Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Desenvolvimento de Detectores a Gás Multifilares para Raios X

Eraldo de Sales

Orientador: Prof. Dr. Cristiano Luis Pinto de Oliveira

Dissertação de mestrado apresentada ao
Instituto de Física da Universidade de São Paulo
para a obtenção do título de Mestre em Ciências

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Cristiano Luis Pinto de Oliveira (IF/USP)

Prof. Dr. Fábio Eduardo da Costa (IPEN/USP)

Prof. Dr. Marcelo Martinelli (IF/USP)

São Paulo

2015

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Sales, Eraldo de

Desenvolvimento de Detectores a Gás Multifilares para Raios X. São Paulo, 2015.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física – Depto. de Física Experimental.

Orientador: Prof. Dr. Cristiano Luis Pinto de Oliveira

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Física Experimental; 2. Detecção de Partículas; 3. Simulação

USP/IF/SBI-041/2015

Resumo

Neste trabalho é apresentado o protótipo de um detector a gás sensível à posição em duas dimensões para aplicação com experimentos de espalhamento e difração de raios X. Partiu-se de um detector inicialmente desenvolvido para outras aplicações e mostrou-se as modificações necessárias no conceito original do dispositivo. As estratégias adotadas para determinar as adaptações essenciais foram: pesquisar na literatura sobre as características de um detector multifilar para raios X (escolha do gás, da pressão, da janela, etc.), uso de simulações, implementação das mudanças e realização de testes.

Ferramentas computacionais foram usadas para estimar a resistência mecânica e a atenuação de fótons de raios X que ajudaram na determinação do material para a construção da janela de entrada. Simulações do detector foram construídas com o programa **Garfield** e serviram para o estudo do funcionamento do detector, além de determinar os parâmetros ótimos de operação do equipamento, como a distância entre os fios e diâmetro dos mesmos, além da diferença de potencial a ser aplicada, entre muitos outros parâmetros.

Os resultados obtidos mostraram que o conceito do detector multifilar com as devidas adaptações permitem o funcionamento desse dispositivo para detecção de raios X. No entanto, dependendo da aplicação, pode ser necessário aprimorar a resolução do equipamento, a fim de ter uma melhor descrição dos dados coletados. São apontadas algumas ideias para esse aprimoramento. Apresentam-se também resultados interessantes obtidos com um detector de padrão microscópico chamado de triplo GEM. Esse dispositivo pertence ao laboratório de desenvolvimento de detectores a gás (*GDD Group*) do CERN e foi utilizado em um trabalho nessa instituição. Os resultados mostraram o potencial do equipamento para detecção de raios X.

Os resultados e simulações apresentadas nesse trabalho confirmaram que as mudanças no conceito original do detector permitem seu uso na detecção de raios X. Além disso, foi possível obter várias indicações para uma maior otimização, que pode melhorar sua resolução e estabilidade. O conhecimento adquirido sobre o programa **Garfield** é fundamental nesse processo, uma vez que é possível propor mudanças e testá-las no computador. Essas melhorias podem ser empregadas em uma nova versão desse detector que será construído nos laboratórios do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

(IFUSP). Pode-se indicar ainda a possibilidade do uso de detectores GEM aplicados aos experimentos de espalhamento e difração de raios X. É necessário ressaltar que o grupo de Suaide et al. do departamento de Física Nuclear do IFUSP já trabalha com a tecnologia GEM, porém focada em outras aplicações.

Abstract

This work presents the prototype of a 2D position sensitive gas detector for application in X-ray scattering and diffraction experiments. Starting from a detector initially developed for other applications and will show the required changes on the original concept of this device. The strategy used to determine the necessary adaptations were based on searching in the literature for the overall characteristics of a multi-wire X-ray detector (choice of gas, pressure, window, etc.), the use of simulations, implementation of the changes and finally operational tests.

Computational tools were used to calculate the mechanical strength and attenuation of the X-ray photons that helped to determine the most appropriate material for the construction of the entrance window. Detector simulations were built with **Garfield** software and were used to study the overall properties of the detector, and to determine the optimum parameters for the equipment operation. Typical parameters are the distance between the wires, wire diameter, high voltage to be used, among several other parameters.

The results obtained showed that the multi-wire detector concept with the implemented adaptations allowed the detection of X-rays. However, depending on the application, it may be necessary improve the resolution of the equipment, in order to have a better description of the collected data. Several ideas are suggested for this improvement. It is also presented interesting results obtained with a microscopic pattern detector called triple GEM. This device belongs to the Gas Detectors Development group (GDD *group*) at CERN and was used in my training at this institution. The results showed the potential of the equipment for detection of X-rays.

The results and simulations presented in this work, confirmed that the changes in the concept of the original detector permitted it use on X-ray detection applications. Also, it was possible to obtain several indications for further optimization, which may improve its resolution and stability. The acquired knowledge on the software **Garfield** is essential on this process since it is possible to propose changes and test it in the computer. Such improvements may be use in a new version of this detector which will be built at the laboratories of the Institute of Physics (University of São Paulo - IFUSP). We also indicate the possibility of use of GEM detectors for X-ray scattering and diffraction experiments. It is

necessary to emphasize that the group of Professor Alexandre Suaide and collaborators at Nuclear Physics department (IFUSP) already work with the GEM technology, but focused on other applications.

Agradecimentos

Primeiramente quero agradecer a Deus por permitir que tudo fosse possível nesse trabalho. Cada passo, cada desafio superado com a ajuda Dele. As dificuldades não foram poucas, mas a calma e paciência dadas por Ele para solucionar cada uma delas foi maior.

Muitas pessoas contribuíram para a realização desse trabalho e quero dizer que sem elas nada teria acontecido. Cada uma delas foi muito importante, seja no avanço das pesquisas e aprendizado das coisas da Física, seja no apoio para vencer os desafios e confiança depositada em mim para realização do trabalho.

Agradeço aos meus pais, que sempre incentivaram meus estudos desde a alfabetização. Eles que muitas vezes ficaram a trabalhar duro na roça enquanto eu estava na escola. Acreditavam que era o melhor para mim e creio que estavam certos. É pena que minha mãe não possa estar aqui para acompanhar esse momento, mas assim teve que ser e sou muito grato a ela por acreditar em mim e por dar todo apoio e carinho para mim e meus irmãos enquanto estava conosco.

À todos meus familiares que sempre me apoiaram e me apoiam, mas não irei nomear todos aqui, pois não caberiam nem em duas páginas e correria o risco de me esquecer de alguém. Contudo, gostaria de comentar sobre duas pessoas em especial: minhas irmãs Gilvanete e Maria. Elas que foram grandes alicerces nas horas de dificuldade, dando suporte e confiando no meu sucesso. Sem o seu apoio certamente eu sequer teria iniciado minha graduação.

Quero fazer um agradecimento especial à minha namorada Samara que desde que nos conhecemos tem se mostrado uma extraordinária companheira que tem me apoiado e ajudado em todos os momentos. Ela colaborou de maneira importante nesse trabalho, dando sugestões que me foram de grande valia. Isso para não falar dos momentos em que me transmitiu paz e confiança para prosseguimento do trabalho.

Agradeço ao professor Cristiano, que me orientou desde a iniciação científica e durante esse trabalho. Nas diversas conversas com ele surgiram ideias e sugestões valiosas que proporcionaram meu crescimento, que por sua vez foram cruciais para o avanço do projeto.

Ao professor Alexandre Suaide, que forneceu toda infraestrutura necessária para desenvolvimento das atividades. Isso sem falar das preciosas discussões que ajudaram de forma decisiva para um maior entendimento e para o avanço da minha pesquisa.

À CNEN (comissão Nacional de Energia Nuclear) pelo apoio financeiro mediante bolsa de estudos durante todo o período em que esse trabalho foi realizado e sem o qual seria muito difícil terminá-lo.

Quero agradecer aos técnicos do Grupo de Fluídos Complexos (GFCx), em especial ao Társis, que me auxiliou de forma decisiva em tantos momentos que não poderia numerar e comentar cada um deles nesse momento.

Um especial agradecimento aos membros do grupo de Física Nuclear, em especial ao Hugo e ao professor Nelson Carlin, que me ajudaram em diversos momentos e deram fantásticas sugestões para resolução de problemas no laboratório. Agradeço também a todos os meus colegas do GFCx por todo auxílio e discussões que possibilitaram um maior entendimento sobre meu trabalho e busca por novos conhecimentos.

Agradeço também ao grupo de desenvolvimento de detectores a gás do CERN, especialmente ao professor Leszek Ropelewski e ao Eraldo Oliveri, que me acolheram de braços abertos durante todo o período em que estive por lá e me deram todo suporte para realização do estágio. O treinamento nesse conceituado laboratório foi fundamental para o avanço e finalização do meu trabalho, mas não teria sido possível sem a ajuda dessas pessoas.

Índice

Resumo	i
Abstract	iii
Agradecimentos	v
Índice	vii
Lista de Siglas	ix
Lista de Figuras	x
Lista de Tabelas	xvii
1 INTRODUÇÃO	1
2 RAIOS X	5
2.1 NATUREZA DOS RAIOS X	5
2.2 FONTES DE RAIOS X	5
2.3 INTERAÇÃO DOS FÓTONS COM A MATÉRIA	7
2.3.1 Absorção fotoelétrica	9
2.3.2 Espalhamento Compton	9
2.3.3 Produção de Pares	10
2.3.4 Absorção de Fótons em Materiais	10
3 DETECTORES A GÁS.....	15
3.1 PRINCÍPIOS DE FUNCIONAMENTO	15
3.1.1 Gás do Detector	15
3.1.2 Relação entre Tensão e Carga Coletada	17
3.1.3 Número de Pares de Elétrons e Íons Produzidos no Gás	18
3.1.4 Efeito Avalanche	19
3.2 CONTADORES PROPORCIONAIS	20
3.3 DETECTORES A GÁS SENSÍVEIS À POSIÇÃO	21
3.3.1 Detector Unidimensional	22
3.3.2 Detector Bidimensional MWPC	23
4 SIMULAÇÕES.....	29
4.1 IMPORTÂNCIA.....	29
4.2 O GARFIELD	29
4.2.1 Propriedades do Gás.....	31
4.2.2 Campo e Potencial Elétrico	34
4.2.3 Efeito Avalanche e Ganho de Gás	34
4.2.4 Pulsos Elétricos Induzidos	37
4.2.5 Absorção de Raios X.....	38
5 ELETRÔNICA ASSOCIADA	39

5.1	PADRÃO NIM E CAMAC	39
5.2	FONTE DE ALTA TENSÃO	41
5.3	PRÉ-AMPLIFICADORES	42
5.4	AMPLIFICADORES	48
5.5	OSCIOSCÓPIO.....	50
5.6	DISCRIMINADOR	51
5.7	MÓDULO <i>TIMER-SCALER</i>	52
5.8	ANALISADOR MULTICANAL.....	53
5.9	MÓDULO <i>GATE GENERATOR</i>	53
6	MODIFICAÇÕES NO CONCEITO.....	55
6.1	DESENVOLVIMENTO DA JANELA DE ENTRADA.....	55
6.2	INSTALAÇÃO DO SISTEMA DE GÁS.....	62
6.3	MANUTENÇÃO DO EQUIPAMENTO.....	63
7	CARACTERIZAÇÃO DO MWPC	67
7.1	CALIBRAÇÃO DO ADC DE CANAIS PARA CARGA	67
7.2	TESTES COM A FONTE RADIOATIVA	69
7.2.1	<i>Anormalidades no Padrão Bidimensional</i>	70
7.2.2	<i>Homogeneidade</i>	72
7.2.3	<i>Espectro de Energia da Fonte de ⁵⁵Fe no MWPC</i>	73
7.2.4	<i>Resolução em Energia e Posição</i>	74
7.2.5	<i>Linearidade</i>	78
8	ESTÁGIO NO CERN: DETECTORES A GÁS DE PADRÃO MICROSCÓPICO	85
8.1	O GEM	85
8.2	CARACTERIZAÇÃO DO GEM	87
8.2.1	<i>Calibração de Ganho</i>	88
8.2.2	<i>Espectro de Energia da Fonte de ⁵⁵Fe com o GEM</i>	92
8.2.3	<i>Imagens de Raios X</i>	92
9	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS.....	99
10	BIBLIOGRAFIA	101
11	APÊNDICE – PEÇAS PARA CARACTERIZAÇÕES DE DETECTORES	107

Lista de Siglas

A

ADC - <i>analogue to digital converter</i>	67
AMORE - <i>Automatic MOnitoRing Environment</i>	92

C

CAMAC - <i>Computer Automated Measurement and Control</i>	39
CERN - <i>European Organization for Nuclear Research</i>	3
CXRO - <i>The Center for X-Ray Optics</i>	60

E

ESF - <i>edge spread function</i>	95
---	----

F

FWHM - <i>full width at half maximum</i>	75
--	----

G

GDD - <i>Gas Detectors Development Group</i>	4
GEM - <i>Gas Electron Multiplier</i>	2

I

IFUSP - <i>Instituto de Física da USP</i>	iv
---	----

L

LHC - <i>Large Hadron Collider</i>	3
--	---

M

MCA – <i>Multichannel Analyzer</i>	53
MICROMEGAS - <i>MICRO-MESh-Gaseous Structure</i>	2
MSGC - <i>micro-strip gas counter</i>	2
MWPC - <i>multi-wire proportional chamber</i>	1

N

neBEM - <i>A nearly exact Boundary Element Method</i>	29
NIM - <i>Nuclear Instrument Module</i>	39

