}	G _{max}
-853V	-847V	$6.68 \cdot 10^5$	$6.18 \cdot 10^5$
-951V	-945V	$2.25 \cdot 10^6$	$2.10 \cdot 10^6$

5.2 Detecção de fóton único

5.2.1 Detecção de fóton único com PMT R5912

Para a detecção de fóton único, polarizou-se o PMT R5912 com +1500V porque é a tensão recomendada pela Hamamatsu para obter o ganho típico de 10^7 [66]. A figura 5.5 mostra a distribuição de carga versus tempo de subida de 10% a 90% do pulso de tensão integrado, em uma janela de integração de 150ns. A acumulação de pontos à esquerda do gráfico corresponde a candidatos a eventos de fóton único.

A figura 5.6 mostra a distribuição de amplitude versus tempo de subida para o mesmo conjunto de dados, e reforça a suposição feita da observação de candidatos a eventos de fóton único. A figura 5.7 mostra a distribuição de amplitude, com um pico em 20mV, bem acima do nível do ruído, inferior a 5mV, e com uma relação pico-vale igual a 3, típica da estatística de eventos de fóton único. A figura 5.8 mostra a distribuição dos tempos de subida para eventos com amplitude $V > 5mV$ (o que deixa a distribuição distante do ruído, conforme as figuras 5.6 e 5.7), com um pico em 10ns, que deve corresponder aos candidatos a eventos de fóton único. A partir de 15ns verifica-se uma distribuição plana dos tempos de subida até aproximadamente 120ns, sugerindo que a ocorrência de um segundo fotoelétron é praticamente constante dentro de uma janela de 100ns.

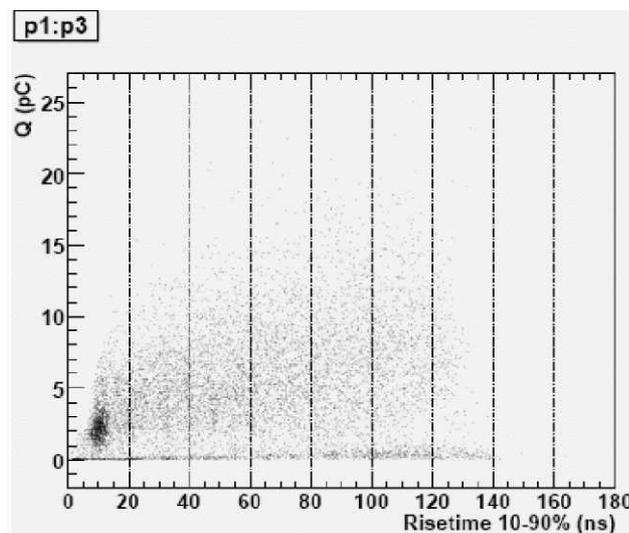


Figura 5.5 - Distribuição de carga versus tempo de subida de 10% a 90% do PMT R5912, alimentado com +1500V.

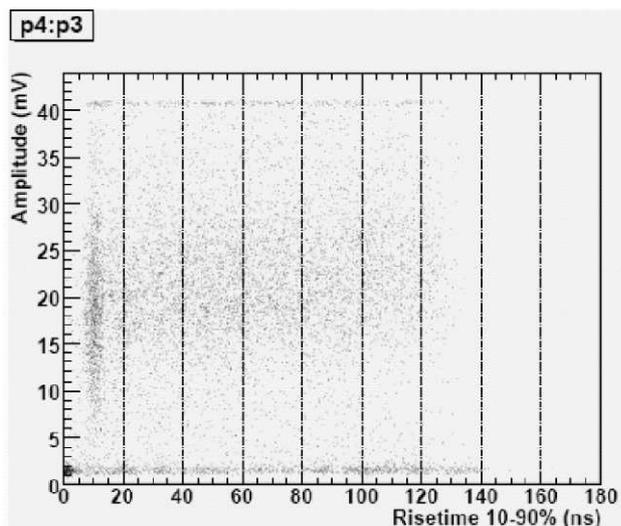


Figura 5.6 - Distribuição de amplitude versus tempo de subida para o mesmo conjunto de dados da figura 5.5

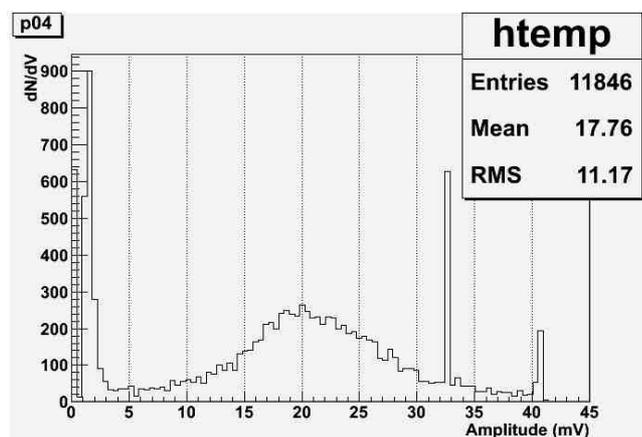


Figura 5.7 - Distribuição de amplitude para eventos de fóton único do PMT R5912. Os picos em 33mV e 40mV são decorrentes de *overflow* na aquisição de dados.

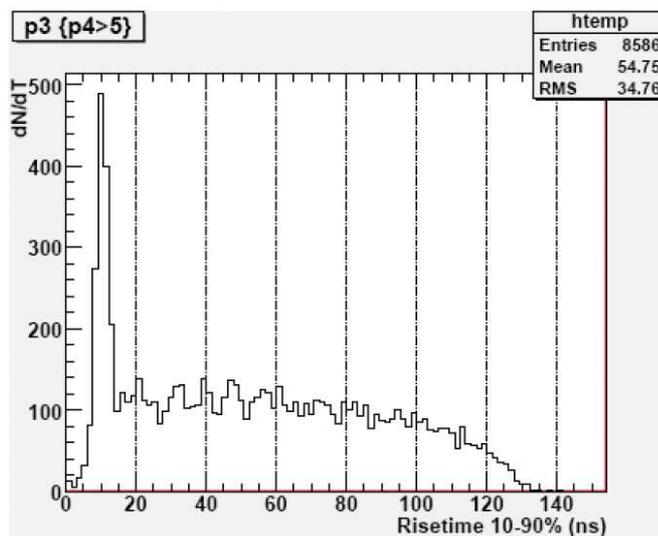


Figura 5.8 - Distribuição do tempo de subida para eventos com amplitude $V > 5\text{mV}$. O pico por volta de 10ns representa os eventos de fóton único. A partir de 15ns, tem-se uma distribuição plana dos tempos de subida, causada pela lentidão da resposta do LED à segunda emissão de um fóton.

Na figura 5.9 é mostrada a distribuição de carga filtrada para cargas maiores do que 0.1pC, para eliminar ruído. Para separar os eventos de fóton único dos demais, podemos utilizar a informação dada pelo gráfico da figura 5.5 e criar um filtro para a distribuição de carga, com $t < 15\text{ns}$, como foi feito no gráfico da figura 5.10, onde se observa que o pico de carga ocorre em 2.2pC. Como a carga do elétron é $q^- = 1.602 \cdot 10^{-19}\text{C}$, obtêm-se o ganho do PMT R5912:

$$G = 2.2 \cdot 10^{-12}\text{C} / 1.602 \cdot 10^{-19}\text{C} = 1.37 \cdot 10^7 \quad (5.1)$$

Este resultado está bem próximo do ganho informado pelo fabricante, da ordem de 10^7 [66].

Na figura 5.12 obtêm-se a distribuição de fótons duplos ao se aplicar o filtro usando o tempo de subida $t_{\text{rise}} > 15\text{ns}$ à distribuição de carga, onde se observa que o pico de carga se encontra em $Q = 4.5\text{pC}$, aproximadamente.

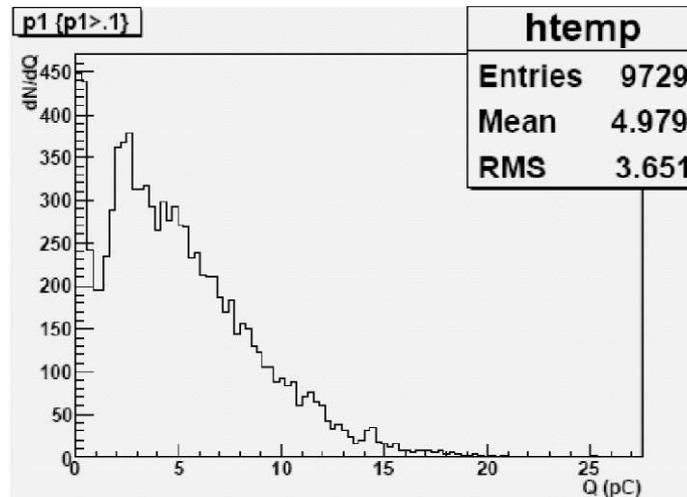


Figura 5.9 - Distribuição de carga para eventos com carga $Q > 0.1\text{pC}$, para eliminar a parte da distribuição com cargas de polaridade inversa à fornecida pelo PMT.