S

SCA - <i>Single Channel Analyzer</i>	51
SRS - <i>Scalable Readout System</i>	92

Lista de Figuras

FIGURA 2.1: ESQUEMA DE DECAIMENTO DO ^{55}Fe EM ^{55}Mn . ESSE ISÓTOPO DO FERRO SOFRE DECAIMENTO POR CAPTURA ELETRÔNICA COM UMA PROBABILIDADE DE 100%. NESSE PROCESSO O NÚCLEO DO ÁTOMO DE FERRO CAPTURA UM ELÉTRON DA CAMADA K. O PRODUTO DA REAÇÃO (MANGANÊS) FICA EM UM ESTADO EXCITADO, RETORNANDO AO ESTADO FUNDAMENTAL ATRAVÉS DA EMISSÃO DE UM FÓTON. FIGURA ADAPTADA DE GRUPEN & SHWARTZ (GRUPEN & SHWARTZ, 2008).	6
FIGURA 2.2: REPRESENTAÇÃO DA RELATIVA IMPORTÂNCIA DOS TRÊS DIFERENTES PROCESSOS DE INTERAÇÃO DOS FÓTONS COM A MATÉRIA. O EFEITO FOTOELÉTRICO É DOMINANTE PARA BAIXAS ENERGIAS, O ESPALHAMENTO COMPTON PARA ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS E A PRODUÇÃO DE PARES É DOMINANTE PARA FÓTONS ALTAMENTE ENERGÉTICOS. FIGURA ADAPTADA DE G. F. KNOLL (KNOLL, 1979).....	8
FIGURA 2.3: REPRESENTAÇÃO DO ESPALHAMENTO COMPTON ENTRE UM ELÉTRON E UM FÓTON. APÓS A INTERAÇÃO O FÓTON SOFRE UM ESPALHAMENTO SEGUNDO O ÂNGULO θ E CEDE PARTE DE SUA ENERGIA AO ELÉTRON, QUE SOFRE UM RECUO. FIGURA ADAPTADA DE KNOLL (KNOLL, 1979) E GRUPEN & SHWARTZ (GRUPEN & SHWARTZ, 2008).....	10
FIGURA 2.4: ESTIMATIVAS DA TRANSMISSÃO EM FUNÇÃO DA ENERGIA PARA UM FÓTON ATRAVESSANDO UMA CAMADA DE 6 MM DE GÁS. VEMOS QUE O XENÔNIO É MAIS ABSORVEDOR QUE O ARGÔNIO EM PRATICAMENTE TODO O INTERVALO CONSIDERADO, O QUE SIGNIFICA QUE O XENÔNIO É MAIS EFICIENTE PARA A DETECÇÃO. POR OUTRO LADO, O ARGÔNIO POSSUI BAIXO CUSTO EM COMPARAÇÃO COM O XENÔNIO. DESSA MANEIRA, ESSES DOIS ASPECTOS PRECISAM SER CONSIDERADOS NO MOMENTO DA ESCOLHA DO GÁS A SER UTILIZADO.	12
FIGURA 3.1: AMPLITUDE DO PULSO COLETADO PELOS ELETRODOS NO DETECTOR EM FUNÇÃO DA TENSÃO APLICADA. PODEMOS OBSERVAR AS REGIÕES DE OPERAÇÃO DE CADA UM DOS TIPOS DE DETECTORES A GÁS.....	17
FIGURA 3.2: DETECTOR GENÉRICO CONSTITUÍDO POR UMA CÂMARA METÁLICA (CATODO) PREENCHIDA COM GÁS E UM FIO CONDUTOR (ANODO). É APLICADA UMA DIFERENÇA DE POTENCIAL ENTRE A CAIXA METÁLICA E O FIO CONDUTOR, PELO QUAL AS CARGAS SÃO COLETADAS.	23
FIGURA 3.3: ESQUEMA DO DETECTOR BIDIMENSIONAL MOSTRANDO AS DUAS GRADES DE FIOS DO CATODO E A DO ANODO ATRAVÉS DAS QUAIS É APLICADA UMA DIFERENÇA DE POTENCIAL PARA FAZER-SE A COLETA DAS CARGAS. A LOCALIZAÇÃO DA POSIÇÃO DO EVENTO IONIZANTE É FEITA COM O AUXÍLIO DAS GRADES DE FIOS PERPENDICULARES ENTRE SI QUE REPRESENTAM OS EIXOS X E Y. FIGURA ADAPTADA DE SUAIDE E COLABORADORES (DE MOURA ET AL., 1999).	24
FIGURA 3.4: FOTOGRAFIA DO DETECTOR SENSÍVEL À POSIÇÃO UTILIZADO NESSE TRABALHO. É POSSÍVEL VER AO CENTRO A JANELA DE ENTRADA DESENVOLVIDA (VER SEÇÃO 6.1) PARA DETECÇÃO DE RAIOS X. TEMOS OS CINCO CONECTORES CORRESPONDENTES AOS CINCO SINAIS DE INTERESSE (DUAS EXTREMIDADES DE CADA CATODO E UMA DO ANODO) E O CONECTOR PARA APLICAR A ALTA TENSÃO.	26
FIGURA 3.5: REPRESENTAÇÃO DA IDEIA USADA PARA DETERMINAR A POSIÇÃO DO EVENTO IONIZANTE AO LONGO DA CADEIA RESISTIVA. QUANDO A RADIAÇÃO DEPOSITA ENERGIA E CRIA PARES DE ÍONS NO GÁS OS ELÉTRONS SÃO ACELERADOS ATÉ O FIO DO ANODO MAIS PRÓXIMO, GERANDO UMA AVALANCHE ELETRÔNICA NAS SUAS PROXIMIDADES. AS CARGAS COLETADAS NO FIO SE DIVIDEM IGUALMENTE E SEGUEM NOS DOIS SENTIDOS DA CADEIA DE RESISTORES (MESMO POTENCIAL EM AMBOS). AO ATRAVESSAR UM RESISTOR O PULSO ELÉTRICO PERDE AMPLITUDE DEVIDO AO EFEITO JOULE.	27

FIGURA 4.1: AS TRÊS GRADES DE FIOS SIMULADAS NO <i>GARFIELD</i> : O ANODO CENTRAL E OS DOIS CATODOS PERPENDICULARES QUE REPRESENTAM OS EIXOS X E Y. AS GRADES ESTÃO IGUALMENTE ESPAÇADAS DE 3 MM, E OS FIOS POSSUEM DIÂMETRO DE 25 μM , COMO NO SISTEMA REAL.	30
FIGURA 4.2: SEÇÕES DE CHOQUE DO ARGÔNIO (ACIMA) E CO_2 (ABAIXO) CALCULADAS PELO PROGRAMA <i>MAGBOLTZ</i> E UTILIZADAS PELO <i>GARFIELD</i> PARA ESTIMAR CARACTERÍSTICAS COMO O FATOR DE MULTIPLICAÇÃO, VELOCIDADE DE DERIVA DE ÍONS, ETC. PODEMOS NOTAR NA FIGURA AS CLARAS DIFERENÇAS ENTRE OS DOIS GASES: O DIÓXIDO DE CARBONO, POR SER UMA MOLÉCULA POLIATÔMICA, POSSUI MUITOS MODOS VIBRACIONAIS E ROTACIONAIS QUE NÃO ESTÃO PRESENTES NO ARGÔNIO.	32
FIGURA 4.3: VELOCIDADE DE DERIVA DE CARGAS NO ARGÔNIO E NA MISTURA ARGÔNIO (70%) E CO_2 (30%) AMBOS EM PRESSÃO ATMOSFÉRICA. NOTAMOS QUE A VELOCIDADE DE DERIVA DOS ELÉTRONS NA MISTURA DE ARGÔNIO E CO_2 É MAIOR QUE NO CASO DE PURO ARGÔNIO NO INTERVALO QUE CORRESPONDE À INTENSIDADE DO CAMPO DE 10^3 A 10^4 V/CM.	33
FIGURA 4.4: SIMULAÇÃO DO CAMPO E DO POTENCIAL ELÉTRICO NOS FIOS DO MWPC. AS LINHAS DE CAMPO ELÉTRICO MOSTRAM UM CAMPO UNIFORME NA REGIÃO AFASTADA DOS FIOS E UM CAMPO COM SIMETRIA RADIAL NA REGIÃO PRÓXIMA AOS MESMOS, COMO ESPERADO (KNOLL, 1979).	34
FIGURA 4.5: SIMULAÇÃO DO EFEITO AVALANCHE, COMO DESCRITO NA LITERATURA (MATOBA ET AL., 1985). OBSERVAMOS A DERIVA DO ELÉTRON PRIMÁRIO ATÉ O FIO E TAMBÉM AS IONIZAÇÕES GERADAS PELO MESMO (PONTOS VERMELHOS) E EXCITAÇÕES NO GÁS (PONTOS MARRONS).	35
FIGURA 4.6: ESTIMATIVA DO GANHO DO GÁS SEGUNDO O <i>GARFIELD</i> PARA DOIS DIFERENTES ESPAÇAMENTOS ENTRE OS FIOS DO ANODO. É VISTO QUE CONFORME AUMENTAMOS A DISTÂNCIA ENTRE OS FIOS O GANHO CRESCE, COMO PREVISTO NA EQUAÇÃO (3.7). APLICADA UMA DIFERENÇA DE POTENCIAL DE 2500 V O GANHO PARA O ESPAÇAMENTO DE 2,5 MM É CERCA QUINZE VEZES MAIOR QUE PARA 1,25 MM.	36
FIGURA 4.7: SINAL GERADO NO DETECTOR PELO MOVIMENTO DE UM ELÉTRON DE UM DADO PONTO ATÉ O ELETRODO. É POSSÍVEL EXPORTAR A FORMA DO PULSO E USÁ-LO COMO ENTRADA PARA PROGRAMAS QUE SIMULAM CIRCUITOS ELETRÔNICOS, QUE PODEM SER USADOS PARA ESTUDAR A ELETRÔNICA ASSOCIADA AO DETECTOR.	37
FIGURA 4.8: ESPECTRO DE ENERGIA DA FONTE DE ^{55}Fe SIMULADO PELO <i>GARFIELD</i> NO ARGÔNIO. OBSERVAMOS O PICO PRINCIPAL (MAIS INTENSO) E O PICO DE ESCAPE DO ARGÔNIO, COMO NOTADO EXPERIMENTALMENTE E MOSTRADO NA SEÇÃO 7.2.3.	38
FIGURA 5.1: ESQUEMA DA ELETRÔNICA ASSOCIADA AO DETECTOR. NA FIGURA É INDICADA A FORMA DE PULSO TÍPICA QUE SAI DE CADA ESTÁGIO DA ELETRÔNICA. UTILIZAMOS AO TODO 5 CANAIS, SENDO DOIS PARA CADA PLANO (X E Y) E UM PARA O ANODO. O SINAL RÁPIDO DO AMPLIFICADOR É UTILIZADO APENAS NO CASO DO PULSO DO ANODO, QUE SERVE COMO GATILHO PARA A AQUISIÇÃO DE DADOS.	39
FIGURA 5.2: <i>RACK</i> CONTENDO OS MÓDULOS NECESSÁRIOS À DETECÇÃO DE RADIAÇÃO. PODEMOS VER OS PRÉ-AMPLIFICADORES, AMPLIFICADORES, DISCRIMINADOR, <i>GATE GENERATOR</i> , FONTE DE ALTA TENSÃO, OSCILOSCÓPIO E O CAMAC.	40
FIGURA 5.3: EM A VEMOS A FONTE DE ALTA TENSÃO DE 10 kV DA <i>BERTAN</i> , USADA NOS TESTES COM O DETECTOR MULTIFILAR. NELA HÁ UM CANAL DE VOLTAGEM POSITIVA E OUTRA NEGATIVA. É POSSÍVEL MONITORAR A TENSÃO APLICADA, BEM COMO CORRENTES DE FUGA. EM B VEMOS UMA FONTE ALTA TENSÃO DA <i>CAEN</i> , QUE FOI USADA NOS TESTES COM O DETECTOR GEM. ESSA FONTE É PROGRAMÁVEL, O QUE DEIXA A OPERAÇÃO MUITO MAIS PRÁTICA.	41
FIGURA 5.4: PRÉ-AMPLIFICADORES UTILIZADOS NOS TESTES COM OS RAIOS X MOSTRADOS NO CAPÍTULO 7.	43
FIGURA 5.5: ESQUEMA ELETRÔNICO DO CIRCUITO DO PRÉ-AMPLIFICADOR QUE FOI UTILIZADO COM O MWPC. A IMAGEM FOI GIRADA PARA MELHOR VISUALIZAÇÃO DOS COMPONENTES ELETRÔNICOS.	44

FIGURA 5.6: ESQUEMA DE UM PRÉ-AMPLIFICADOR SENSÍVEL À CARGA (INTEGRADOR). ELE É COMPOSTO PELO AMPLIFICADOR OPERACIONAL (REPRESENTADO PELO TRIÂNGULO NA HORIZONTAL), POR UM RESISTOR NA ENTRADA DO MESMO, POR UM CAPACITOR NA REALIMENTAÇÃO DO AMPLIFICADOR E UM RESISTOR EM PARALELO AO CAPACITOR. V_i É A TENSÃO DE ENTRADA E V_o A TENSÃO DE SAÍDA. ESSE CIRCUITO ESTÁ CONTIDO NO ESQUEMA DA FIGURA 5.5.....	45
FIGURA 5.7: ARRANJO MONTADO NA PLACA DE CIRCUITO PARA ESTUDAR O FUNCIONAMENTO DE UM AMPLIFICADOR OPERACIONAL ATUANDO COMO INTEGRADOR.....	47
FIGURA 5.8: RESULTADO OBTIDO PARA A MONTAGEM DO CIRCUITO DA FIGURA 5.6 NA PLACA DE TESTES. O PULSO DE ENTRADA É AMPLIFICADO, INTEGRADO E INVERTIDO PELO CIRCUITO, ASSIM COMO PREVISTO NA EQUAÇÃO (5.5).....	47
FIGURA 5.9: AMPLIFICADORES UTILIZADOS NESSE TRABALHO. EM CADA MÓDULO HÁ QUATRO CANAIS INDEPENDENTES. É POSSÍVEL OBTER DOIS SINAIS DE SAÍDA DESSE DISPOSITIVO: UM SINAL RÁPIDO, QUE FOI UTILIZADO COMO GATILHO (<i>TRIGGER</i>) PARA O SISTEMA DE AQUISIÇÃO E UM SINAL LENTO, QUE POSSUI A FORMA GAUSSIANA E É UTILIZADO PELO CAMAC, QUE REGISTRA A AMPLITUDE DE CADA SINAL.	49
FIGURA 5.10: EM A TEMOS A IMAGEM DE UM SINAL SEM O CANCELAMENTO DO POLO ZERO E EM B COM ESSA CORREÇÃO, QUE AJUSTA A LINHA DE BASE DO PULSO PARA A MESMA REFERÊNCIA. SEM A CORREÇÃO, ESSE EFEITO (<i>UNDERSHOOT</i>) CAUSA UMA DIMINUIÇÃO NA AMPLITUDE DE UM PULSO QUE VENHA APÓS O PULSO COMO EM A, POIS HAVERÁ MUDANÇA NA LINHA DE BASE.	50
FIGURA 5.11: OSCILOSCÓPIO DPO3012 TM DA TEKTRONIX TM UTILIZADO PARA VERIFICAR A QUALIDADE DOS SINAIS ANTES DE FAZER A AQUISIÇÃO DOS DADOS.	51
FIGURA 5.12: DISCRIMINADOR USADO COM O DETECTOR MULTIFILAR. NESSE MÓDULO HÁ NOVE CANAIS INDEPENDENTES, NOS QUAIS É POSSÍVEL DEFINIR O LIMiar PARA O RUÍDO (<i>THRESHOLD</i>).	52
FIGURA 5.13: MÓDULO <i>TIMER-SCALER</i> DA CAEN TM UTILIZADO NOS TESTES PARA CALIBRAÇÃO DE GANHO DO GEM, COMO MOSTRADO NA SEÇÃO 8.2.1.	53
FIGURA 5.14: <i>GATE GENERATOR</i> UTILIZADO NOS EXPERIMENTOS COM O DETECTOR MULTIFILAR (À ESQUERDA). NESSE MÓDULO PODE-SE DETERMINAR A LARGURA DA JANELA DE AQUISIÇÃO, BEM COMO ADIANTAR OU ATRASAR A MESMA EM RELAÇÃO AO SINAL DO DETECTOR. O OBJETIVO É MANTER OS PULSOS DENTRO DA JANELA PARA QUE SEJA FEITA A AQUISIÇÃO DOS MESMOS. NA DIREITA VEMOS A JANELA CRIADA PELO DISCRIMINADOR (EM AZUL), BEM COMO O SINAL LENTO DO AMPLIFICADOR, QUE SE ENCONTRA DENTRO DA JANELA.	54
FIGURA 6.1: À ESQUERDA VEMOS AS PEÇAS FABRICADAS PARA FAZER A ADAPTAÇÃO DO DETECTOR BIDIMENSIONAL. PODEMOS OBSERVAR OS ANÉIS DE AÇO INOX NOS QUAIS A FOLHA DE MYLAR FOI COLADA. TAMBÉM NOTAMOS A FLANGE QUE PRENDE OS ANÉIS NA PEÇA QUADRADA, QUE POR SUA VEZ É PRESA AO DETECTOR. À DIREITA VEMOS A MONTAGEM DAS PEÇAS COM A FOLHA DE MYLAR SOBRE O EQUIPAMENTO.	56
FIGURA 6.2: ESTRESSE POR ÁREA SOFRIDO PELO MYLAR EM FUNÇÃO DA PRESSÃO APLICADA SOBRE A JANELA. NOTAMOS QUE UMA FOLHA DE 25 μm SE ROMPE ANTES DE ATINGIR 0,2 ATM DE DIFERENÇA DE PRESSÃO. PARA NOSSA APLICAÇÃO, OBSERVAMOS QUE UMA FOLHA DE 190 μm DEVE SUPORTAR UMA DIFERENÇA DE PRESSÃO SUPERIOR A 4,0 ATM, LOGO UMA FOLHA COM ESSA ESPESURA É SUFICIENTE PARA CONSTRUIR A JANELA DE ENTRADA DO DETECTOR.	57
FIGURA 6.3: DEFLEXÃO SOFRIDA PELA JANELA DE MYLAR DE 190 μm NO SEU CENTRO EM FUNÇÃO DA DIFERENÇA DE PRESSÃO APLICADA NA CÂMARA. A LINHA É O MODELO DE DEFLEXÃO PREVISTO NO TRABALHO DE WESTERN (WESTERN, 1993) PARA MATERIAIS FLEXÍVEIS COMO MYLAR E KAPTON.....	59

FIGURA 6.4: ESPESSURA DO MYLAR EM FUNÇÃO DA TRANSMISSÃO PARA FÓTONS DE RAIOS X DE 5,9 keV. OBSERVAMOS QUE PARA UMA FOLHA COM 190 μm DE ESPESSURA (LINHA PONTILHADA NA FIGURA), UMA TRANSMISSÃO DE CERCA DE 65% É ESPERADA, O QUE É SATISFATÓRIO PARA NOSSA APLICAÇÃO DEVIDO À ATIVIDADE DA FONTE DE RAIOS X (VER SEÇÃO 7.2).	60
FIGURA 6.5: RESULTADO NUMÉRICO UTILIZANDO A FERRAMENTA PRESENTE NO CXRO (<i>THE CENTER FOR X-RAY OPTICS</i>) BASEADA NOS TRABALHOS DE HENKE E COLABORADORES (HENKE ET AL., 1993). VEMOS A TRANSMISSÃO EM FUNÇÃO DA ENERGIA DO FÓTON ATRAVESSANDO UMA FOLHA DE MYLAR COM 190 μm DE ESPESSURA.	61
FIGURA 6.6: ACIMA É VISTA A MONTAGEM DO SISTEMA DE GÁS NO DETECTOR. PODE-SE OBSERVAR AS DUAS VÁLVULAS DE ENTRADA E SAÍDA DE GÁS, BEM COMO O MANOVACUÔMETRO USADO PARA CONTROLE DA PRESSÃO DENTRO DA CÂMARA. ABAIXO A BOMBA DE VÁCUO USADA PARA RETIRAR O AR DA CÂMARA ANTES DO PREENCHIMENTO DA MESMA COM O GÁS.	62
FIGURA 6.7: ACIMA É VISTA A MONTAGEM UTILIZADA PARA O PROCESSO DE SOLDAGEM DOS FIOS. OBSERVA-SE A PLACA DE CIRCUITO NA QUAL ESTÃO OS FIOS APOIADA EM UM SUPORTE. OS FIOS SÃO TENSIONADOS COM O AUXÍLIO DE DOIS PESOS DE 50 g DE CADA LADO, DE MANEIRA QUE TODOS ELES FIQUEM À MESMA TENSÃO. USOU-SE PEQUENAS PRESILHAS E UMA FITA PARA PRENDER OS PESOS AO FIO DURANTE O PROCEDIMENTO. ABAIXO UMA AMPLIAÇÃO MOSTRANDO OS FIOS DE 25 μm DE DIÂMETRO.	64
FIGURA 6.8: MEDIDAS DE RESISTÊNCIA ELÉTRICA DOS FIOS CORRESPONDENTES AO ANODO. SÃO VISÍVEIS 16 FIOS CUJOS VALORES DE RESISTÊNCIA SÃO PRÓXIMOS ENTRE ELES E MENOR QUE OS RESTANTES. ELES CORRESPONDEM AOS FIOS QUE FORAM SUBSTITUÍDOS.	65
FIGURA 7.1: MÉTODO UTILIZADO PARA FAZER A CALIBRAÇÃO DO ADC DE CANAIS PARA CARGA ELÉTRICA. A AQUISIÇÃO A PARTIR DE UM PULSADOR MOSTRA NA VERTICAL O NÚMERO DE CONTAGENS E NA HORIZONTAL O VALOR DO CANAL. NA FIGURA VEMOS O RESULTADO OBTIDO PARA QUATRO DIFERENTES VALORES DE AMPLITUDE DO SINAL INSERIDO NA ENTRADA DE TESTES DO PRÉ-AMPLIFICADOR.	67
FIGURA 7.2: RETA DE CALIBRAÇÃO ENTRE OS CANAIS NO ADC E A CARGA EM FC. OS PARÂMETROS DE AJUSTE FORAM UTILIZADOS NO SOFTWARE DE AQUISIÇÃO PARA QUE O ADC ESTEJA EM FUNÇÃO DA CARGA CORRESPONDENTE AO PULSO ELÉTRICO AO INVÉS DO CANAL, QUE NÃO TEM SIGNIFICADO FÍSICO.	68
FIGURA 7.3: AQUISIÇÃO A PARTIR DE UM PULSADOR APÓS A CALIBRAÇÃO MOSTRANDO NA VERTICAL O NÚMERO DE CONTAGENS E NA HORIZONTAL O VALOR DA CARGA ELÉTRICA, EM FC (FEMTO COULOMB) QUE ESTÁ RELACIONADA À AMPLITUDE DO PULSO PELA EQUAÇÃO (7.1). SÃO DESTACADOS OS VALORES DE AMPLITUDE DOS PULSOS ESTIMADOS COM O AUXÍLIO DO OSCILOSCÓPIO, CUJA INCERTEZA DEVIDO À FLUTUAÇÕES NO SINAL FOI DA ORDEM DE 5 mV.	69
FIGURA 7.4: MONTAGEM DO APARATO UTILIZADO DURANTE OS TESTES COM RAIOS X. É POSSÍVEL OBSERVAR À ESQUERDA A FONTE DE ^{55}Fe COM UMA PROTEÇÃO DE ALUMÍNIO. À DIREITA VEMOS A FONTE COLOCADA NA FRENTE DA JANELA DE MYLAR COM AUXÍLIO DE UMA PLACA DE CHUMBO.	70
FIGURA 7.5: PADRÃO BIDIMENSIONAL PARA DUAS FONTES RADIOATIVAS NÃO COLIMADAS. VEMOS A FONTE DE RAIOS X EM (A) E DE PARTÍCULAS ALFA EM (B). NOS DOIS CASOS AS FONTES ESTAVAM POSICIONADAS NO CENTRO DO DETECTOR. OBSERVAMOS UMA ANOMALIA NO PADRÃO BIDIMENSIONAL PARA A FONTE DE RAIOS X, POIS AS CONTAGENS ESTÃO DESLOCADAS PARA UMA DAS EXTREMIDADES DO EIXO X.....	71
FIGURA 7.6: IMAGEM DE MICROSCÓPIO DE DOIS FIOS DO ANODO DO MWPC. EM (A) TEMOS UM FIO EM CONDIÇÃO RUIM, COM PRESENÇA DE ÓXIDO DE SILÍCIO NA SUPERFÍCIE. EM (B) VEMOS UM FIO EM BOAS CONDIÇÕES. ESSE ÚLTIMO ESTÁ ENTRE	

AQUELES QUE FORAM TROCADOS ANTES DO INÍCIO DOS TESTES, NA FASE DE MANUTENÇÃO DO EQUIPAMENTO. A AMPLIAÇÃO DA IMAGEM É DA ORDEM DE 100 VEZES.....	72
FIGURA 7.7: IMAGEM BIDIMENSIONAL OBTIDA COM A FONTE DE FERRO POSICIONADA A CERCA DE 40 CM DE DISTÂNCIA DO MWPC SEM QUALQUER ANTEPARO SOBRE A SUPERFÍCIE DO DETECTOR.....	72
FIGURA 7.8: PROJEÇÕES X E Y DA FIGURA 7.7. PODEMOS OBSERVAR QUE O DETECTOR APRESENTA BOA HOMOGENEIDADE, EXCETO PRÓXIMO AO CENTRO NA DIREÇÃO Y E NAS EXTREMIDADES. ACREDITAMOS QUE ISSO SEJA DEVIDO A RUÍDO ELETRÔNICO CAUSADO POR PROBLEMAS COM O ATERRAMENTO DO DETECTOR E TAMBÉM DEVIDO A EFEITOS DE BORDA NAS EXTREMIDADES.	73
FIGURA 7.9: ESPECTRO DE ENERGIA DA FONTE DE ^{55}Fe . NO EIXO VERTICAL TEMOS O NÚMERO DE CONTAGENS EM FUNÇÃO DA CARGA TOTAL COLETADA NO DETECTOR. A PRESSÃO DENTRO DA CÂMARA ERA 1 ATM E FIZEMOS UM FLUXO DE GÁS PARA EVITAR A CONTAMINAÇÃO DO MESMO.	74
FIGURA 7.10: AJUSTE GAUSSIANO DO ESPECTRO DE ENERGIA DA FONTE DE FERRO. A PARTIR DO AJUSTE ENCONTRAMOS O VALOR DO DESVIO PADRÃO, QUE FOI UTILIZADO PARA DETERMINAR A RESOLUÇÃO.....	75
FIGURA 7.11: ESQUEMA UTILIZADO PARA FAZER OS TESTES COM A FONTE DE FERRO COLIMADA. A RESOLUÇÃO EM POSIÇÃO É DADA POR UMA CONVOLUÇÃO ENTRE A REGIÃO ILUMINADA PELA FONTE E A RESPOSTA DO DETECTOR, ISTO É, A LARGURA À MEIA ALTURA DO PICO (C. L. P. OLIVEIRA, 1998). FIGURA ADAPTADA DE (LIMA ET AL., 2002).	76
FIGURA 7.12: PADRÃO BIDIMENSIONAL PARA A FONTE DE RAIOS X COLIMADA. OS RESULTADOS FORAM OBTIDOS UTILIZANDO O APARATO EXPERIMENTAL ESQUEMATIZADO NA FIGURA 7.11. NESSA IMAGEM É UTILIZADO UM PADRÃO DE CORES PARA DEFINIR A TAXA DE CONTAGENS AO LONGO DO PLANO XY. NOTA-SE UMA TAXA DE CONTAGENS LIGEIRAMENTE ELEVADA PRÓXIMA DO CANAL 400 NA DIREÇÃO X. UMA POSSIBILIDADE É QUE ESSE EFEITO TENHA ORIGEM EM MICRODESCARGAS.	77
FIGURA 7.13: PROJEÇÕES X E Y DA IMAGEM MOSTRADA NA FIGURA 7.12 E OS RESPECTIVOS AJUSTES COM UMA FUNÇÃO GAUSSIANA. O DESVIO PADRÃO OBTIDO DOS AJUSTES FOI UTILIZADO PARA ESTIMAR A RESOLUÇÃO EM POSIÇÃO DO DETECTOR. OBSERVA-SE UM AUMENTO NO RUÍDO PRÓXIMO AO CANAL 400 NA DIREÇÃO X QUE PODE SER DEVIDO À MICRODESCARGAS.	77
FIGURA 7.14: PEÇA COM FENDAS UTILIZADA PARA OS TESTES DE LINEARIDADE DO DETECTOR. AS FENDAS POSSUEM ABERTURA DE 1 MM E ESTÃO IGUALMENTE ESPAÇADAS DE 10 MM.	79
FIGURA 7.15: IMAGENS BIDIMENSIONAIS OBTIDAS DA PLACA COM FENDAS MOSTRADA NA FIGURA 7.14 E UTILIZADAS PARA ESTUDAR A LINEARIDADE DO DETECTOR MULTIFILAR. ACIMA VEMOS A IMAGEM DAS FENDAS NA DIREÇÃO X E ABAIXO NA DIREÇÃO Y. OBSERVAMOS NA DIREÇÃO X A PRESENÇA DE CONTAGENS EM EXCESSO PRÓXIMAS DO CANAL 400. COMO COMENTAMOS ANTERIORMENTE, É POSSÍVEL QUE ESSA ANOMALIA SE DEVE À MICRODESCARGAS.....	80
FIGURA 7.16: PROJEÇÕES X E Y DAS IMAGENS DA FIGURA 7.15 MOSTRANDO OS PICOS CORRESPONDENTES A CADA FENDA. AJUSTOU-SE GAUSSIANAS E TOMAMOS O CENTRO DE CADA DISTRIBUIÇÃO PARA DETERMINAR A POSIÇÃO EM CANAIS DE CADA UMA DAS FENDAS.	81
FIGURA 7.17: LINEARIDADE DO DETECTOR MULTIFILAR NA DIREÇÃO X. OBSERVA-SE QUE O DETECTOR É BASTANTE LINEAR NOS SETE PICOS CENTRAIS, PERDENDO ESSA CARACTERÍSTICA NOS PICOS LOCALIZADOS NAS DUAS EXTREMIDADES. ESSE EFEITO PODE ESTAR RELACIONADO COM EFEITOS DE BORDA NO DETECTOR, BEM COMO EFEITOS GEOMÉTRICOS DE PARALAXE PELO FATO DA DISTÂNCIA ENTRE FONTE E DETECTOR NÃO SER SUFICIENTEMENTE GRANDE PARA DIMINUIR ESSE EFEITO.	82
FIGURA 7.18: LINEARIDADE NA DIREÇÃO Y. OBSERVAM-SE AS MESMAS CARACTERÍSTICAS DO EIXO X: BOA LINEARIDADE NOS SETE PICOS CENTRAIS E DOIS PONTOS FORA DA RETA NAS EXTREMIDADES.	82