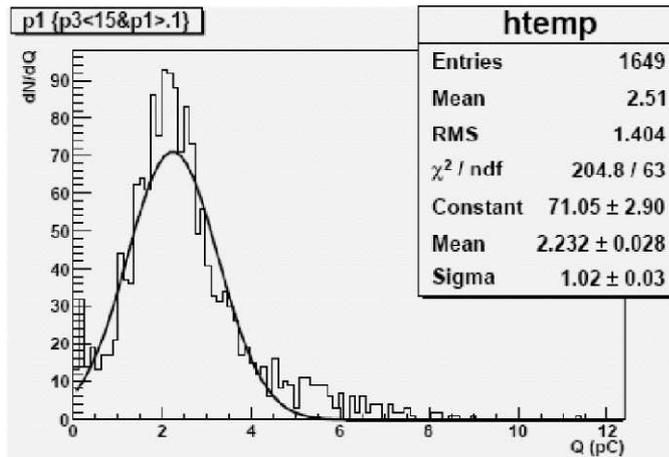


Figura 5.10 - Distribuição de carga para eventos com $t < 15\text{ns}$, mostrando que o pico de fóton único ocorre aproximadamente com carga de 2.2pC .

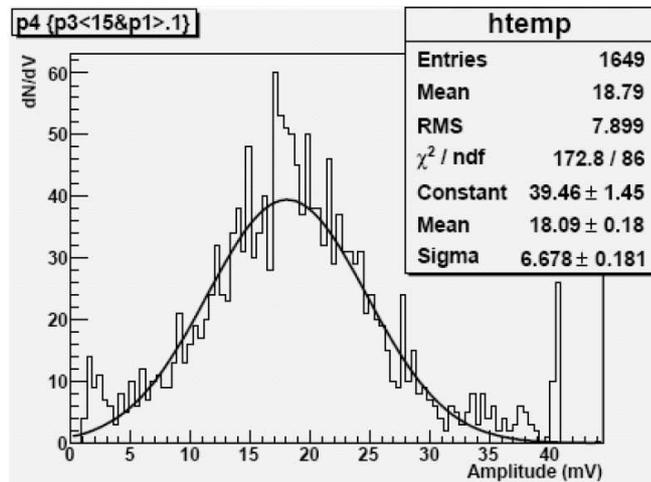


Figura 5.11 - Distribuição de amplitude para eventos com $t < 15\text{ns}$ e $Q > 0.1\text{pC}$, mostrando a amplitude correspondente aos eventos de fóton único. A distribuição de amplitude desta figura está coerente com a distribuição de amplitude versus tempo de subida da figura 5.5.

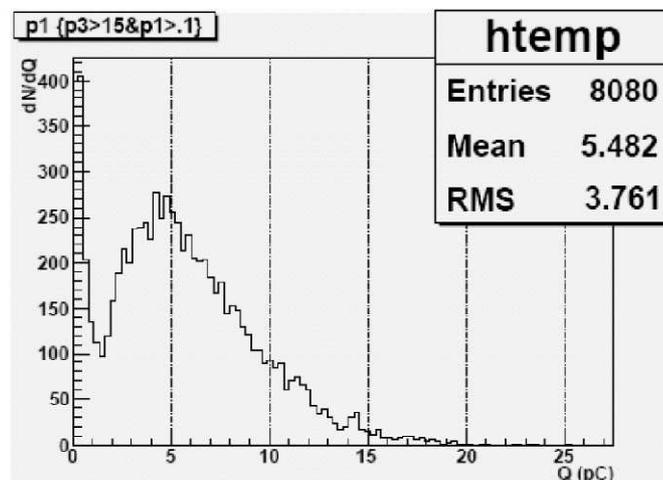


Figura 5.12 - Distribuição de carga para eventos com $t > 15\text{ns}$, mostrando que o pico de carga ocorre aproximadamente em 4.5pC , sugerindo uma distribuição de fótons duplos. Foi feito $Q > 0.1\text{pC}$ para eliminar eventos com $Q < 0$.

5.2.2 Detecção de fóton único com MAPMT H7546A

O tratamento dos dados de fóton único para o MAPMT Hamamatsu H7546A foi diferente do que foi feito com o PMT Hamamatsu R5912, visto que este tem ganho típico muito maior que o MAPMT, de modo que o sinal fica de sobremodo separado do ruído. Logo, para o MAPMT foi necessário utilizar técnicas de filtragem de dados com o ROOT, de modo a separar o sinal do ruído, sem prejuízo com relação à estatística de eventos que verdadeiramente representam os sinais de fóton único.

A figura 5.13 mostra os dados brutos (sem filtro) para a distribuição de carga de um conjunto de 84000 eventos tomados com a técnica do fóton único descrita no capítulo 3, e com o setup para o MAPMT H7546A, descrito no mesmo capítulo. Os dados são referentes ao pixel 55. Na figura 5.14 é mostrado o gráfico de carga versus amplitude, onde é possível observar uma reta de inclinação negativa (para a esquerda). Esta reta se refere aos eventos dentro da janela de 20ns à direita da varredura do osciloscópio, os quais ficam fora da janela de integração definida no programa de processamento de dados off-line escrito em LabVIEW®, por estarem muito longe do ponto onde ocorre o *trigger* (cerca de 130ns depois). Logo, é pouco provável que esses eventos estejam correlacionados com o *trigger*. Na figura 5.14 ainda estão destacadas as regiões de eventos de fóton único e fóton duplo, como será confirmado mais adiante através de cálculos.

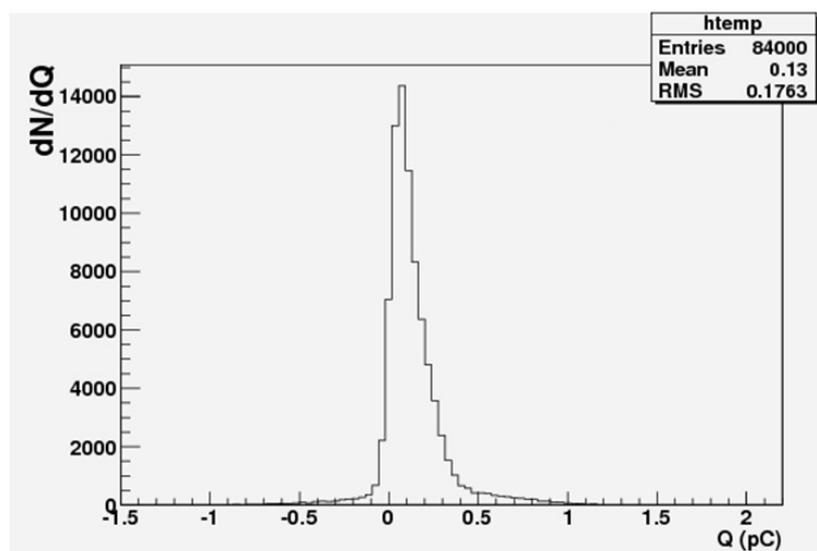


Figura 5.13 - Distribuição de carga para o pixel 55 do MAPMT H7546A a -950V.

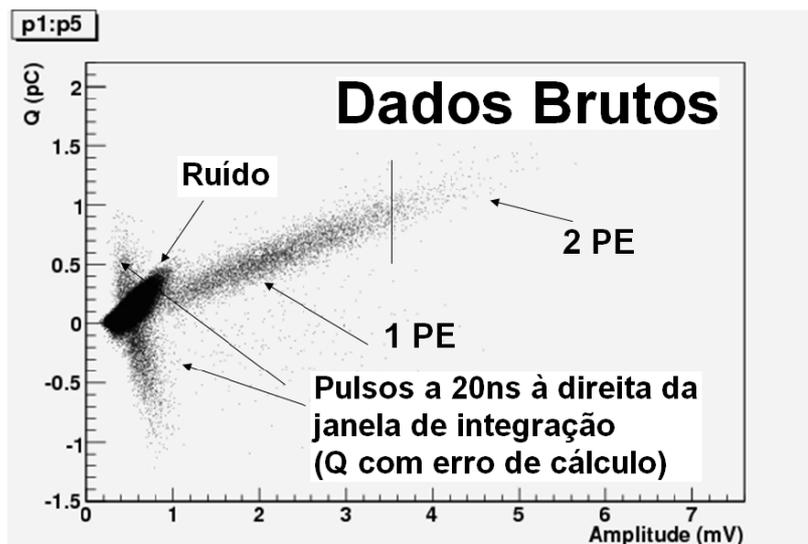


Figura 5.14 - Carga versus amplitude para o pixel 55 do MAPMT H7546A a -950V. Estão destacadas as regiões onde estão os eventos relativos a fóton único e fóton duplo. A região do ruído, bem como os eventos cujos pontos estão fora da janela de integração, também estão visíveis.

Na figura 5.15 temos a distribuição de amplitude com a escala vertical logarítmica, para que os eventos com amplitude $V > 1.1\text{mV}$ possam ser observados em maior detalhe. Há um filtro para eventos situados no intervalo $750 < N < 2300$ da varredura de 2500 pontos. Este filtro retira os eventos situados na reta de inclinação negativa visto na figura 5.14, de modo que os eventos dentro da janela de 20ns à direita da varredura do osciloscópio sejam retirados. Apesar disso, o sinal ainda está misturado com o ruído, O gráfico da figura 5.16 mostra a distribuição de carga versus amplitude, mas sem a reta de inclinação negativa vista na figura 5.14.

Uma distribuição de cargas com amplitude $V > 1.1\text{mV}$ é mostrada na figura 5.17. Este corte reduziu o peso do ruído na distribuição, restando eliminar falsos pulsos duplos que porventura poderiam estar no meio desta distribuição, os quais são provocados por reflexões na linha de transmissão. A eliminação de pulsos duplos falsos é feita no gráfico da figura 5.18, e são levados em consideração os pulsos à direita e à esquerda do pulso verdadeiro.