FIGURA 8.1: IMAGEM DE MICROSCÓPIO DA FOLHA DO GEM MOSTRANDO OS FUROS NA SUPERFÍCIE DO POLÍMERO. A FOLHA É COMPOSTA DE KAPTON REVESTIDA COM COBRE. O DIÂMETRO DOS FUROS É DA ORDEM DE 70 μm E A ESPESSURA DA FOLHA É DE 50 μm . NESSE SISTEMA HÁ UMA ENORME QUANTIDADE DE FUROS, CUJA DENSIDADE É DA ORDEM DE 100 FUROS POR mm^2 . FIGURA OBTIDA DE (ROPELEWSKI, 2011).	85
FIGURA 8.2: RESULTADO DE SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS PARA AS LINHAS DE CAMPO ELÉTRICO E SUPERFÍCIES EQUIPOTENCIAIS DE UMA FOLHA DE GEM VISTA NA TRANSVERSAL. NOTA-SE QUE A INTENSIDADE DO CAMPO SE ELEVA NA REGIÃO DOS FUROS, O QUE PROVOCA A MULTIPLICAÇÃO DOS ELÉTRONS AO CHEGAREM NESSA REGIÃO. FIGURA RETIRADA DE (ROPELEWSKI, 2011).	86
FIGURA 8.3: ESQUEMA DE UM TRIPLO GEM, MOSTRANDO A DISPOSIÇÃO DAS FOLHAS EM CONJUNTO, QUE PROMOVEM GANHOS DA ORDEM DE 10^5 . HÁ UM DIVISOR DE TENSÕES QUE GERA UMA DIFERENÇA DE POTENCIAL ENTRE CADA ESTÁGIO DO DETECTOR CUJO CAMPO ELÉTRICO É RESPONSÁVEL PELA ACELERAÇÃO DAS CARGAS ATÉ O <i>READOUT</i> , QUE FAZ A LEITURA DOS SINAIS. FIGURA ADAPTADA DE PULKINEN (PULKINEN, 2013).	87
FIGURA 8.4: DETECTOR TRIPLO GEM DO GRUPO DE DESENVOLVIMENTO DE DETECTORES A GÁS DO CERN. É POSSÍVEL VER NA IMAGEM OS RESISTORES QUE FAZEM A DIVISÃO DE TENSÃO ENTRE OS DIFERENTES ESTÁGIOS DO EQUIPAMENTO, COMO ESQUEMATIZADO NA FIGURA 8.3. A ÁREA ATIVA DO DETECTOR É DE $100 \times 100 \text{ mm}^2$	88
FIGURA 8.5: RELAÇÃO ENTRE CORRENTE INDUZIDA NO TRIPLO GEM E TENSÃO APLICADA PARA DUAS DIFERENTES CONFIGURAÇÕES DO DETECTOR.	89
FIGURA 8.6: CORRENTE ELÉTRICA EM FUNÇÃO DO TEMPO MEDIDA NO <i>READOUT</i> DO GEM PARA DOIS VALORES DIFERENTES DE CORRENTE INDUZIDA (OU TENSÃO APLICADA). INICIALMENTE, SEM A FONTE DE FERRO TEMOS UMA CERTA CORRENTE MÉDIA EM FUNÇÃO DO TEMPO. APÓS A COLOCAÇÃO DA FONTE NA FRENTE DO DETECTOR, VEMOS UMA ALTERAÇÃO NO VALOR MÉDIO DA CORRENTE. ESSE DEGRAU CORRESPONDE À DIFERENÇA ENTRE A CORRENTE GERADA APENAS PELO RUÍDO E PELO FLUXO DE CARGAS COLETADAS. QUANTO MAIOR A TENSÃO APLICADA MAIOR O DEGRAU, OU SEJA, MAIOR O GANHO DO DETECTOR.	90
FIGURA 8.7: TAXA DE CONTAGEM DE FÓTONS DA FONTE DE FERRO UTILIZANDO O MÓDULO <i>SCALER</i> E O <i>MCA</i> . O VALOR CORRESPONDENTE À F^* É DADO PELO PLATÔ NA TAXA DE CONTAGENS. NOTA-SE QUE O VALOR FORNECIDO PELO <i>MCA</i> É MAIS PRECISO QUE O VALOR DADO PELO <i>SCALER</i>	91
FIGURA 8.8: GANHO EFETIVO DO TRIPLO GEM CALCULADO USANDO A EQUAÇÃO (8.1). PODEMOS NOTAR O COMPORTAMENTO EXPONENCIAL, O QUE ESTÁ DE ACORDO COM O PREVISTO PELO FATO DO EFEITO DE MULTIPLICAÇÃO DE CARGAS NO GÁS SER UM FENÔMENO EXPONENCIAL.	91
FIGURA 8.9: ESPECTRO DA FONTE DE FERRO. PODEMOS VER O PICO PRINCIPAL CORRESPONDENTE À ENERGIA DE 5,9 keV E O PICO DE ESCAPE DO ARGÔNIO CORRESPONDENTE A 3 keV. NOTA-SE QUE O RUÍDO ELETRÔNICO É BASTANTE BAIXO, O QUE IMPLICA EM UMA ÓTIMA RELAÇÃO SINAL RUÍDO.	92
FIGURA 8.10: FOTOGRAFIA DO CONECTOR COLOCADO NA FRENTE DO GEM ACIMA. E ABAIXO VEMOS A IMAGEM DE RAIOS X DA PEÇA. NOTAMOS O CONTRASTE ENTRE A REGIÃO SEM QUALQUER ANTEPARO E A REGIÃO ONDE SE ENCONTRAVA A PEÇA. É POSSÍVEL OBSERVAR AINDA A PRESENÇA DOS FUROS NA PLACA DO CONECTOR APARECENDO NA IMAGEM DE RAIOS X.	93
FIGURA 8.11: MOSTRAMOS ACIMA UMA FOTOGRAFIA DA MONTAGEM UTILIZADA PARA O EXPERIMENTO. VEMOS FITAS ADESIVAS (AMARELAS) USADAS PARA PRENDER UMA FITA DE COBRE (ESQUERDA), DE ALUMÍNIO (CENTRO), DE KAPTON™ (DIREITA) E FITA ISOLANTE ABAIXO (PRETA). NOTAMOS TAMBÉM A PRESENÇA DE UMA PLACA COM UM FURO DE CERCA DE 5 mm DE DIÂMETRO NO CANTO E PEQUENOS FUROS COM APROXIMADAMENTE 2 mm DE DIÂMETRO AO LONGO DE UMA MATRIZ DE COBRE. ABAIXO TEMOS A IMAGEM DE RAIOS X DA MONTAGEM. É POSSÍVEL OBSERVAR OS CONTRASTES ENTRE OS DIFERENTES MATERIAIS, SENDO	

AS FITAS DE COBRE E ISOLANTE AS MAIS ABSORVEDORAS DE RAIOS X. VEMOS AINDA O FURO DE 5 MM DE DIÂMETRO E A FORMAÇÃO DO PADRÃO DE FUROS DE 2 MM SE FORMAR AO LONGO DA SUPERFÍCIE DA PLACA.	94
FIGURA 8.12: PROJEÇÕES X E Y DE UM TRECHO DA IMAGEM DE RAIOS X BIDIMENSIONAL MOSTRADA NA FIGURA 8.11. O TRECHO EM DESTAQUE MOSTRA O CONTRASTE EXISTENTE ENTRE A REGIÃO COBERTA COM A FITA DE COBRE (CONTAGENS PRATICAMENTE NULAS) E A REGIÃO ILUMINADA PELA RADIAÇÃO (TAXA DE CONTAGENS MÁXIMA).....	96
FIGURA 8.13: DERIVADAS DAS FUNÇÕES ESF MOSTRADAS NA FIGURA 8.12 NAS DIREÇÕES X E Y. OS AJUSTES GAUSSIANOS DESSAS FUNÇÕES NOS FORNECERAM O DESVIO PADRÃO E, CONSEQUENTEMENTE, A LARGURA À MEIA ALTURA, QUE DÁ A RESOLUÇÃO DO DETECTOR.....	97
FIGURA 11.1: PEÇAS DESENVOLVIDAS PARA FAZER A CARACTERIZAÇÃO DE DETECTORES SENSÍVEIS À POSIÇÃO. ELAS PODEM SER UTILIZADAS COM DIVERSOS TIPOS DE DETECTORES PARA ESTUDAR A LINEARIDADE E UNIFORMIDADE NO GANHO AO LONGO DA SUPERFÍCIE DO DETECTOR. É POSSÍVEL AINDA FAZER DIVERSOS TESTES DE RESOLUÇÃO DESTES DISPOSITIVOS.....	107

Lista de Tabelas

TABELA 1: COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO DE MASSA DE DIFERENTES MATERIAIS PARA DOIS DIFERENTES VALORES DE ENERGIA DO FÓTON	
TÍPICAS EM EXPERIMENTOS DE ESPALHAMENTO DE RAIOS X. FONTE: NIST, DISPONÍVEL NO <i>WEBSITE</i> :	
HTTP://PHYSICS.NIST.GOV/PHYSREFDATA/XCOM/HTML/XCOM1.HTML	11

1 Introdução

Os detectores a gás que se desenvolveram a partir do final da década de 70 até os dias de hoje têm como base os trabalhos de Ernest Rutherford, que juntamente com Hans Geiger conceberam em 1908 um dispositivo capaz de detectar radiação ao amplificar o fraco sinal de ionizações primárias. Esse equipamento consistia de um fio de metal (anodo) bastante fino e coaxial com um catodo cilíndrico preenchido com gás. Aplicando-se uma diferença de potencial entre os eletrodos, os elétrons deixados no gás pela radiação eram direcionados pelo campo elétrico para o anodo. Próximo deste eletrodo o campo se tornava bastante intenso e fazia com que os elétrons gerassem uma avalanche eletrônica. A amplificação do número de cargas geradas inicialmente pela radiação produzia um sinal que tinha um valor proporcional ao valor de cargas inicial. Por esse motivo esse dispositivo foi chamado de contador proporcional. Esses equipamentos, nas mais variadas formas e tamanhos, foram aplicados por décadas em detecção de radiação ionizante. Além disso, contadores Geiger-Müller (desenvolvido por Hans Geiger e Walther Müller em 1928) devido seu relativo baixo custo, simplicidade e facilidade de operação ainda são muito usados para monitorar radiação (Knoll, 1979; Sauli, 2014).

O desenvolvimento de detectores de partículas cada vez mais sofisticados foi motivado por necessidades dos experimentos cada vez mais complexos. Foi nesse contexto que em 1967 a câmara proporcional multifilar - MWPC (*multi-wire proportional chamber*) foi desenvolvida por Georges Charpak (Charpak, Bouclier, Bressani, Favier, & Zupancic, 1968). Os detectores MWPC revolucionaram o campo dos detectores sensíveis à posição, possuindo desempenho jamais obtido até aquele momento: resolução em tempo de mili segundos, precisão em posição abaixo de milímetros, sensibilidade contínua e capacidade para elevada taxa de contagens exigidas na época (Sauli, 2014). Por esse trabalho e sua contribuição para a essa nova família de detectores para pesquisa fundamental, Charpak foi laureado com o prêmio Nobel de Física de 1992 (Sauli, 2014).

O primeiro MWPC a ser feito tinha 10 cm de largura e foi capaz de atingir ganhos da ordem de 10^5 . Nos primeiros protótipos a resolução em posição era limitada pela distância entre os fios (da ordem de milímetros), contudo posteriormente foram desenvolvidos protótipos que utilizavam o tempo de deriva das cargas coletadas em relação a um sinal de

referência (*trigger*). Essa estratégia possibilitou o desenvolvimento de dispositivos com precisão espacial da ordem de até 50 μm (Charpak & Sauli, 1984; Sauli, 2014). As principais desvantagens dos primeiros protótipos eram a necessidade de utilizar canais eletrônicos independentes em muitos fios e que tinham espaçamento da ordem de 1 mm, além de não conseguir operar em taxas de contagem muito elevadas (Sauli, 2014).

Alguns dispositivos similares foram desenvolvidos posteriormente (Bateman, Connolly, Stephenson, & Tappern, 1981; Gabriel, 1977; Gabriel, Dauvergne, & Rosenbaum, 1978). Esses dispositivos eram sensíveis à posição em uma dimensão (Gabriel, 1977) e duas dimensões (Bateman, Stephenson, & Connolly, 1988; Gabriel et al., 1978). Algumas desvantagens intrínsecas aos MWPC somadas às exigências experimentais cada vez maiores motivaram a busca por dispositivos alternativos. Entre essas desvantagens podemos citar a carga espacial que é gerada pelos íons positivos ao redor dos fios do anodo devido à sua baixa mobilidade, o que acaba por modificar o campo e diminuir o ganho. Esse efeito se torna mais importante conforme se aumenta a taxa de contagens. Outra desvantagem está relacionada à estrutura frágil dos fios e por estarem sujeitos ao envelhecimento (Fourme, 1997).

Foi nesse contexto que surgiram os chamados detectores de padrão microscópico. Um dos primeiros dispositivos a surgir dessa nova família de detectores a gás foram os MSGC (*micro-strip gas counter*) que podem operar em fluxos bastante intensos (acima de MHz por mm^2) e mesmo assim ter resolução da ordem de até 50 μm (Oed, 1988; Sauli, 2014). Isso é possível graças ao estreito passo entre as tiras que compõem os planos de detecção (Oed, 1988). Esse tipo de detector apresentou a grave desvantagem de ser eletronicamente frágil, pelos intensos campos elétricos que são gerados pela proximidade entre catodo e anodo (tipicamente 100 μm) (Sauli, 2014).

Essa desvantagem no MSGC originou a busca por equipamentos mais sofisticados (Sauli, 2014). Um desses novos detectores é chamado de *Gas Electron Multiplier* (GEM) desenvolvido por Fabio Sauli em 1997 (F. Sauli, 1997). Outro dispositivo que faz parte desse grupo de modernos detectores a gás é o MICROMEGAS (MICRO-MESh-GAseous Structure) (Giomataris, Rebourgeard, Robert, & Charpak, 1996). Ambos, juntamente com o ALICE TPC (Alme et al., 2010), compõem os detectores a gás utilizados nos diversos laboratórios do

CERN (*European Organization for Nuclear Research*), inclusive para os experimentos no LHC (*Large Hadron Collider*).

O GEM apresenta performances similares aos MSGC, porém com uma robustez muito maior, pois os eletrodos de multiplicação e coleta das cargas estão bastante afastados, reduzindo a probabilidade de danos por descargas (100 μm nos MSGC e 2 mm no GEM). Há ainda a possibilidade de colocar mais folhas de GEM em sequência, o que proporciona um efeito em cascata, gerando ganhos bastante altos e redução no movimento retrógrado de íons, que é prejudicial à detecção (Sauli, 2014).

Esse trabalho teve como principal objetivo o desenvolvimento de um protótipo de detector a gás sensível à posição em duas dimensões para raios X, fabricado no Brasil. Para tanto, iniciou-se a pesquisa partindo de um dispositivo inicialmente desenvolvido pelo Departamento de Física Nuclear da Universidade de São Paulo para utilização no estudo de reações com íons pesados (de Moura et al., 1999). Para cumprir os objetivos propostos, várias modificações no conceito do dispositivo foram necessárias.

Esse tipo de detector é utilizado em diversas aplicações, como nos experimentos envolvendo espalhamento e difração de raios X e aplicações biomédicas, tais como microscopia de raios X e tomografia por emissão de pósitrons (Bateman et al., 1981; Bateman et al., 1988). Nessas aplicações é necessário saber em qual região do detector houve a interação do fóton com o gás.

Um problema com esse tipo de dispositivos está no fato de boa parte deles serem equipamentos comerciais e, portanto, de custo elevado. Outro fator negativo está relacionado ao fato de não haver no país mão de obra qualificada para manutenção e desenvolvimento de novas tecnologias relacionadas a esse tipo de sistema de detecção. Dessa maneira, para a manutenção dos detectores é necessário a vinda de um funcionário do fabricante do equipamento de fora do país. Isso demanda muito tempo e não é interessante do ponto de vista estratégico. Assim, torna-se crucial ter uma alternativa para essa situação, seja para manutenção do equipamento ou mesmo para o desenvolvimento de novos detectores.

Definidas as condições experimentais do sistema real (geometria dos fios, composição, pressão e temperatura do gás, etc.) pôde-se utilizar um programa amplamente

empregado em simulações de detectores a gás chamado **Garfield** (Veenhof, 1984). Esse *software* possibilita simulações de campo elétrico e potencial, deriva de cargas no gás, e muitas outras propriedades para geometrias e misturas de gases praticamente arbitrárias (Veenhof, 2010). Isso é possível graças à interface com programas de métodos de elementos finitos e elementos de contorno para a geometria (Mukhopadhyay & Majumdar, 2009), propriedades de misturas de gases (Biagi, 1995) e cálculo detalhado da perda de energia de partículas carregadas no gás (Smirnov, 1995), entre outras funcionalidades (C. A. B. Oliveira, 2011; Veenhof, 1984, 2010).

Com um trabalho realizado junto ao grupo de desenvolvimento de detectores a gás (Gas Detectors Development Group - *GDD Group*) localizado no CERN em Meyrin, Suíça, foram apresentados os resultados com um detector de padrão microscópico conhecido como GEM, pertencente ao laboratório do grupo GDD. Entre eles destaca-se a calibração de ganho desse dispositivo, assim como imagens de raios X para estudo de resolução do detector. Neste contexto, ainda foram feitas simulações no **Garfield** com o auxílio de Rob Veenhof, o criador desse programa. Apesar de já ter algum conhecimento dessa ferramenta, nesse período foi possível aperfeiçoar bastante os conhecimentos acerca do *software* e da Física envolvida nos fenômenos de interesse para os detectores a gás.

2 Raios X

Os raios X foram observados pela primeira vez em 8 de novembro de 1895 pelo físico alemão Wilhelm Conrad Röntgen. Ele estava trabalhando em seu laboratório com uma válvula de Hittorf e a certa distância havia uma folha de papel tratada com platinocianeto de bário. Röntgen viu a folha brilhar e enquanto tentava descobrir o que causava a emissão de luz, acidentalmente colocou sua mão em frente à válvula e viu os ossos na tela. Ele chamou essa observação de “um novo tipo de raio”, como chamado por ele em sua primeira publicação. A aplicação dessa descoberta para a medicina foi imediatamente percebida, pois se podiam ver os ossos sem os músculos ou mesmo uma bala alojada no corpo. Röntgen foi laureado com o Prêmio Nobel de Física de 1901 por essa descoberta (Segrè, 1987).

2.1 Natureza dos Raios X

Os raios X podem ser descritos como uma radiação composta por fótons bastante energéticos, que não são originados nos núcleos atômicos, cuja energia varia tipicamente entre $10^2 - 10^5$ eV, sendo em geral mais baixa que a energia dos fótons de raios gama (Delaney & Finch, 1992). Contudo, não há uma definição precisa dos raios X que os distinga dos raios gama, por se tratarem ambos de radiação eletromagnética (Tsoulfanidis, 1995). Em geral, diz-se que os raios X são produzidos por transições atômicas tais como excitações e ionizações, enquanto raios gama são emitidos nas reações nucleares (Price, 1964; Tsoulfanidis, 1995). Por outro lado, o termo ‘*raios X*’ é normalmente usado para fótons cuja energia é inferior à 1 MeV (Tsoulfanidis, 1995).

Os raios X podem abranger radiações de diferentes tipos de fontes, mas em geral envolve mudanças na energia ou *momentum* do elétron (Delaney & Finch, 1992). Esse termo pode ser definido de várias maneiras: algumas vezes podemos pensar em termos de sua origem; em outras em termos de uma faixa conveniente de energias dos fótons (Delaney & Finch, 1992).

2.2 Fontes de Raios X

Uma das maneiras mais conhecidas de produção de raios X ocorre quando um elétron preenche a vacância em uma camada interna do átomo, previamente criada por algum processo de excitação, por exemplo (Delaney & Finch, 1992). A excitação ou ionização, que

precede a produção de raios X, pode ser realizada de várias maneiras, como espalhamento inelástico de outros elétrons, conversão interna ou captura eletrônica. A energia liberada através do retorno dos elétrons orbitais para o estado fundamental aparece na forma de raios X, conhecidos como radiação de fluorescência ou raios X característicos, cuja energia varia de alguns elétron volts (elementos mais leves) a cerca de 0,1 MeV para elementos transurânicos (Price, 1964). No caso da descoberta dos raios X, nos experimentos de Röntgen, a excitação foi causada pela aceleração (e posterior desaceleração) dos elétrons nos tubos de raios catódicos. Contudo, a excitação pode ser criada por radiações externas, como partículas alfa, beta, gama, etc., ou ainda se originar de decaimentos radioativos do núcleo atômico (Delaney & Finch, 1992).

Uma fonte que emite raios X a partir do decaimento é a fonte de ^{55}Fe , que sofre o processo de captura eletrônica. Nesse processo o núcleo do átomo desse isótopo do ferro captura um elétron da camada K, o que provoca a emissão de raios X característicos do manganês, cuja energia corresponde a 5,9 keV (Gruppen & Schwartz, 2008). A expressão que descreve essa reação é mostrada na equação (2.1). A grande vantagem dessa forma de excitação é que nenhuma outra radiação é emitida (Delaney & Finch, 1992).

A meia-vida do ^{55}Fe é de 2,73 anos (Gruppen & Schwartz, 2008). É apresentado na Figura 2.1 o esquema de decaimento que dá origem aos raios X dessa fonte radioativa. Essa fonte emite fótons característicos do Mn, que é o produto da desintegração desse isótopo de Fe.

Figura 2.1: Esquema de decaimento do ^{55}Fe em ^{55}Mn . Esse isótopo do ferro sofre decaimento por captura eletrônica com uma probabilidade de 100%. Nesse processo o núcleo do átomo de ferro captura um elétron da camada K. O produto da reação (manganês) fica em um estado excitado, retornando ao estado fundamental através da emissão de um fóton. Figura adaptada de Gruppen & Schwartz (Gruppen & Schwartz, 2008).

É possível haver produção de fótons através da aceleração ou desaceleração de partículas carregadas. Esse processo é chamado de *Bremsstrahlung*, cujo espectro de energia é contínuo. Por outro lado, raios X e gamas emitidos por átomos e núcleos são monoenergéticos (Tsoulfanidis, 1995). Na realidade, há produção de fótons de diversas maneiras, como por exemplo, provenientes de aceleradores de partículas ou mesmo de fontes extraterrestres (raios cósmicos) (Price, 1964).

2.3 Interação dos fótons com a Matéria

Nessa seção vamos discutir os mecanismos através dos quais pode ocorrer a interação dos fótons com a matéria. Tendo em vista que o estudo da detecção de radiação requer um entendimento da interação da radiação com o material que compõe o detector, esse tópico é de fundamental importância para o entendimento do funcionamento dos detectores (Price, 1964; Tsoulfanidis, 1995).

A natureza das interações da radiação com a matéria varia de acordo com o tipo de radiação envolvida (partículas carregadas, nêutrons, radiação eletromagnética, etc.) (Price, 1964). Nesse trabalho, como basicamente lida-se com raios X, vamos focar nas interações dos fótons com os materiais.

Os fótons interagem com a matéria através de diversos processos eletromagnéticos. Contudo, quando fala-se em detecção de radiação, pode-se dizer que os principais são três: a absorção fotoelétrica (ou efeito fotoelétrico), espalhamento Compton e produção de pares (Knoll, 1979). A probabilidade de ocorrer cada um desses processos depende da energia do fóton, bem como da densidade e do número atômico do meio (Sauli, 2014), como mostrado na Figura 2.2.

Figura 2.2: Representação da relativa importância dos três diferentes processos de interação dos fótons com a matéria. O efeito fotoelétrico é dominante para baixas energias, o espalhamento Compton para energias intermediárias e a produção de pares é dominante para fótons altamente energéticos. Figura adaptada de G. F. Knoll (Knoll, 1979).

As partículas carregadas depositam energia ao longo de toda sua trajetória e criam uma trilha de ionizações. Por outro lado, os fótons interagem com a matéria em encontros individuais, podendo ou não criar partículas secundárias. Quando a energia dos fótons é superior ao limiar para as interações inelásticas em átomos e moléculas, dizemos que essas partículas estão na região de absorção. A partir do nível de início da absorção até algumas dezenas de keV, o efeito fotoelétrico é o processo de interação dominante, o que resulta na liberação de um ou mais elétrons livres, assim como fótons de fluorescência (Sauli, 2014).

Na Figura 2.2 vemos que a probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico é dominante a baixas energias e depende amplamente do número atômico Z do material absorvedor. O efeito Compton torna-se dominante para fótons de energia intermediária. Já o processo conhecido como produção de pares é possível quando o fóton possui energia igual ou maior a duas vezes a energia de repouso do elétron, sendo dominante para altas energias (Stéphan, 1997).

Um detalhe importante para a detecção é que os gases se tornam gradualmente transparentes para fótons de energia maior que algumas dezenas de keV (Sauli, 2014). Tendo em vista que a detecção de radiação eletromagnética se dá de forma indireta, através da interação dos fótons com o material que compõe o detector (Gruppen, 1996), esse fato

impede o uso de gases diretamente como meio absorvedor para detectores nessa faixa de energias (Sauli, 2014).

Os fótons (seja raios X ou raios gama) são radiação eletromagnética e, como tal, se deslocam na velocidade da luz, possuindo tanto massa de repouso quanto carga elétrica nulas (Tsoulfanidis, 1995). A expressão que mostra a relação entre a energia E , comprimento de onda λ e frequência ν do fóton é dada por:

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (2.2)$$

onde h é a constante de Planck ($6,626 \times 10^{-34}$ J.s ou $4,135 \times 10^{-15}$ eV.s) e c é a velocidade da luz no vácuo (299.792.458 m/s) (Gruppen & Shwartz, 2008).

2.3.1 Absorção fotoelétrica

O processo de absorção fotoelétrica é análogo ao efeito fotoelétrico comum observado com fótons de luz, onde elétrons são arrancados da superfície de um metal (Delaney & Finch, 1992). Na absorção fotoelétrica um fóton de energia $h\nu$ (equação (2.2)) interage com o átomo de modo que sua energia é transferida para um elétron geralmente da camada mais interna do mesmo (Delaney & Finch, 1992; Price, 1964). O elétron é arrancado do átomo com uma energia cinética dada por (Price, 1964):

$$E_C = h\nu - E_B \quad (2.3)$$

onde E_B é a energia de ligação do elétron.

Após ocorrer a absorção fotoelétrica surge um átomo ionizado com uma vacância em uma de suas camadas, que é preenchida pela captura de um elétron do meio ou rearranjo dos elétrons de outras camadas do próprio átomo (Knoll, 1979).

Como mostra a Figura 2.2, o fenômeno de absorção fotoelétrica é predominante para fótons de energia mais baixa (da ordem de keV). Desse modo, esse processo é o mais relevante para nosso estudo, uma vez que trabalhamos nessa faixa de energias.

2.3.2 Espalhamento Compton

O espalhamento Compton é devido ao espalhamento inelástico (ou incoerente) de fótons por elétrons nos átomos do material (Stéphan, 1997). Nesse processo o fóton incidente é defletido de um ângulo Θ em relação ao ângulo de incidência. O elétron recebe

parte da energia do fóton e sofre um recuo, já o fóton sai com energia menor (ν') como esquematizado na Figura 2.3.

Figura 2.3: Representação do espalhamento Compton entre um elétron e um fóton. Após a interação o fóton sofre um espalhamento segundo o ângulo θ e cede parte de sua energia ao elétron, que sofre um recuo. Figura adaptada de Knoll (Knoll, 1979) e Grupen & Schwartz (Grupen & Schwartz, 2008).