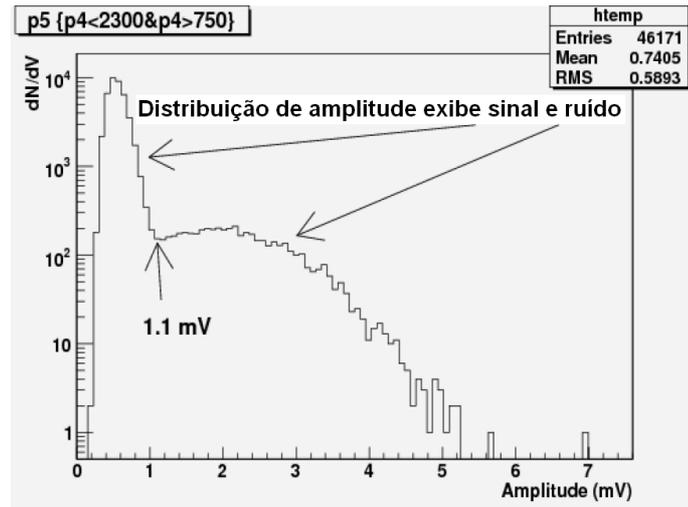


Figura 5.15 - Distribuição de amplitude para eventos com amplitude de pico situada entre os pontos 2300 e 750 da varredura, a qual possui 2500 pontos. A escala vertical é logarítmica para facilitar a visualização dos eventos com amplitude $V > 1.1\text{mV}$.

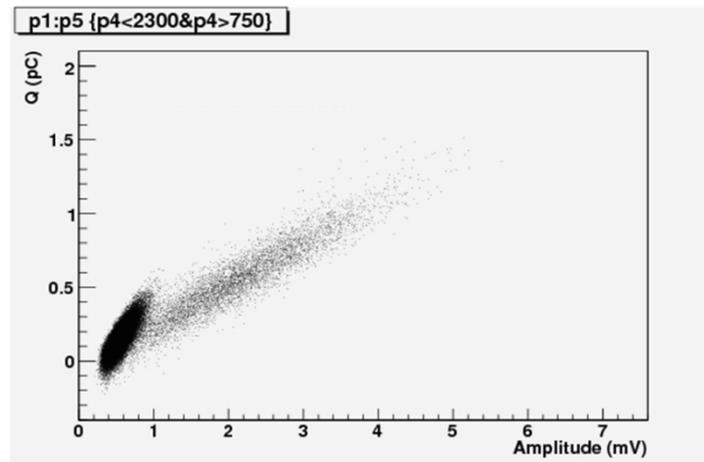


Figura 5.16 - Gráfico de carga versus amplitude, com filtro para que sejam computados somente os eventos entre os pontos $750 < N < 2300$. Com isto, a reta de inclinação negativa vista na figura 5.14 é retirada.

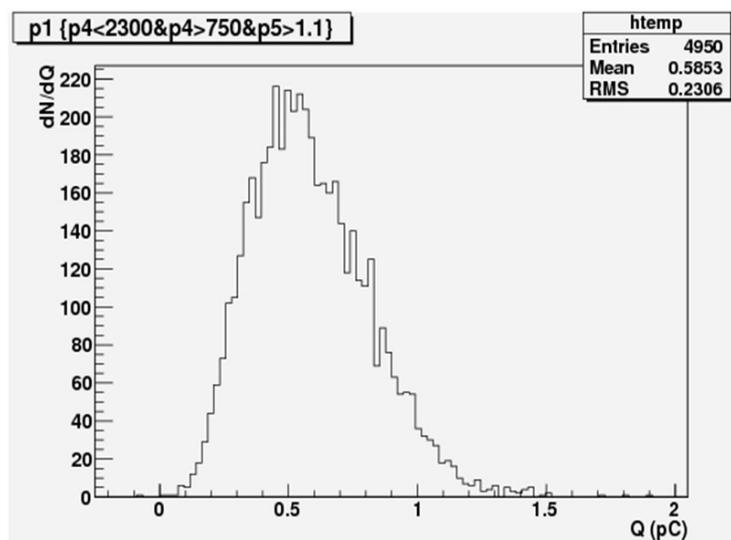


Figura 5.17 - Distribuição de carga para $V > 1.1\text{mV}$, de modo a eliminar o ruído.

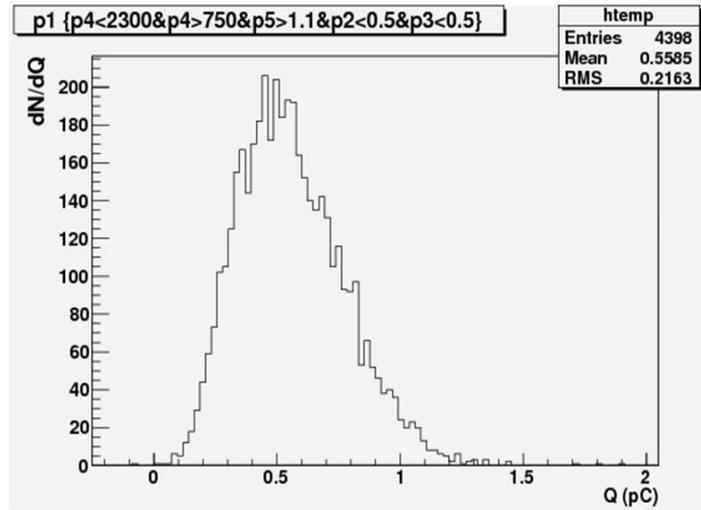


Figura 5.18 - Distribuição de carga para $V > 1.1\text{mV}$, com a remoção de pulsos duplos falsos com amplitude $V < 0.5\text{mV}$.

Finalmente, na figura 5.19 é mostrada a distribuição de cargas com ajuste gaussiano, mostrando que o valor mais provável da carga de fóton único é 0.51pC . De acordo com os dados da Hamamatsu [38], o ganho da MAPMT a -950V é de aproximadamente 2.2×10^6 . Considerando o valor de pico de 0.5pC do gráfico da figura 5.17, e a carga do elétron como $q^- = 1.602 \cdot 10^{-19}\text{C}$, temos:

$$G = \frac{0.51 \cdot 10^{-12}}{1.602 \cdot 10^{-19}} = 3.2 \cdot 10^6 \quad (5.2)$$

resultando, na comparação com valor dado pelo *datasheet* do fabricante, em um desvio de 31.25%.

O gráfico da figura 5.20 mostra o valor de amplitude provável do fóton único, o qual é 1.75mV . Este resultado é coerente com a distribuição de cargas da figura 5.21, onde é feito o corte $V > 3.5\text{mV}$, onde o valor mais provável para a carga é $Q = 1.02\text{pC}$, aproximadamente o dobro do valor de fóton único.

Com a análise de Poisson podemos achar outro caminho para confirmar estes resultados. Posto que, para $V > 1.1\text{mV}$ temos uma distribuição de fóton único com 4398 eventos (figura 5.18), e para $V < 1.1\text{mV}$ têm-se em torno de $46171 - 4398 = 41773$ eventos, tomamos o valor médio da distribuição de Poisson:

$$k = 4398/41773 = 0.105 \quad (5.3)$$

Logo, é esperada para a distribuição de fótons duplos uma população de

$$k' = 4398 * k / 2 = 4398 * 0.105 / 2 \approx 232 \quad (5.4)$$

o que, de acordo com o gráfico para a distribuição de fótons duplos da figura 5.21, que tem população de 234 eventos, é uma boa aproximação.

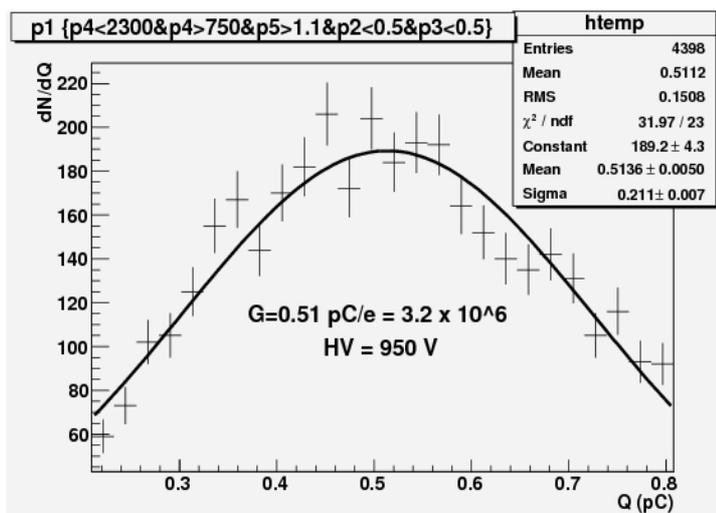


Figura 5.19 - Distribuição de carga da figura 5.17 com *fitting* gaussiano, mostrando o cálculo do ganho para tensão de polarização HV=-950V do MAPMT

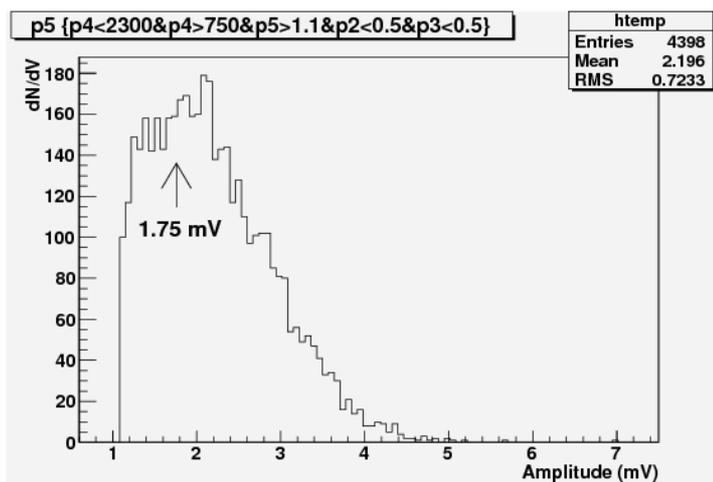


Figura 5.20 - Distribuição de amplitude para $V > 1.1\text{mV}$, mostrando a amplitude de pico do fóton único.