A expressão que descreve o efeito mostrado na Figura 2.3 é dada por:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (2.4)$$

onde m_0c^2 é a energia de repouso do elétron (0,511 MeV). Dessa expressão podemos concluir que para ângulos pequenos de espalhamento θ apenas uma parcela pequena da energia do fóton incidente é transferida (Knoll, 1979).

2.3.3 Produção de Pares

O processo conhecido como produção de pares é o surgimento de um par elétron e pósitron (anti partícula do elétron), que se torna possível apenas para fótons cuja energia é maior ou igual a duas vezes a energia de repouso do elétron: $2m_0c^2=1,022$ MeV (Stéphan, 1997). Contudo, esse processo passa a ter significativa probabilidade de ocorrência apenas para fótons cuja energia seja de vários MeV, sendo portanto, o processo mais importante para radiação eletromagnética de alta energia (Knoll, 1979).

2.3.4 Absorção de Fótons em Materiais

A absorção de um feixe monoenergético por uma camada de um material uniforme cuja espessura é x , é dada por:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.5)$$

onde I_0 e I são, respectivamente, as intensidades do feixe antes e depois de atravessar o material e μ o coeficiente de atenuação linear (em cm^{-1}). O coeficiente de atenuação linear (μ) representa a probabilidade de interação por unidade de comprimento do absorvedor, sendo seu inverso $\lambda = \mu^{-1}$ o comprimento de absorção (Sauli, 2014).

Contudo, o coeficiente de atenuação linear varia em função da densidade do material e da energia do fóton que incide no mesmo. Assim, é conveniente normalizar esse coeficiente pela densidade e definir o chamado coeficiente de atenuação de massa (ou mássico) (Knoll, 1979):

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.6)$$

onde μ_m é o coeficiente de atenuação mássico (em cm^2/g) e ρ a densidade do material (em g/cm^3).

Na Tabela 1 mostramos o coeficiente de atenuação mássico de alguns materiais para dois diferentes valores da energia do fóton: 6 keV e 8 keV. Essas energias são típicas em experimentos de espalhamento de raios X.

Tabela 1: Coeficiente de atenuação de massa de diferentes materiais para dois diferentes valores de energia do fóton típicas em experimentos de espalhamento de raios X. Fonte: NIST, disponível no *website*: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.

Material	Coeficiente de atenuação de massa em cm^2/g	
	6 keV	8 keV
Cobre	115,60	52,55
Alumínio	115,30	50,32
Mylar	16,08	6,75
Kapton	14,70	6,16
Berílio	2,53	1,12

Reescrevendo (2.5) em função do novo coeficiente dado em (2.6), teremos:

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho x} \quad (2.7)$$

Uma característica interessante a ser estudada é a foto absorção em gases. Na literatura encontramos ferramentas que simulam a transmissão (ou absorção) de fótons

para diferentes gases, variando-se a pressão do mesmo, bem como a camada de gás (caminho percorrido pelo fóton). Uma dessas ferramentas, disponível no *website* http://henke.lbl.gov/optical_constants/index.html, se baseia nos trabalhos de Henke e colaboradores (Henke, Gullikson, & Davis, 1993). Nessa página é possível estudar diversas características das interações dos raios X com a matéria (transmissão, refletividade, comprimento de atenuação, etc.). Os resultados para a transmissão de dois diferentes gases em função da energia do fóton que atravessa uma camada de 6 mm de gás são observados na Figura 2.4. Esse valor foi escolhido porque é o comprimento disponível para a interação e posterior detecção da radiação no detector multifilar (distância entre os catodos) que descrevemos na seção 3.3.2.

Figura 2.4: Estimativas da transmissão em função da energia para um fóton atravessando uma camada de 6 mm de gás. Vemos que o xenônio é mais absorvedor que o argônio em praticamente todo o intervalo considerado, o que significa que o xenônio é mais eficiente para a detecção. Por outro lado, o argônio possui baixo custo em comparação com o xenônio. Dessa maneira, esses dois aspectos precisam ser considerados no momento da escolha do gás a ser utilizado.

Na Figura 2.4 vemos que o xenônio absorve consideravelmente mais que o argônio na maior parte do intervalo considerado (0 eV a 10 keV), isto é, ele é mais eficiente para a detecção que o argônio. No entanto, o argônio é um gás cujo custo é consideravelmente menor que o xenônio. Desse modo, esses dois aspectos devem ser levados em conta no momento da escolha do gás a ser utilizado no detector. Por exemplo, se considerarmos fótons provenientes de uma fonte de raios X, cuja energia é de 5,9 keV, a transmissão para o

argônio é cerca de 60%, enquanto para o xenônio é praticamente nula. Isso significa que praticamente todos os fótons de raios X da fonte de ferro descrita na seção 7.2 são absorvidos pelo xenônio, enquanto cerca de 40% deles conseguem atravessar essa camada de argônio.

3 Detectores a Gás

Detectores a gás são dispositivos muito versáteis, pois podem operar a altas taxas de contagens e serem empregados em medidas de energia ou determinação de posição com todos os tipos de partículas carregadas, ou mesmo empregados na detecção de radiação eletromagnética. Eles podem se encaixar em várias condições experimentais e são construídos a preços relativamente baixos mesmo que em grandes dimensões, que são necessárias em algumas aplicações. Algumas das suas principais desvantagens estão ligadas à relativa limitação de resolução em energia e problemas com vazamentos do gás na câmara, bem como a alta pureza necessária para a operação do detector (Stéphan, 1997).

3.1 Princípios de Funcionamento

Os detectores a gás tratam-se de câmaras preenchidas com algum tipo de gás (ou uma mistura deles) (Knoll, 1979). A ideia básica de todos esses dispositivos é o fato da radiação ionizar moléculas do gás ao atravessá-lo (Sauli, 2014). Esse fato possibilita a coleta das cargas através de eletrodos devido a uma diferença de potencial aplicada entre os mesmos (Knoll, 1979). O número de pares elétron-íon criados pela radiação no gás, bem como sua distribuição, dependem da natureza da radiação e de sua energia (Sauli, 2014).

3.1.1 Gás do Detector

Uma importante questão a ser observada quando se trata de detectores a gás é justamente entender o princípio de funcionamento do próprio gás no detector. Para tanto, é indispensável conhecer as características de diferentes famílias de gases. É necessário decidir qual o gás (ou mistura deles) a ser utilizado, que varia de acordo com a aplicação, isto é, com o tipo de partícula a ser detectada e sua respectiva energia (de Moura et al., 1999; Gabriel et al., 1978).

A escolha do gás a ser utilizado nos detectores proporcionais é limitada devido ao surgimento de alguns requisitos experimentais conflitantes: alto ganho de operação, baixa voltagem de trabalho, boa proporcionalidade, capacidade para elevadas taxas de contagem, rápida recuperação, etc. (F. Sauli, 1977). Na realidade, nenhuma família de gases supre todos os requisitos ao mesmo tempo. Desse modo, a escolha deve ser feita utilizando uma mistura

de diferentes famílias de gases, cada um deles suprimindo algumas das características desejadas (Stéphan, 1997).

A família de gases nobres oferece multiplicação pelo efeito avalanche a baixos campos elétricos. Moléculas poliatômicas, por outro lado, apresentam comportamento oposto: necessitam de altos valores de campos elétricos, pois há muitos modos de absorção não ionizantes em gases poliatômicos (modos rotacionais, vibracionais, etc.) (F. Sauli, 1977). Exemplos dessa família de gases são a amônia, metano, isobutano, dióxido de carbono (CO_2), etc. Essas duas famílias são caracterizadas por uma probabilidade de recombinação muito baixa, uma característica importante para a detecção.

Os gases nobres sozinhos não oferecem grandes ganhos sem entrar no regime de descarga permanente. Os átomos excitados dessa família de gases retornam para seu estado fundamental apenas emitindo fótons energéticos que interagem com o catodo, iniciando um novo processo de avalanche devido aos fotoelétrons extraídos. Moléculas complexas necessitam de campos muito elevados, mas absorvem os fótons emitidos pelos átomos excitados, fazendo com que as emissões secundárias sejam bastante improváveis. Essas moléculas dissipam a energia por colisões, dissociação ou polimerização. Dessa maneira, a solução mais comum para a escolha do gás do detector é uma mistura fazendo uso da vantagem de operação com baixos campos necessários para os gases nobres e do efeito inibidor (*quencher*) característica da família de moléculas complexas (Stéphan, 1997).

Dificuldades para operação do detector podem surgir depois de algum tempo pelo fato dos produtos de recombinação das moléculas complexas no gás darem origem a polímeros. Esses produtos se depositam nos eletrodos criando uma fina camada isolante que substancialmente reduzem o efeito de amplificação no gás (Gruppen & Shwartz, 2008).

Um grande grau de pureza é necessário em todos os tipos de detectores a gás, pois a altura do pulso é muito sensível a poluentes, devido a efeitos como espalhamento e recombinação eletrônica de diferentes potenciais de ionização das impurezas. Os mais influentes poluentes são oxigênio, nitrogênio e água. A qualidade de gases vendidos comercialmente pode atender à pureza requerida, mas as impurezas podem surgir no detector devido à desgaseificação de moléculas adsorvidas nos materiais da câmara, a

degradação dos gases devido à irradiação, entre outros fatores. Isso implica que o gás precisa ser constantemente renovado ou purificado (Stéphan, 1997).

3.1.2 Relação entre Tensão e Carga Coletada

A carga total coletada no detector está relacionada com a diferença de potencial aplicada entre o anodo e o catodo (Stéphan, 1997). Essa relação define basicamente cinco diferentes regiões na amplitude do pulso observado em função da diferença de potencial aplicada (Figura 3.1). Ela define também três diferentes tipos de detectores a gás: as câmaras de ionização, os detectores proporcionais e os contadores Geiger-Mueller (Knoll, 1979).

Figura 3.1: Amplitude do pulso coletado pelos eletrodos no detector em função da tensão aplicada. Podemos observar as regiões de operação de cada um dos tipos de detectores a gás.

Consideremos a região I da Figura 3.1 onde a tensão aplicada entre os eletrodos é baixa. Nesse caso predomina a probabilidade de alguns elétrons se recombinarem com moléculas do gás resultando em uma neutralização de cargas. Esse fenômeno é muito importante na detecção, uma vez que as cargas que se recombinaem não contribuem para o sinal observado. A probabilidade de recombinação depende também da densidade dos portadores de carga e da pressão do gás (Stéphan, 1997).

Aumentando um pouco a tensão aplicada nos eletrodos chega-se na chamada região de saturação (região II da Figura 3.1), onde atuam as câmaras de ionização. Nessa região as cargas coletadas são aproximadamente iguais às produzidas pelo processo de ionização (Knoll, 1979).

A região III da Figura 3.1 é chamada de região proporcional, que caracteriza os contadores proporcionais. Nesse caso o campo elétrico é capaz de acelerar os elétrons de modo a fornecer energia suficiente para que eles ionizem outras moléculas do gás. Como resultado desse processo forma-se uma avalanche de íons cuja localização mantém uma correlação com a posição da ionização, e então essas cargas são coletadas pelos eletrodos (Knoll, 1979). Esse fenômeno de multiplicação de cargas no gás é chamado de efeito avalanche (seção 3.1.4). A quantidade de cargas coletadas é proporcional às aquelas provenientes da interação da radiação com as moléculas do gás, ou seja, há uma dependência linear (em escala logarítmica) entre a diferença de potencial e as cargas coletadas.

Incrementando um pouco mais a tensão nos eletrodos chega-se à chamada região de proporcionalidade limitada (região IV), na qual o número de cargas coletadas deixa de ser proporcional à mesma. Nesse caso a amplitude do sinal cresce com o número inicial de íons criados, porém de maneira não linear.

O setor V da Figura 3.1 é chamado de região do Geiger-Mueller. Nesse caso o campo elétrico é tão intenso que a avalanche formada independe da carga inicialmente produzida. Por esse motivo os Geiger-Mueller não são capazes de distinguir diferentes valores de energias (Knoll, 1979). Caso a tensão seja aumentada além desse ponto há descargas espontâneas, o que pode causar danos ao detector e à eletrônica associada ao mesmo.

3.1.3 Número de Pares de Elétrons e Íons Produzidos no Gás

Uma quantidade de interesse para a detecção de radiação é o número de pares de elétrons e íons criados no gás pela radiação. É importante notar que mecanismos como excitação atômica podem absorver energia da radiação sem que haja a ejeção de elétrons da molécula do gás. Por esse motivo, a energia média para produção de um par elétron-íon (W) é significativamente maior que a energia de ionização para um dado gás (Stéphan, 1997). No caso do argônio, por exemplo, a energia média para ionização é de 15 eV, já a energia média para produção de um par elétron-íon é de 26 eV (Gruppen & Schwartz, 2008). O parâmetro W não depende muito da partícula que incide no gás, mas das características do próprio gás. Um importante aspecto sobre a detecção é avaliar se a partícula depositou toda sua energia

no gás ou apenas parte dela, o que obviamente irá mudar o número de pares produzidos e consequentemente na amplitude do sinal observado pelo detector (Stéphan, 1997).

Quando uma partícula interage e deposita energia no gás, ela deixa um número discreto de pares de elétrons e íons no mesmo. Os elétrons ejetados dos átomos têm energia suficiente para ionizar outros átomos e através desse processo criam outros pares de íons (F. Sauli, 1977). Esse número de cargas primárias (pares elétron-íon gerados pela radiação) pode ser calculado por:

$$n_p = E_\gamma \left(\frac{r_{Ar}}{W_{Ar}} + \frac{r_{CO_2}}{W_{CO_2}} \right) \quad (3.1)$$

onde n_p é o número de cargas primárias, E_γ é a energia da radiação depositada no gás, r_{Ar} e r_{CO_2} são, respectivamente, as quantidades relativas de argônio e dióxido de carbono presentes no gás que preenche o detector, e W_{Ar} e W_{CO_2} são as energias médias para produção de um par de íons para o argônio e o CO_2 , respectivamente (Pulkkinen, 2013; F. Sauli, 1977).

3.1.4 Efeito Avalanche

Aplicando-se no detector um campo elétrico de alta intensidade ele será capaz de fornecer aos elétrons livres energia suficiente para ionizar moléculas do gás. Os novos elétrons livres são novamente acelerados pelo campo e então promovem novas ionizações, gerando um número de cargas que cresce exponencialmente. Esse fenômeno é conhecido como efeito avalanche (Stéphan, 1997). No argônio em CNTP, o limiar para a intensidade do campo para proporcionar ionizações é da ordem de 10 kV/cm (Sauli, 2014).