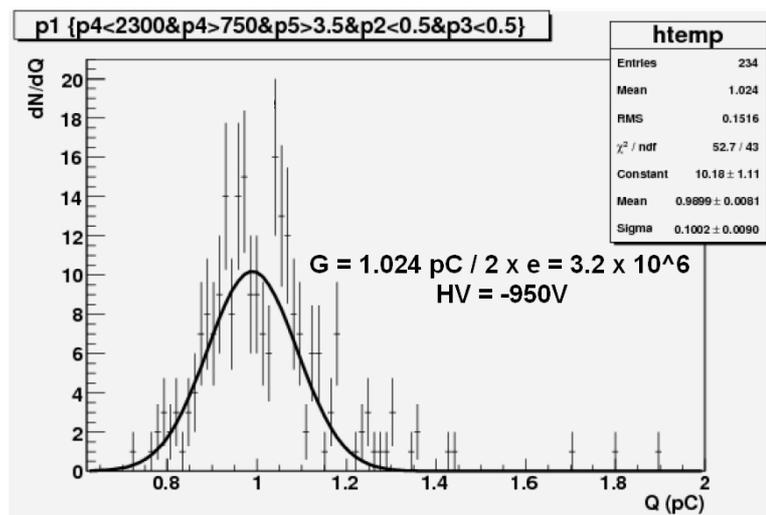


Figura 5.21 - Distribuição de fóton duplos para MAPMT H7546A, obtida com o corte feito a partir da amplitude $V > 3.5\text{mV}$, o dobro da amplitude de fóton único.

5.3 Detecção no escuro

5.3.1 Detecção de luz Čerenkov no PMT R5912

A carga equivalente do fotoelétron para o PMT R5912 alimentado com +1500V, conforme foi definido no item 5.2.1, é de 2.2pC. Sendo assim, a carga será convertida em número de fotoelétrons (*photoelectrons* - PE) nos gráficos dos eventos referentes ao efeito Čerenkov, pois assim se obtém um resultado independente da alta tensão do PMT (assumindo operação na região linear).

A figura 5.22 mostra a distribuição de carga versus tempo de subida para o PMT R5912 colocado em posição vertical e abaixo da placa cintiladora com o PMT RCA 6342A. A acumulação de eventos em torno da região de carga nula indica que houveram múons que foram detectados pelo PMT RCA 6342A, mas não atingiram o PMT R5912, ou que pelo menos o atingiram em uma região que não produziu luz Čerenkov. Inclusive, entre a região de carga nula e a região de 20 a 40 PE, há um *gap* muito claro.

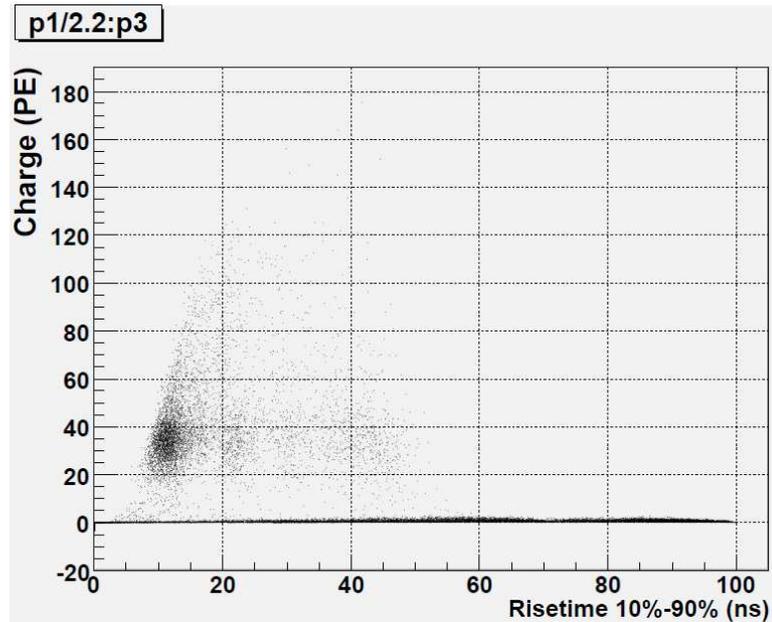


Figura 5.22 - Carga, em número de fotoelétrons, versus tempo de subida de 10% a 90% para múons cruzando o PMT R5912 verticalmente.

A figura 5.23 mostra a distribuição de cargas para $Q > 3.18$ PE (7pC), de modo a se retirar a região de carga nula vista na figura 5.22. Neste gráfico está claro que a distribuição da radiação Čerenkov produzida por múons cruzando o PMT verticalmente não é gaussiana, com valor médio de aproximadamente 40 PE e o valor mais provável de 35 PE. Do mesmo modo, a distribuição do tempo de subida também é assimétrica, como mostra a figura 5.24, com o valor mais provável de 12ns e o valor médio de 18ns.

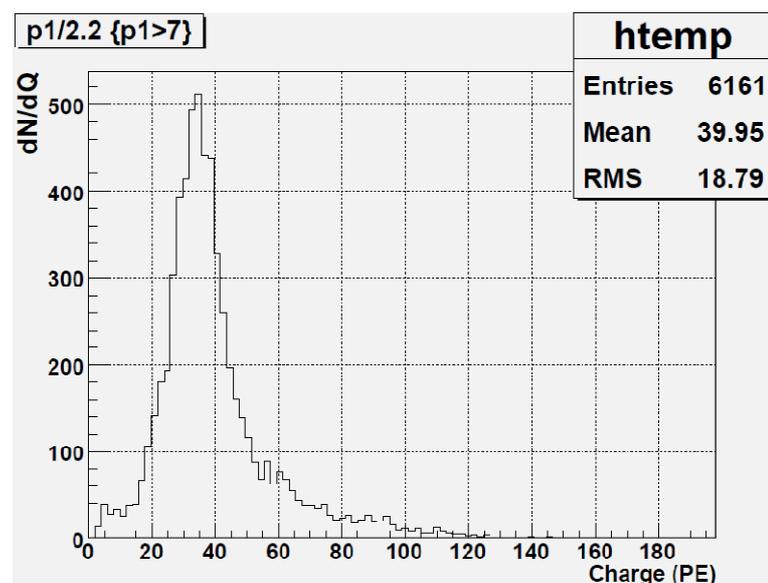


Figura 5.23 - Distribuição de carga, em número de fotoelétrons, para múons cruzando o PMT R5912 verticalmente.

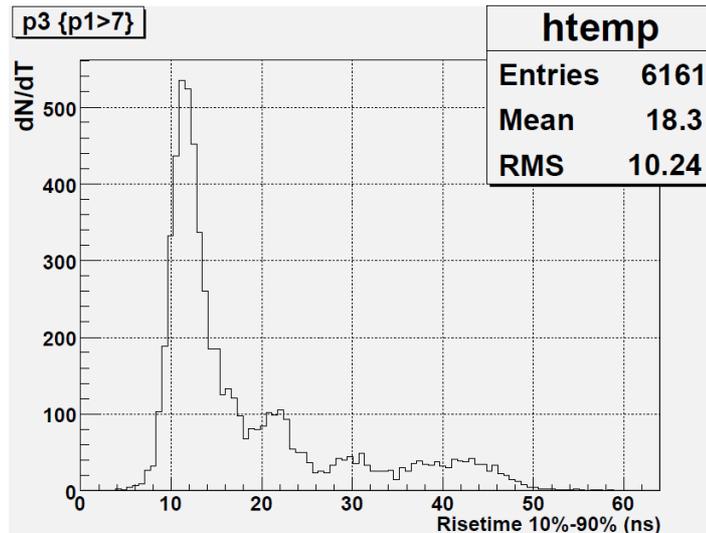


Figura 5.24 - Distribuição do tempo de subida para múons cruzando o PMT R5912 verticalmente.

A figura 5.25 mostra a distribuição de carga em PE versus tempo de subida para o PMT 5912 colocado na horizontal, debaixo da placa cintiladora com o PMT RCA 6342A. Ao contrário do que foi visto na figura 5.22, nesta distribuição não há gap entre os eventos com carga nula e os eventos que provocaram cintilação detectada pelo PMT R5912. A distribuição da carga em número de PE é mostrada na figura 5.26, com corte em $Q > 1.36$ PE (3pC), para melhor visualização do gráfico e retirada dos eventos onde houve trigger do PMT RCA 6342A, mas sem detecção por parte do PMT R5912. A distribuição dos tempos de subida para o PMT R5912 na posição horizontal é assimétrica tal como na posição vertical, com um pico em torno de 16ns e valor médio de 21ns, como mostra a figura 5.27.