Consideremos um único elétron produzido no gás pela radiação e que além da agitação térmica ele possua uma componente da velocidade devido à ação do campo elétrico aplicado. Esse elétron será acelerado em direção ao fio do anodo e ao chegar a certa distância r_c nas proximidades do fio, o campo elétrico aumenta e fornece energia suficiente para o elétron ionizar moléculas do gás. Nesse ponto o processo de avalanche eletrônica se inicia. A distância entre duas colisões sucessivas é o livre caminho médio α^{-1} (Majewski, 1996). Após a colisão, os dois elétrons derivam e produzem mais duas ionizações após percorrido α^{-1} , e assim por diante. Nesse processo, em uma dada posição o número total de elétrons é n e então depois de uma distância dx percorrida o número de elétrons será:

$$dn = n\alpha dx \quad (3.2)$$

Integrando a equação (3.2), teremos:

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (3.3)$$

onde **G** é o fator de multiplicação.

Na integração de (3.2) foi suposto que o parâmetro α é uma constante. No entanto, no caso de campos não uniformes esse parâmetro varia com a distância ao fio (Majewski, 1996). Como descrito na literatura (Knoll, 1979) o campo é uniforme nas regiões distantes dos fios em um detector MWPC e possui simetria radial nas proximidades dos mesmos (ver seção 4.2.2). Dessa maneira, para estimar o fator de multiplicação **G** é preciso levar isso em consideração:

$$G = e^{\int_a^{r_c} \alpha(r) dr} \quad (3.4)$$

Na expressão (3.4) **a** representa o raio do fio do anodo e r_c é a distância além da qual o campo não fornece energia suficiente aos elétrons para ionizarem moléculas do gás. O fator de multiplicação **G** também é chamado de ganho de gás (Date, Kondo, Shimozuma, & Tagashira, 2000). Ele representa o número total de elétrons criado pelo efeito avalanche a partir de um único elétron e está sujeito à flutuação no número de elétrons primários coletados e também devido às flutuações inerentes do fator de multiplicação (Stéphan, 1997).

O desenvolvimento ou extinção (recombinação das cargas) da avalanche depende da intensidade do campo e da natureza do gás que preenche o detector. A mistura de gases deve ser escolhida de modo a cumprir algumas exigências experimentais, como relatadas em 3.1.1. A distribuição esperada no número de elétrons produzidos na avalanche por um único elétron é exponencial e a distribuição na amplitude do pulso se aproxima de um pico Gaussiano (Stéphan, 1997).

3.2 Contadores Proporcionais

O princípio básico de funcionamento dos contadores proporcionais é baseado nas ionizações secundárias devido ao fenômeno de multiplicação de cargas conhecido como

efeito avalanche, descrito na seção 3.1.4. Esse processo termina quando todos os elétrons são coletados pelo anodo. O fator de multiplicação do número de cargas iniciais é proporcional à energia depositada pela partícula incidente (Stéphan, 1997). Esses dispositivos operam na região III da Figura 3.1, cujos fatores de multiplicação de cargas no gás são da ordem de 10^5 até 10^6 (Price, 1964).

A multiplicação no gás requer intensos campos elétricos e por esse motivo o anodo precisa ser um fio bastante fino (da ordem de algumas dezenas de μm), de modo a maximizar a intensidade do campo (Stéphan, 1997). Considerando uma geometria cujo catodo é uma caixa cilíndrica e cujo anodo é um fino fio central, como esquematizado na Figura 3.2, o campo elétrico $E(r)$, à distância r do centro do fio é dado por:

$$E(r) = \frac{V}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (3.5)$$

onde V é a diferença de potencial aplicada entre os eletrodos, a é o raio do anodo e b é o raio interno do catodo.

A partir de (3.5) vemos que altos valores de campo elétrico são atingidos para pequenos valores de r , isto é, para regiões bastante próximas do fio do anodo (Stéphan, 1997). A expressão evidencia também a necessidade do fio ser fino, de modo a minimizar o denominador dessa expressão.

3.3 Detectores a Gás Sensíveis à Posição

O desenvolvimento dos detectores a gás sensíveis à posição no final da década de 70 e sua aplicação em experimentos de espalhamento de raios X diminuiu consideravelmente os tempos necessários para coleta de dados. Isso porque esses dispositivos permitiram medidas de diferentes ângulos simultaneamente (Gabriel, 1977). Esses detectores gasosos unidimensionais permitiram a realização de experimentos que não eram possíveis até aquele instante, bem como a visualização dos dados em tempo real. A partir desse conceito foram desenvolvidos detectores sensíveis à posição em duas dimensões (Boulin, Kempf, Gabriel, & Koch, 1988; Gabriel et al., 1978; Sun et al., 2005).

Detectores baseados em fotoluminescência estimulada (*photo-stilulated luminescence*), assim denominadas “placas de imagem” também foram desenvolvidas neste

período (Amemiya & Miyahara, 1988). A principal vantagem deles é sua robustez, uma vez que placas de imagem podem possuir grandes áreas (até da ordem de metros quadrados) e permitir a coleta simultânea instantânea de dados, similarmente aos antigos filmes fotográficos, com a vantagem de poderem ser lidas, apagadas e utilizadas novamente. No entanto, são detectores *offline* uma vez que só é possível ver os resultados após a exposição.

Em um artigo bastante detalhado, Hall e Lewis (Hall & Lewis, 1994) descrevem as principais vantagens e desvantagens de detectores MWPC em relação às placas de imagem. Em resumo, os autores concluem que os detectores MWPC, apesar de requererem manutenção, fornecem dados melhores quando se trata de experimentos rápidos ou resolvidos no tempo. Placas de imagem, devido ao fato de necessitarem ser lidas e posteriormente apagadas para uma nova utilização, possuem um tempo inativo muito maior do que os MWPC, impossibilitando algumas aplicações.

3.3.1 Detector Unidimensional

Podemos esquematizar um modelo simples de um detector a gás considerando inicialmente uma câmara metálica (catodo) contendo gás, onde está presente um fio condutor (anodo), como apresentado na Figura 3.2. Quando uma partícula incide nesse contador cilíndrico, arranca elétrons do gás por ionização. Os íons positivos derivam do local de formação em direção à caixa (catodo) e os elétrons em direção ao fio (anodo), seguindo as linhas de campo radiais. Como a avalanche se forma em uma pequena região próxima ao fio, a posição da avalanche indica a posição longitudinal da passagem das partículas no detector. Na condição da constante de tempo RC ser muito maior que o tempo necessário para coletar as cargas, a carga total detectada aparece no capacitor como função da tensão aplicada como esquematizado na Figura 3.1 (Price, 1964).

Figura 3.2: Detector genérico constituído por uma câmara metálica (catodo) preenchida com gás e um fio condutor (anodo). É aplicada uma diferença de potencial entre a caixa metálica e o fio condutor, pelo qual as cargas são coletadas.

Um dos métodos empregados para se determinar a posição ao longo do fio é o método de divisão de cargas. O anodo é feito com um fio de alta resistência, fazendo com que a amplitude do sinal seja atenuada por efeito Joule no fio resistivo. Isso faz com que a amplitude seja proporcional à posição relativa da avalanche (Knoll, 1979). As cargas se dividem no fio e são coletadas pelos pré-amplificadores conectados um em cada extremidade. Dessa maneira, a posição x ao longo do fio pode ser calculada pela relação:

$$x = L \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2} \quad (3.6)$$

onde Q_1 e Q_2 são as cargas coletadas em cada extremidade do fio e L é seu comprimento.

Há diversos efeitos que definem uma resolução em posição finita, como ruído eletrônico, múltiplo espalhamento, flutuações na perda de energia, entre outros fatores (Stéphan, 1997).

Como discutimos, esse conceito de detector é capaz de localizar os eventos ao longo do fio. Assim, podemos afirmar que esse detector é unidimensional, já que é capaz de localizar espacialmente os eventos ocorridos ao longo de um eixo, que será o próprio fio do anodo (Knoll, 1979).

3.3.2 Detector Bidimensional MWPC

Contadores proporcionais (unidimensionais) apresentavam resposta rápida na detecção de partículas. Porém, a ideia de colocar vários contadores ao lado do outro em um mesmo volume e combinar os dados de cada um deles para ter um sistema de detecção

bidimensional não parecia atrativa. Desse modo, uma estrutura multifilar parecia bastante interessante. Contudo, acreditava-se que o sinal obtido em um fio no qual se formou a avalanche se espalharia por todos os fios, devido o acoplamento capacitivo (Stéphan, 1997). Porém, Charpak e colaboradores mostraram em um artigo de 1968 (Charpak et al., 1968) que os sinais positivos induzidos em todos os fios vizinhos compensam os sinais negativos devido ao acoplamento capacitivo (Stéphan, 1997).

Em algumas aplicações o conceito de detector unidimensional é insuficiente, como quando é necessária a coleta de dados em toda uma área simultaneamente. Nesses casos é necessário ampliar a ideia apresentada na seção 3.3.1 para detectores bidimensionais que supram essa necessidade. Um dos dispositivos desenvolvidos com esse intuito foi o contador proporcional multifilar (*Multi-Wire Proportional Counter* - MWPC). Ele consiste de finos fios igualmente espaçados entre dois planos de catodos. Um esquema desse detector, similar ao equipamento com o qual trabalhamos, é mostrado na Figura 3.3.

Figura 3.3: Esquema do detector bidimensional mostrando as duas grades de fios do catodo e a do anodo através das quais é aplicada uma diferença de potencial para fazer-se a coleta das cargas. A localização da posição do evento ionizante é feita com o auxílio das grades de fios perpendiculares entre si que representam os eixos X e Y. Figura adaptada de Suaide e colaboradores (de Moura et al., 1999).

O processo para formação da avalanche eletrônica em um MWPC ocorre basicamente da mesma maneira que em um contador proporcional (Gruppen & Schwartz, 2008) como descrito na seção 3.2. Por outro lado, algumas propriedades dos MWPC como variações no campo elétrico e capacitância, dependem fortemente de parâmetros geométricos. Entre eles, podemos destacar o espaçamento s entre os fios, o raio a dos mesmos e a distância d

entre o anodo e os catodos. A capacitância C desse detector, por unidade de comprimento, é dada por (F. Sauli, 1977; Stéphan, 1997):

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\left(\pi d/s\right) - \ln\left(2\pi a/s\right)} \quad (3.7)$$

A equação (3.7) mostra que a carga coletada CV_0 diminui quando o espaçamento entre os fios s diminui. Por outro lado, a voltagem aplicada V_0 pode ser aumentada de modo a atingir o mesmo ganho (fator de multiplicação); contudo aumentos na tensão aplicada podem gerar dificuldades na operação do detector, uma vez que descargas se tornam mais prováveis. Outra solução seria diminuir o raio a do fio do anodo, porém nesse caso há também limitações mecânicas e eletrostáticas (Stéphan, 1997).

O detector usado neste trabalho está esquematizado na Figura 3.3. Ele é composto por uma caixa de alumínio preenchida com a mistura de gases composta por Argônio (70%) e CO_2 (30%) (Gabriel et al., 1978). Esse equipamento é capaz de localizar os eventos em um plano (duas dimensões). Para essa finalidade, o dispositivo é construído através da colocação de uma grade de fios central (anodo) entre outras duas grades perpendiculares entre si (catodos), essas duas são utilizadas para a localização ao longo dos eixos X e Y (de Moura et al., 1999). O sinal do anodo é utilizado como gatilho de eventos (*trigger*), bem como fornece o espectro de energia da fonte radioativa.

Cada uma das grades do detector possui 80 fios igualmente espaçados de 1,25 mm. Os fios possuem 25 μm de diâmetro, são feitos de tungstênio e cobertos por uma fina camada de ouro (de Moura et al., 1999). O detector possui área ativa de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ e os planos de fios se encontram igualmente espaçados de 3 mm. Podemos observar uma fotografia do dispositivo na Figura 3.4.

Figura 3.4: Fotografia do detector sensível à posição utilizado nesse trabalho. É possível ver ao centro a janela de entrada desenvolvida (ver seção 6.1) para detecção de raios X. Temos os cinco conectores correspondentes aos cinco sinais de interesse (duas extremidades de cada catodo e uma do anodo) e o conector para aplicar a alta tensão.

Os sinais elétricos coletados em cada extremidade dos catodos podem ser utilizados para localizar o evento no fio mais próximo com o auxílio de uma cadeia resistiva. Esse sistema para determinação das posições das ionizações no gás é baseado no método de divisão de cargas, como descrito no caso do detector unidimensional. No caso do MWPC utilizado nesse trabalho a atenuação da amplitude do pulso é feita utilizando uma cadeia de resistores. Nesse esquema é conectado um resistor de $100\ \Omega$ ($\pm 1\%$) entre cada fio dos catodos. Esse sistema foi utilizado por Suaide e colaboradores (de Moura et al., 1999) como uma alternativa ao sistema de linhas de retardo (Boulin et al., 1988). Essa escolha se deve ao fato do sistema com a cadeia resistiva ser de mais fácil operação e manutenção em comparação com as linhas de retardo (de Moura et al., 1999).

No dispositivo da Figura 3.4 as cargas se dirigem aos fios mais próximos de onde ocorreu a ionização, cuja amplitude do pulso elétrico é proporcional à energia depositada pela radiação e ao campo elétrico (ver seção 3.1.2). O campo, por sua vez, é o mesmo para todos os fios da mesma grade, pois estão no mesmo potencial e são idênticos. O método da localização de eventos por cadeias resistivas se baseia no fato da amplitude do pulso ser atenuada cada vez que atravessa um dos resistores da cadeia por efeito Joule. Esse efeito é esquematizado na Figura 3.5.

Figura 3.5: Representação da ideia usada para determinar a posição do evento ionizante ao longo da cadeia resistiva. Quando a radiação deposita energia e cria pares de íons no gás os elétrons são acelerados até o fio do anodo mais próximo, gerando uma avalanche eletrônica nas suas proximidades. As cargas coletadas no fio se dividem igualmente e seguem nos dois sentidos da cadeia de resistores (mesmo potencial em ambos). Ao atravessar um resistor o pulso elétrico perde amplitude devido ao efeito Joule.

Comparando as amplitudes entre os sinais que chegam a cada uma das duas extremidades da mesma grade é possível determinar em que região ocorreu a ionização. Por exemplo, se as duas amplitudes são similares, podemos concluir que o fóton chegou a um ponto próximo ao centro do detector (ambos atravessaram a mesma quantidade de resistores). Se, por outro lado, uma das amplitudes for bem maior que a outra, pode-se dizer que um dos pulsos teve que atravessar uma quantidade bem menor de resistores. Portanto, nesse caso o fóton incidiu numa região próxima a extremidade da câmara. Unindo as informações das duas grades dos catodos, que são perpendiculares entre si, podemos então construir um histograma bidimensional com a localização dos eventos.