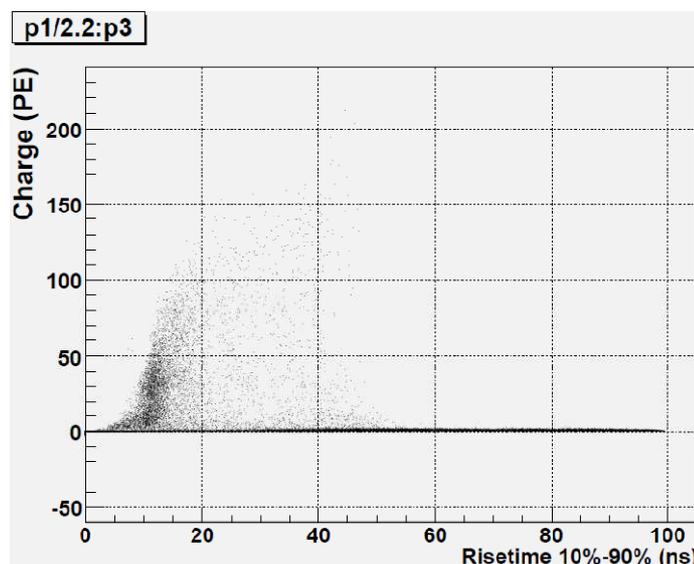


Figura 5.25 - Carga, em número de fotoelétrons, versus tempo de subida de 10% a 90% para múons cruzando o PMT R5912 na posição horizontal.

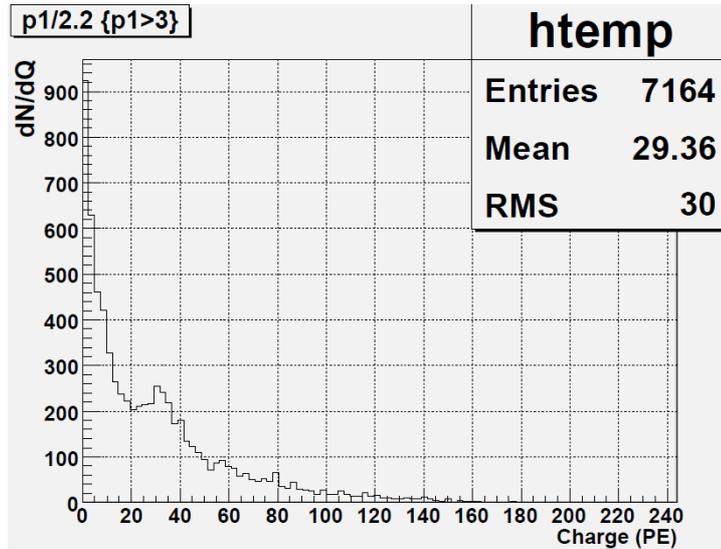


Figura 5.26 - Distribuição de carga, em número de fotoelétrons, para múons cruzando o PMT R5912 na posição horizontal.

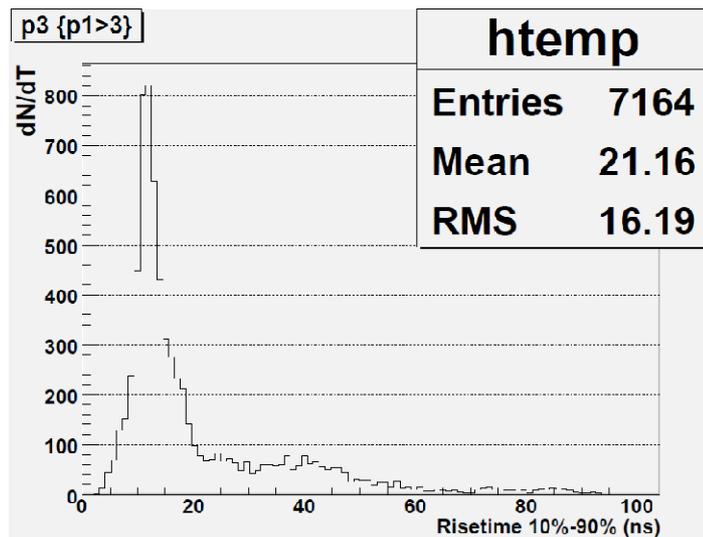


Figura 5.27 - Distribuição do tempo de subida para múons cruzando o PMT R5912 na posição horizontal.

5.3.2 Detecção de corrente de escuro no MAPMT H7546A

Foi escolhido o pixel 10 para se realizar a medida de corrente no escuro, que foi feita com o MAPMT alimentado em -950V. Este tipo de medida deve ser feito com a maior tensão possível de trabalho, pois nesta condição o efeito termiônico será potencializado [51], e o pior caso pode ser observado. Embora a tensão máxima de polarização do MAPMT H7546A seja de -1000V [38], a tensão de -950V foi escolhida como tensão máxima de trabalho para não

diminuir a vida útil do tubo fotomultiplicador, e porque esta tensão foi suficiente para observar sinais capazes de realizar o trigger para aquisição. O trigger nesta medida foi acionado pelo sinal do dinodo, embora ele receba sinais de todos os outros pixels do MAPMT. Há a probabilidade de geração de luz Čerenkov na janela do MAPMT, embora esta tenha área pequena se comparada à R5912, e a probabilidade do múon incidir no fotocátodo ou nos dinodos. Observando a figura 5.28, vemos que o ruído termiônico predomina, pois a distribuição de carga se concentra em 0.1pC e, como foi visto no item 5.2.2, a carga típica no ânodo do MAPMT H7546A é de 0.5pC para fóton único. Na figura 5.30 há uma pequena concentração de eventos de amplitude igual ou maior do que 40mV, pois a aquisição com osciloscópio não distingue sinais com estas amplitudes, que podem ser referentes a múons provocando cintilação no material do MAPMT. E as demais podem ser referentes a múons incidindo também nos dinodos. Esta hipótese pode ser confirmada por medidas em coincidência do sinal da MAPMT com os de cintiladores envolvendo a câmara escura.

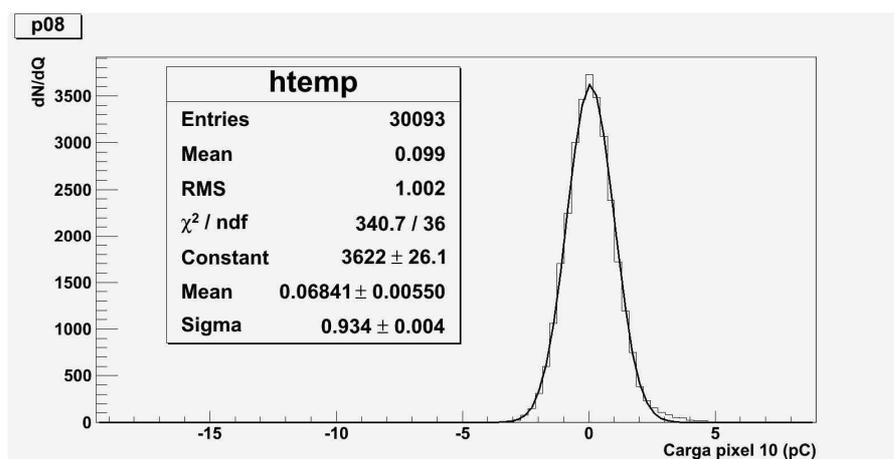


Figura 5.28 - Estatística de carga do pixel 10 sem iluminação, com MAPMT a -950V.

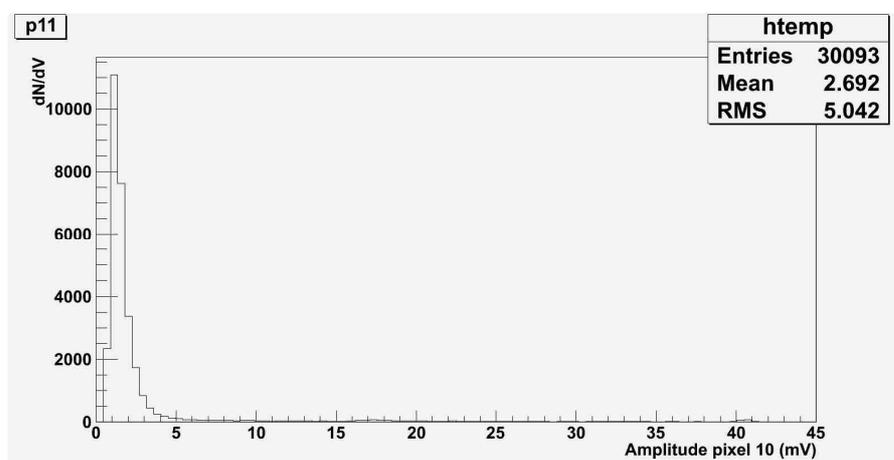


Figura 5.29 - Estatística de amplitude do pixel 10 sem iluminação, com MAPMT a -950V.

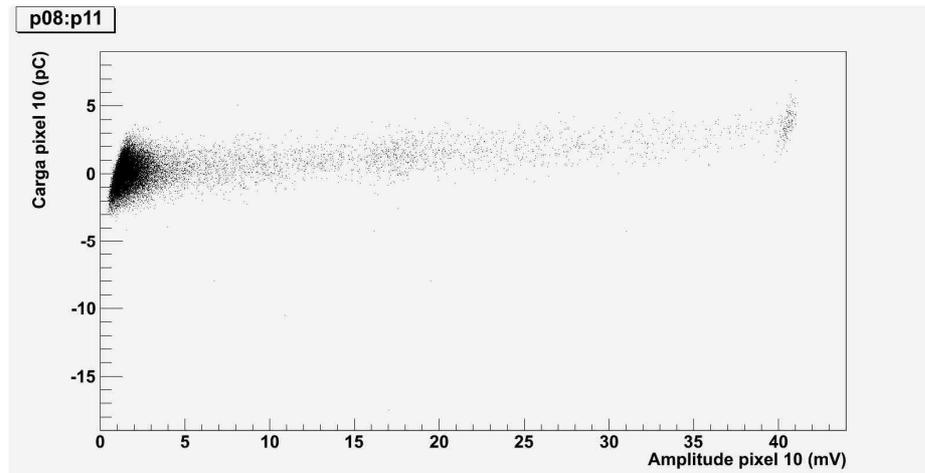


Figura 5.30 Confrontando carga (p08) e amplitude (p11) do pixel 10 sem iluminação, com MAPMT alimentada com -950V.

5.4 Detecção de múons com o MAPMT H7546A

A detecção de múons foi realizada com o setup da figura 3.5, com a fibra iluminando o pixel 55, pois foi o que apresentou sinal com amplitude suficientemente acima do nível do ruído. O sinal fornecido pelo dinodo serviu como *trigger* para o osciloscópio.

Neste item mostraremos as medidas realizadas com o pixel 55 entre os dias cinco e vinte e seis de novembro de 2008. O pixel 55 foi iluminado pela passagem de múons pelo conjunto cintilador – fibras WLS. O gráfico da figura 5.31 mostra a distribuição de carga versus tempo de subida de 10% a 90%, com o MAPMT H7546A alimentado com -950V, e a carga expressa em número de fotoelétrons, de acordo com as medidas feitas com fóton único para o MAPMT descritas no item 5.2.2. Nota-se que há um agrupamento em torno do tempo de 20ns, os qual fica mais evidente na figura 5.32, sendo que o valor mais provável de tempo de subida é de 21.16ns.

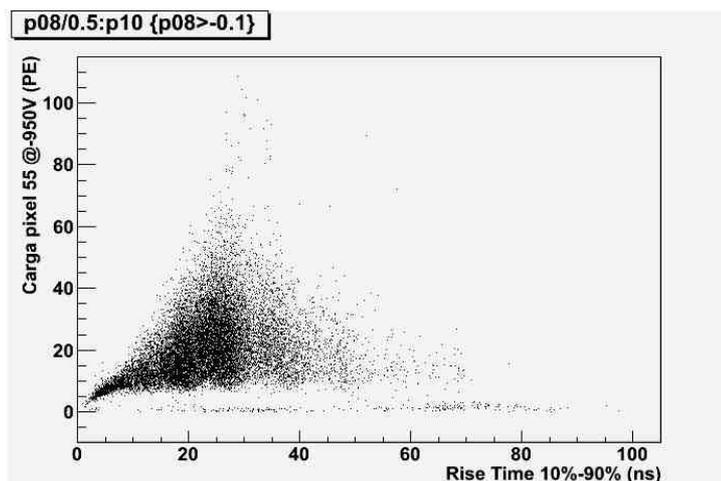


Figura 5.31 - Carga (em fotoelétrons) vs tempo de subida de 10% a 90% para a detecção de múons com o MAPMT H7546A a -950V.

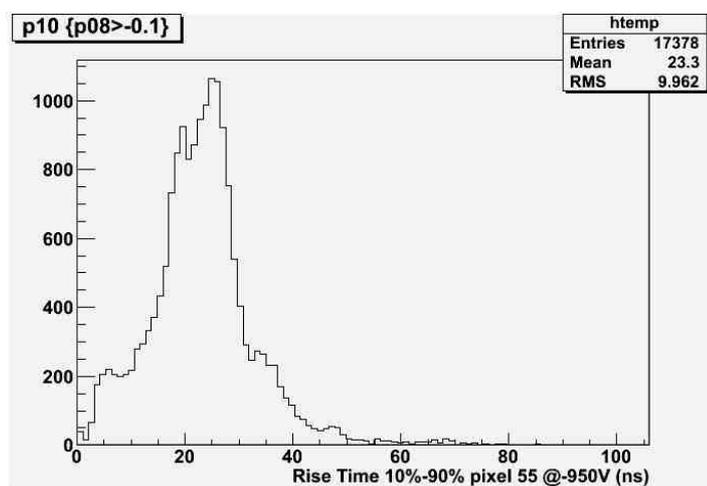
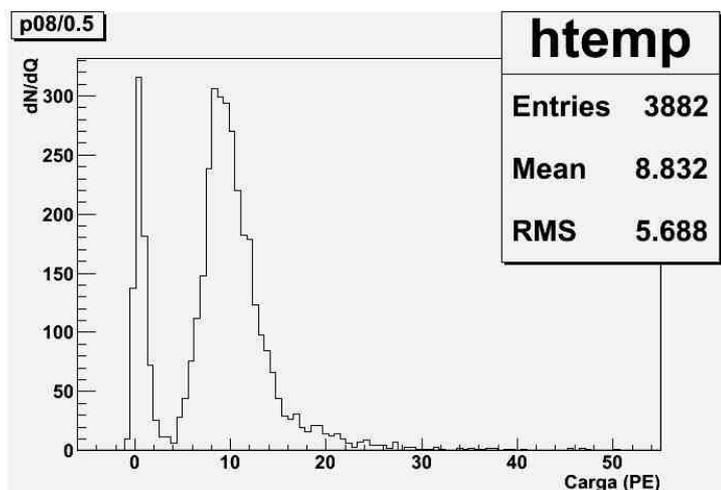
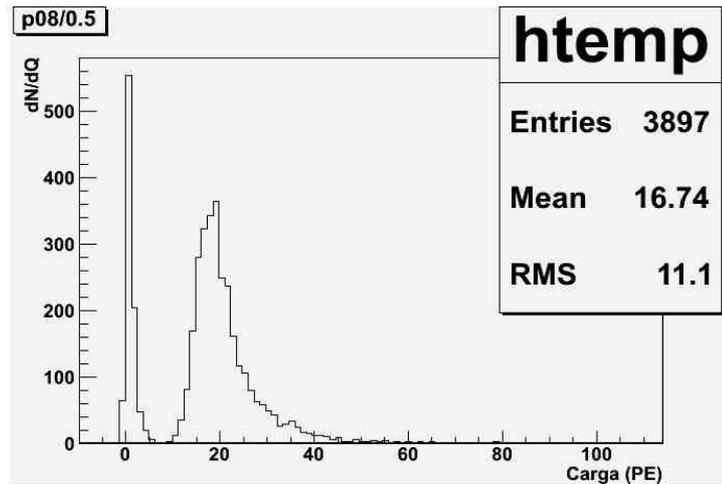


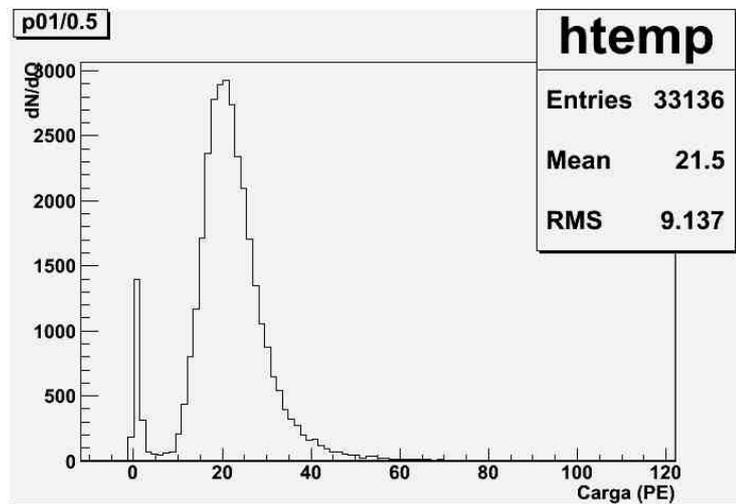
Figura 5.32 - Distribuição do tempo de subida de 10% a 90% para a detecção de múons com o MAPMT H7546A a -950V.



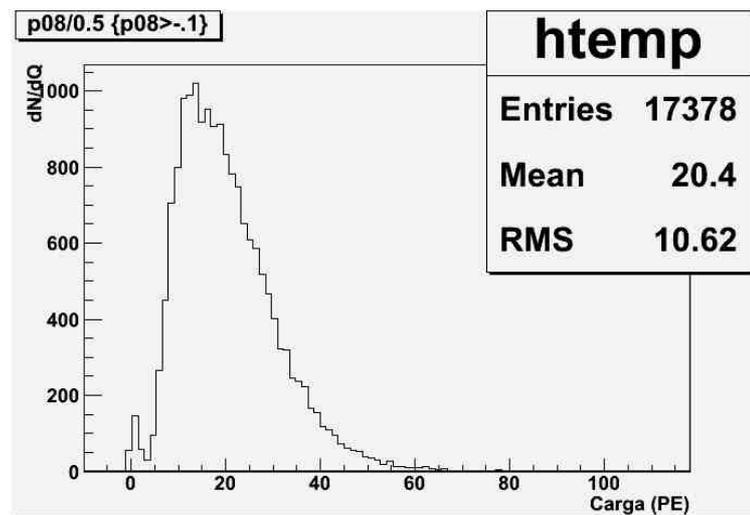
a)



b)



c)

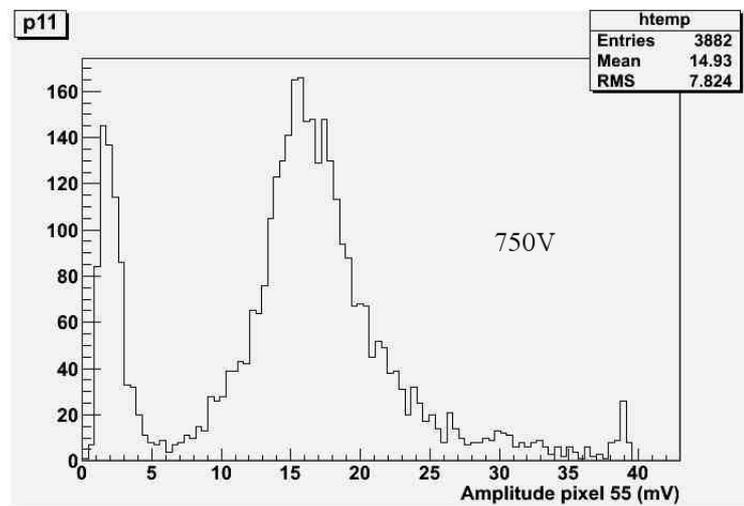


d)

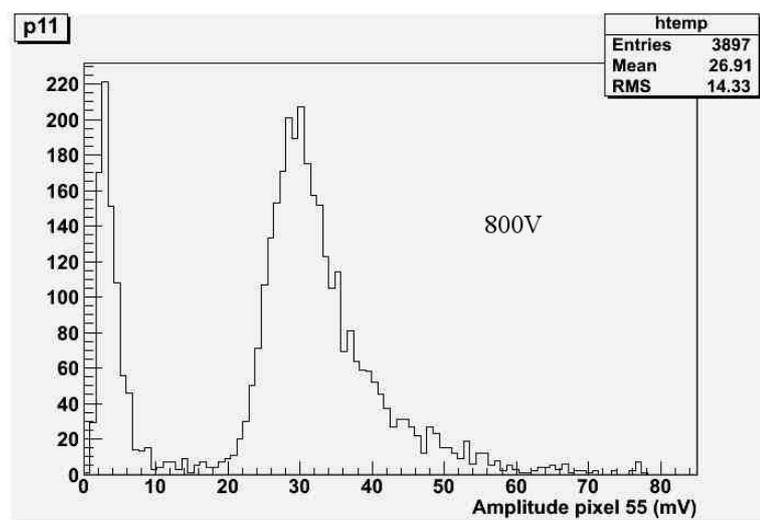
Figura 5.33 - Distribuição de carga, em fotoelétrons, produzida pelos múons com o MAPMT H7546A polarizado com a) -750V, b) -800V, c) -900V e d) -950V.

Os gráficos da figuras 5.33abcd mostram o espectro de carga em fotoelétrons dos múons com o MAPMT alimentado com -750V, -800V, -900V e -950V . Sendo assim, vemos que um múon excita os cintiladores e as fibras WLS de modo que entreguem ao MAPMT fótons que produzem aproximadamente 20 fotoelétrons a -950V. Observa-se que em -750V a população do ruído tem tamanho comparável à população do sinal, bem como a separação é pequena. Já em -950V, a população do ruído (acima de -0,1pC) se encontra muito reduzida, embora ainda próxima do nível do sinal.

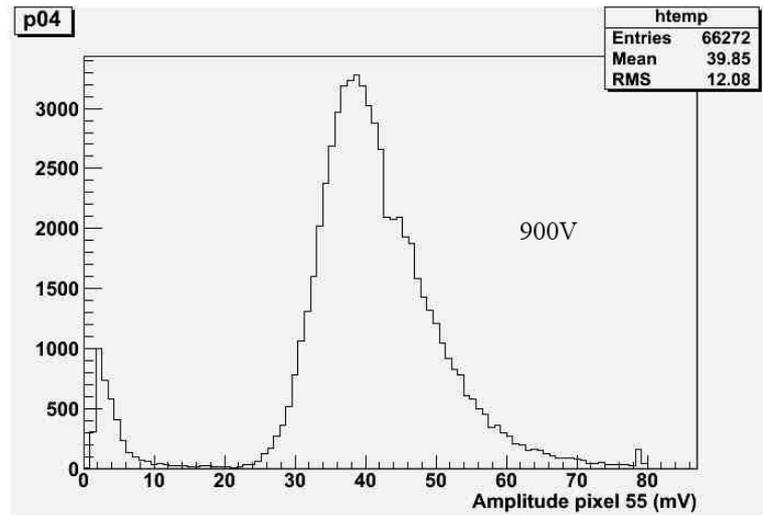
Nas figuras 5.34abcd é mostrada a distribuição de amplitude, onde fica evidente a separação entre ruído com pico de 5mV e sinal com pico em cerca de 40mV por meio do vale que vai de 10 a 20mV, em -950V.



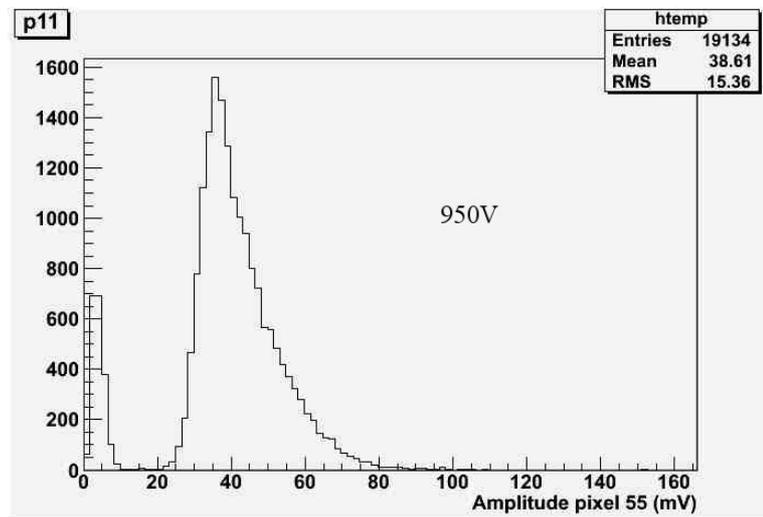
a)



b)



c)



d)

Figura 5.34 - Distribuição de amplitude para a detecção de múons com o MAPMT H7546A a a) -750V, b) -800V, c) 900V e d) -950V, com a fibra WLS iluminando o pixel 55. Observa-se a clara separação entre ruído e sinal.

6. Conclusão

Estudou-se os componentes do sistema de veto de múons do detector Neutrinos Angra, tanto na parte ótica, compreendida pelas placas de cintiladores plásticos e fibras óticas WLS, como na parte eletrônica, com tubos fotomultiplicadores e circuitos amplificadores e discriminadores, e desenvolveu-se um sistema de teste para o conjunto destes componentes.

O sistema se baseia no uso de fontes de alta tensão estáveis no tempo, para alimentação de tubos fotomultiplicadores, geradores de fótons igualmente estáveis no tempo, e osciloscópios digitais ligados a computador pessoal rodando um programa de aquisição de dados. A conversão analógico-digital feita desta forma apresenta níveis mais baixos de ruído e melhor resolução temporal e de amplitude dos sinais dos tubos fotomultiplicadores do que outros circuitos de conversão analógico-digitais disponíveis. A análise dos dados feita com ROOT demonstrou como é possível recuperar informação relevante, mesmo com ruído significativo nos dados. Com essa abordagem, foi possível medir, pelo método de fóton único, o ganho dos tubos fotomultiplicadores Hamamatsu R5912 e Hamamatsu H7546A, bem como avaliar o tipo de ruído presente nas medidas. Os valores medidos conferem com aqueles especificados pelo fabricante. Foram obtidos dados para estimar a influência da variação de temperatura e da tensão de alimentação dos tubos fotomultiplicadores. Também, graças ao método de fóton único, obtiveram-se dados do número de fotoelétrons produzidos pelo conjunto cintilador - fibra WLS, ao se comparar medidas de fóton único com medidas de raios cósmicos, e assim permitindo a comparação de detectores para fins de seleção dos mesmos.

Este trabalho permitiu o desenvolvimento de um gerador de fóton único estável no tempo, em escala de dias, e auxiliou o aperfeiçoamento de uma fonte de alta tensão também estável ao longo de dias. Também desenvolvemos técnicas de construção de câmaras escuras que ao mesmo tempo são gaiolas de Faraday, elementos essenciais para a caracterização dos cintiladores, fibras óticas e tubos fotomultiplicadores. Também permitiu o desenvolvimento de circuitos eletrônicos analógicos para o sistema de aquisição de dados do detector de múons para o Detector Neutrinos Angra, tanto fornecendo os dados relativos a sinais elétricos esperados na detecção de raios cósmicos com os componentes aqui estudados, mas também no teste dos primeiros protótipos desses circuitos. As medidas de caracterização destes

circuitos mostram que para os sinais esperados do MAPMT, bem acima do ruído, são amplificados e discriminados com eficiência, porém restam dúvidas quanto à estabilidade com temperatura e deriva do ponto de operação destes circuitos.

Com o intuito de dar continuidade ao trabalho apresentado, sugere-se que se use este sistema na medição de eficiência dos detectores de múons que forem desenvolvidos, e que seja desenvolvido um sistema digital de aquisição de dados baseado em FPGA, para aumentar a velocidade das medidas, compatível com o fluxo de múons cósmicos esperado nos detectores de veto do detector Neutrinos Angra.

Referências Bibliográficas

- [1] J.C Anjos et alli, *Detector de Antineutrinos para Monitorar a Composição do Combustível e Potência Térmica de Reatores Nucleares*, Projeto Neutrinos Angra, Rio de Janeiro, maio de 2006.
- [2] J.C. Anjos et alli, *Física de Neutrinos com Reatores Nucleares: Experimentos ANGRA e Double Chooz*, VI Encontro do Projeto Neutrinos, UEFS, Feira de Santana, Dezembro 2009.
- [3] H.Lima, *Trigger e DAQ do Detector Central*, VI Encontro do Projeto Neutrinos, UEFS, Feira de Santana, Dezembro 2009.
- [4] K.Nakamura et al. (Particle Data Group), *The Review of Particle Physics*, Chap. 24 Cosmic Rays, J. Phys. G 37, 075021, 2010.
- [5] GRIEDER, P.K.F., *Cosmic Rays at Earth: Researcher's Reference Manual and Data Book*, 1st edition, Ed. Elsevier, 2001.
- [6] F.Ardellier, I. Barabanov et al, *Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle theta 13*, August 30, 2006.
- [7] <http://cerncourier.com/cws/article/cern/27944/2> acessado em 09/01/2011.
- [8] von Bayer, O. Hahn, L. Meitner, Phys. Zeitschrift, 12th January, 1911, p. 378
- [9] C.D. Ellis, B.A. Wooster, *The average energy of desintegration of Radium E*, Proc. Roy. Soc. A117(1927) 109-123
- [10] W. Pauli, carta enviada à Conferência de Tübingen, Dezembro de 1930.
- [11] J. Chadwick, *Possible existence of a neutron*, Nature 129 (1932)12.
- [12] E. Fermi, *Ricerca Scient.* 2 12(1933).
- [13] F.Perrin, *Comptes rendues* 197, 1624(1933).
- [14] E. Fermi, *Z. Physik*, 88 161(1934).
- [15] F. Reines and C.L. Cowan, *The neutrino*, Nature 178 (1956)446.
- [16] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A.W. Sunyar, *Helicity of neutrinos*, Phys. Rev. 109 (1958)1015.
- [17] R. Davis and D.S. Harmer, *Attempt to Observe the $Cl^{37}(\bar{\nu}, e^-) Ar^{37}$ Reaction Induced by Reactor Antineutrinos*, Bull. Am. Phys. Soc. 4, (1959)217.
- [18] G. Danby et al., *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 9 (1962)36.

- [19] Gargamelle Neutrino Collaboration: F.J. Hasert et al., *Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment*, Phys. Lett. B 46 (1973)138.
- [20] R. Davis, D.S. Harner, and K.C. Hoffman, *Search for neutrinos from the sun*, Phys. Rev. Lett. 20 (1968)1205.
- [21] V.N. Gribov and B. Pontecorvo, *Phys. Lett B* 28(1969)493.
- [22] ALEPH Collaboration: D. Decamp et al., *Determination of the Number of Light Neutrino Species*, Phys. Lett. B 231(1989)519.
- [23] Delphi Collaboration: P.A. Aarnio et al., *Measurement of the Mass and Width of the Z0 Particle from Multi-Hadronic Final States Produced in the e+ e- Annihilation*, Phys. Lett. B 231 (1989)539.
- [24] L3 Collaboration: B. Adeva et al., *A Determination of the Properties of the Neutral Intermediate Vector Boson Z0*, Phys. Lett. B 231 (1989)509.
- [25] OPAL Collaboration: M.Z. Akrawy et al., *Measurement of the Z0 Mass and Width with the OPAL Detector at LEP*, Phys. Lett. B 231 (1989)530.
- [26] DONUT Collaboration: T. Patzak, *First direct observation of the tau neutrino*, Europhys. News 32, 56 (2001).
- [27] C.S. Wu et al., *Phys. Rev.* 105 (1957)1413.
- [28] A.C. Fauth, *Demonstração experimental da dilatação do tempo e da contração do espaço dos múons da radiação cósmica*, Rev. Bras. Ensino Fís., vol.29, nº4, São Paulo, 2007.
- [29] R.K. Bock, A. Vasilescu, *The Particle Detector BriefBook*, Springer Verlag, 1998, Internet version 14, 1999, <http://rkb.home.cern.ch/rkb/PH14pp/node1.html>, acessada em 30/08/2010.
- [30] A. Marques, *Cesar Lattes 70 Anos, A Nova Física Brasileira*, CBPF, 1994.
- [31] Andreas Piepke et al, *The Palo Verde Reactor Neutrino Oscillation Experiment*
- [32] DETWILER, Jason A., *Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND*, Stanford University, Jan 2005.
- [33] H. Kume et al., *Nuclear Instruments Methods* 205, 443 (1986).
- [34] A. Barbosa, comunicação pessoal, CBPF, Agosto de 2010.
- [35] Anna Pla-Dalmau, Alan D. Bross, Victor V. Rykalin, *Extruding Plastic Scintillator at Fermilab*, FERMILAB-Conf-03-318-E
- [36] M. Vaz, *Neutrinos Angra Muons Veto Detector*, VI Encontro do Projeto Neutrinos na UEFS em 14/12/2009, Feira de Santana, BA.

- [37] HAMAMATSU PHOTONICS K. K. Electron Tube Division, Editorial Committee, *Photomultiplier Tubes – Basics and Applications*, February 2006.
- [38] HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division, *Multianode Photomultiplier Tube Assembly H7546A/B*, September 2007.
http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H7546A_H7546B_TPMH1240E12.pdf
- [39] Anatael Cabrera, Antonella De Santo, Paul S. Miyagawa, Nathaniel Tagg, Alfons Weber, *Hamamatsu R5900-00-M64 Characteristics Measured by the Oxford Test Stand*, University of Oxford, April, 2003.
- [40] Olympus Co. - *Theory of Confocal Microscopy - Fluorescence Excitation and Emission Fundamenta*
<http://www.olympusfluoview.com/theory/fluoroexciteemit.html>
- [41] D. Beznosko, *FNAL-NICADD Extruded Scintillator*, FERMILAB-CONF-04-216-E, 2004.
- [42] A. Dyshkant et alli, *About NICADD Extruded Scintillating Strips*, FERMILAB-PUB-05-010-E, 2005.
- [43] Y. Shiomi, *About Kuraray WLS Fibers*, Kuraray Ltd., October 2005.
- [44] Saint Gobain Ceramics and Plastics, Inc., *BC 600 Optical Cement*, 2008.
- [45] Dan Green, *The physics of particle detectors*, Cambridge University Press, 2000.
- [46] *Scintillation Materials*, Kuraray Ltd., Methacrylate Div., Chemicals Co., Japão. Ver <http://www.kuraray.co.jp/en/index.html>
- [47] P. Hanlet, M. Marcus and E. Gallas, *Comparison of Fiber Polishing Techniques*, Fermilab TM-2068, DØ Note 3561, January 28, 1999.
- [48] Gabriel L. Azzi, Mário Vaz, *Sistema de Alta Tensão para Tubos Fotomultiplicadores do Detector Angra Neutrino*, II Encontro do Projeto Neutrinos Angra, CBPF, Rio de Janeiro, 2007.
- [49] AZZI, Gabriel, *Projeto de uma Fonte de Alta Tensão Chaveada para Tubos Fotomultiplicadores*, dissertação de mestrado do CBPF, 2006.
- [50] VILAR, Artur Batista, *Instrumentação para Observação de Fluorescência de Raios Cósmicos com Fotomultiplicadora Multianódica*, dissertação de Mestrado do CBPF, dezembro de 2009.
- [51] RICHARDSON, Owen W., *Thermionic Phenomena and the Laws Which Govern Them*, Nobel Lecture, December 12, 1929.
- [52] M. Vaz, L. Villaseñor, W. Raposo, *Measurements of the Signals from Muons Crossing the Hamamatsu R5912 PMT Enclosure Vertically and Horizontally*, Neutrinos Angra Note 004-2007

- [53] Luis Villaseñor, Mario Vaz, Wallace Raposo, *Illustration of the single PE technique to measure the gain of a M64 (H7546A) Multianode PMT*, Neutrinos Angra Meeting, Campinas, December 2008.
- [54] M. Vaz, L. Villaseñor, W. Raposo, *Test Setup to Measure Gains of the Angra Photomultipliers Using the Single Photoelectron Technique*, Neutrinos Angra Note 003-2007.
- [55] Ilka Antcheva, Olivier Couet, *The ROOT Users Guide 5.24*, June 2009.
- [56] L.Villaseñor, comunicação pessoal sobre o programa de aquisição de dados em LabVIEW e macro para plataforma ROOT, 2007-2008.
- [57] L.Villaseñor, *Muon, Pion and Kaon Lifetime Measurements*, AIP Conf. Proc., 2003 -- Volume 674, pp. 237-245.
- [58] Review of Particle Physics, W. M. Yao et al., Journal of Physics G33, 1 (2006)
<http://pdg.lbl.gov/>
- [59] MAXIM INTEGRATED PRODUCTS / DALLAS SEMICONDUCTOR, *DS18S20 High Precision 1-Wire Digital Thermometer*, 2008.
- [60] Sítio da National Instruments: <http://www.ni.com/labview/whatis/>, acessado em 03/01/2011.
- [61] M.Vaz, comunicação pessoal sobre os circuitos para o sistema de veto de múons do Detector Neutrinos Angra, CBPF, 2010.
- [62] ANALOG DEVICES, Inc., *AD8009 1GHz, 5500V/μs Low Distortion Amplifier*, rev. D, 2000.
- [63] LINEAR TECHNOLOGY CORPORATION, *LT1011 Voltage Comparator*, rev. C, 1991.
- [64] ANALOG DEVICES, Inc., *AD8561 Ultrafast 7ns Single Supply Comparator*, rev. 0, 1998.
- [65] Manual do LTSpice®, em <http://www.linear.com/designtools/software/#Spice>
- [66] HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division, *Large Photocathode Area Photomultiplier Tubes*, January 2008.
- [67] PALOMINO, José Luis Gallo, *Teste de Hardware e Software para a Reconstrução de Trajetórias no Experimento Minerva*, dissertação de mestrado do CBPF, maio de 2008.