Matematicamente, a posição **X** do evento ionizante é determinada da seguinte maneira (de Moura et al., 1999):

$$X = \frac{X_1 - X_2}{X_1 + X_2} \quad (3.8)$$

Uma expressão análoga a (3.8) é usada para determinar a posição **Y**:

$$Y = \frac{Y_1 - Y_2}{Y_1 + Y_2} \quad (3.9)$$

Nas expressões (3.8) e (3.9) X_1 e X_2 são os sinais das duas extremidades da grade correspondente ao eixo X, enquanto Y_1 e Y_2 são os sinais das duas extremidades do catodo que corresponde ao eixo Y. Essas expressões foram implementadas na rotina de histogramação do programa de análise de dados.

Analisando os possíveis valores para as posições X e Y dadas pelas expressões (3.8) e (3.9), respectivamente, vemos que eles variam entre -1 e 1. No programa cada expressão pode ser multiplicada por um fator f arbitrário, escolhido de acordo com a necessidade ou objetivo. Inicialmente, escolhemos multiplicar cada expressão por um fator $f=50$. Desse modo, cada eixo variou de -50 a 50. Isso foi feito para que o número de canais em cada eixo de coordenadas coincida com os 100 mm do detector, pois ele possui área ativa de $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Posteriormente, nos testes de linearidade, resolução e homogeneidade, usamos outros fatores a fim de aumentar o número de canais no histograma. Veremos as diferenças na visualização devidas a essa escolha de f na seção 7.2.

4 Simulações

4.1 Importância

Na seção 6.1 mostramos os procedimentos adotados para a escolha do material que iria constituir a janela de entrada do detector multifilar. Parte desse procedimento se deu em estudar a transmissão dos raios X para diferentes materiais, bem como a resistência mecânica dos mesmos. Para tanto, realizou-se simulações numéricas utilizando alguns dados da literatura e modelos propostos, sem que realmente tivessem sido feitos testes de resistência ou transmissão.

Esse é um exemplo de como simulações podem ser uma importante ferramenta de pesquisa. Com o auxílio de ferramentas computacionais é possível fazer previsões e/ou propor melhorias em um arranjo experimental sem ter que realmente fazer experimentos no laboratório. Essa estratégia poupa tempo ou recursos em muitas situações e é bastante utilizada e bem descrita na literatura (Betts, 1996; Blum, Riegler, & Rolandi, 2008; Filliatre, Jammes, Geslot, & Veenhof, 2012; C. A. B. Oliveira, 2011; Veenhof, 1998).

Simulações são bastante úteis também quando certas características são difíceis de observar, como seções de choque ou a foto absorção no gás no detector, por exemplo (Biagi, 1995; Henke et al., 1993). Ou mesmo quando estamos interessados em estudar fenômenos complicados ou mesmo impossíveis de serem observados, como o efeito avalanche (Alkaa, Mitev, & Segur, 2007; Date et al., 2000; Matoba, Hirose, Sakae, & Kametani, 1985).

4.2 O Garfield

O **Garfield** é um programa de computador para simulações de detectores a gás. Ele pode calcular e traçar o campo elétrico e linhas equipotenciais, linhas de deriva de elétrons e íons, sinais induzidos devido à passagem de partículas através da câmara, velocidade de deriva e difusão em misturas gasosas, entre muitas outras características (Veenhof, 1993). O **Garfield** é um dos programas mais usados para simulação de detectores a gás. Ele foi desenvolvido por Rob Veenhof do CERN (Veenhof, 1984).

O cálculo dos campos elétricos é possível graças à interface com programas de métodos de elementos finitos e elementos de contorno. A opção padrão é o programa **neBEM** (*A nearly exact Boundary Element Method*) (Mukhopadhyay & Majumdar, 2009), mas

é possível utilizar diversos programas com a mesma funcionalidade, como **ANSYS Maxwell**, **QuickField**, entre outros (Veenhof, 2010).

O **Garfield** possui ainda uma interface com o **Magboltz** (Biagi, 1995) para o cálculo das propriedades de transporte de elétrons em misturas de gases quase arbitrárias (Veenhof, 2010). E ainda utiliza o **Heed** para calcular em detalhe a perda de energia de partículas carregadas rápidas em gases (Smirnov, 1995).

Foram feitas uma série de simulações de diferentes características do detector, como apresentaremos a seguir. Foram programadas na simulação as mesmas características do sistema real (material e geometria dos fios, mistura de gases, etc.). Na simulação abaixo, foi possível observar os fios de tungstênio com 25 μm de diâmetro e igualmente espaçados de 1,25 mm (Figura 4.1).

Figura 4.1: As três grades de fios simuladas no **Garfield**: o anodo central e os dois catodos perpendiculares que representam os eixos X e Y. As grades estão igualmente espaçadas de 3 mm, e os fios possuem diâmetro de 25 μm , como no sistema real.

4.2.1 Propriedades do Gás

Uma das questões importantes desses detectores é a operação do gás. Desse modo, é importante estudar suas características como a velocidade de deriva das cargas num meio gasoso, bem como as seções de choque de diferentes gases. Na Figura 4.2 são mostradas as seções de choque do argônio e do CO_2 . Como descrito na seção 3.1.1, os gases poliatômicos absorvem energia por modos rotacionais e vibracionais. Isso faz com que o gás tenha uma rápida recuperação após a ionização devido à radiação, pois absorve a energia dos átomos excitados sem haver a emissão de fótons secundários. Estes, por sua vez, podem induzir a formação de avalanches secundárias que não se relacionam com o evento inicial e assim são prejudiciais à detecção.

Figura 4.2: Seções de choque do argônio (acima) e CO₂ (abaixo) calculadas pelo programa *Magboltz* e utilizadas pelo *Garfield* para estimar características como o fator de multiplicação, velocidade de deriva de íons, etc. Podemos notar na figura as claras diferenças entre os dois gases: o dióxido de carbono, por ser uma molécula poliatômica, possui muitos modos vibracionais e rotacionais que não estão presentes no argônio.

Na Figura 4.3 observamos a comparação entre a velocidade de deriva de elétrons na mistura argônio e CO₂ e apenas argônio. Notamos que o acréscimo de dióxido de carbono faz com que a velocidade de deriva seja maior no intervalo que corresponde à intensidade do campo de 10^3 a 10^4 V/cm. Esse fato, aparentemente contraditório, pode ser explicado da seguinte maneira: a velocidade de deriva não leva em conta a difusão no gás, mas apenas a deriva de cargas (como uma velocidade média). A difusão em puro argônio é bastante elevada, pois os elétrons estão sujeitos nesse caso a colisões elásticas com as moléculas de Ar. Esse fato faz com que os elétrons tenham uma baixa velocidade de deriva. Por outro lado, as moléculas de CO₂ proporcionam colisões inelásticas com os elétrons, diminuindo sua difusão no gás, mas aumentando a velocidade de deriva (Veenhof, 2014).

Figura 4.3: Velocidade de deriva de cargas no argônio e na mistura argônio (70%) e CO₂ (30%) ambos em pressão atmosférica. Notamos que a velocidade de deriva dos elétrons na mistura de argônio e CO₂ é maior que no caso de puro argônio no intervalo que corresponde à intensidade do campo de 10^3 a 10^4 V/cm.

4.2.2 Campo e Potencial Elétrico

Estudamos o campo elétrico gerado por uma diferença de potencial aplicada entre o anodo e os catodos, bem como as superfícies equipotenciais. Na literatura é descrito que o campo elétrico é uniforme entre as placas do detector (aproximação por um detector de placas paralelas, longe dos fios) e tem simetria radial na proximidade dos fios, região onde ocorre o efeito avalanche (Knoll, 1979; F. Sauli, 1977). É importante ressaltar que o campo para o caso de fios perpendiculares não é conhecido analiticamente (Veenhof, 2014), o que torna a simulação poderosa e muito útil para esses estudos. As linhas de campo e superfícies equipotenciais obtidas com o **Garfield** podem ser observadas na Figura 4.4.

Figura 4.4: Simulação do campo e do potencial elétrico nos fios do MWPC. As linhas de campo elétrico mostram um campo uniforme na região afastada dos fios e um campo com simetria radial na região próxima aos mesmos, como esperado (Knoll, 1979).

4.2.3 Efeito Avalanche e Ganho de Gás

O efeito avalanche é o fenômeno de multiplicação de cargas criado por um campo elétrico intenso. Ele é utilizado pelos detectores proporcionais e é fundamental para a

detecção, pois o número de cargas criado pela radiação é baixo para se detectar sem esse efeito na maioria das aplicações. Como descrito na seção 3.1.4, esse efeito ocorre apenas na região próxima aos fios e o número de elétrons cresce exponencialmente. Essas características foram simuladas no **Garfield**, como observado na Figura 4.5.

Figura 4.5: Simulação do efeito avalanche, como descrito na literatura (Matoba et al., 1985). Observamos a deriva do elétron primário até o fio e também as ionizações geradas pelo mesmo (pontos vermelhos) e excitações no gás (pontos marrons).

O ganho de gás é dado pelo número de pares de elétrons e íons criados no gás pelo efeito avalanche. Ele é função de parâmetros geométricos do detector (diâmetro dos fios, espaçamento entre os mesmos, distância entre anodo e catodos, etc.), diferença de potencial aplicada e pressão do gás (Charles, 1972; Stéphan, 1997). Encontramos na literatura propostas para a relação do ganho do gás com essas grandezas bem como comparação com dados experimentais (Aoyama, 1985; Charles, 1972; Wang et al., 2008).

Nesse trabalho foi simulado o ganho do gás no **Garfield** com a finalidade de estudar a variação do mesmo em função dos parâmetros geométricos. Dado que a soldagem dos fios do detector é um processo bastante complicado e demorado, essa estratégia poupa tempo e recursos, pois os fios possuem custo relativamente alto. O ganho simulado para duas distâncias distintas entre os fios e pode ser visto na Figura 4.6. Mais detalhes sobre a variação do ganho em função dos parâmetros geométricos do detector podem ser encontrados no trabalho de Wang e colaboradores (Wang et al., 2008).

Figura 4.6: Estimativa do ganho do gás segundo o **Garfield** para dois diferentes espaçamentos entre os fios do anodo. É visto que conforme aumentamos a distância entre os fios o ganho cresce, como previsto na equação (3.7). Aplicada uma diferença de potencial de 2500 V o ganho para o espaçamento de 2,5 mm é cerca quinze vezes maior que para 1,25 mm.

É importante ressaltar que o **Garfield**, como qualquer programa de simulação, possui algumas limitações. Particularmente no que se refere à simulação do efeito avalanche, é sabido experimentalmente que se a tensão aplicada no detector é elevada além de certo limite, há descargas no dispositivo. No **Garfield** não há uma restrição nesse sentido, assim podemos chegar a ganhos simulados que na prática não podem ser alcançados. As limitações das simulações devem ser estudadas a fim de evitar equívocos no planejamento de um experimento.

4.2.4 Pulsos Elétricos Induzidos

Foram simuladas outras características importantes para o estudo do sistema, como os sinais induzidos pelas cargas nos fios. Os resultados obtidos são apresentados na Figura 4.7. Nela é visto o pulso elétrico induzido pelo movimento de um elétron no detector surgido da deposição de energia da radiação no gás.

Figura 4.7: Sinal gerado no detector pelo movimento de um elétron de um dado ponto até o eletrodo. É possível exportar a forma do pulso e usá-lo como entrada para programas que simulam circuitos eletrônicos, que podem ser usados para estudar a eletrônica associada ao detector.

A forma e amplitude do pulso simulado no **Garfield** podem ser utilizadas como entrada para softwares que simulam circuitos (**LTSpiceTM**, **MultisimTM**, **Eletronic Work BenchTM**, etc.). Podemos implementar nesses programas os circuitos dos pré-amplificadores e amplificadores. Isso pode permitir a caracterização de todo o sistema de detecção, desde a geração dos sinais no detector até sua chegada ao ADC.

4.2.5 Absorção de Raios X

A Figura 4.8 mostra a simulação da absorção de um feixe de raios X provenientes de uma fonte de ^{55}Fe no gás. Foi obtido o espectro de energia da fonte, mostrando o pico principal do ferro e o pico de escape do argônio. Esse resultado foi obtido usando uma ferramenta do **Garfield** no qual é possível escolher o tipo de partícula incidente (próton, gama/raio X, alfas, etc.), sua energia e trajetória.

Figura 4.8: Espectro de energia da fonte de ^{55}Fe simulado pelo **Garfield** no argônio. Observamos o pico principal (mais intenso) e o pico de escape do argônio, como notado experimentalmente e mostrado na seção 7.2.3.

5 Eletrônica Associada

Os detectores necessitam de um sistema eletrônico associado a ele para que seja possível a detecção. Esse sistema é bastante complexo e mais detalhes sobre ele podem ser encontrados na literatura (Delaney & Finch, 1992; Grupen & Schwartz, 2008; Knoll, 1979; Tsoulfanidis, 1995). Apresentamos um diagrama de blocos dos principais componentes da eletrônica associada ao detector multifilar e a indicação da forma do sinal elétrico que sai de cada módulo na Figura 5.1.

Figura 5.1: Esquema da eletrônica associada ao detector. Na figura é indicada a forma de pulso típica que sai de cada estágio da eletrônica. Utilizamos ao todo 5 canais, sendo dois para cada plano (X e Y) e um para o anodo. O sinal rápido do amplificador é utilizado apenas no caso do pulso do anodo, que serve como gatilho para a aquisição de dados.

5.1 Padrão NIM e CAMAC

Nesse trabalho utilizamos a eletrônica associada ao detector baseada no padrão NIM (*Nuclear Instrument Module*) e CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*). Esse padrão é utilizado com bastante frequência nos instrumentos comerciais para detecção de radiação.

O padrão NIM é um sistema que utiliza módulos comerciais que possuem diferentes funções e que se são intercambiáveis fisicamente e eletricamente (Ortec, 2010; Tsoulfanidis, 1995). Do ponto de vista eletrônico, os módulos independentes são alimentados

eletricamente por um bastidor (*Bin*), cujas tensões e dimensões são padronizadas (Tsoulfanidis, 1995). Já do ponto de vista físico, eles são acomodados no *Bin* (Ortec, 2010), que por sua vez pode ser alocado em um *rack*, como mostrada na Figura 5.2, na qual pode ser visto o aparato utilizado durante esse trabalho.

A grande vantagem desse padrão é a simplificação para o usuário, uma vez que diferentes módulos eletrônicos produzidos por diferentes fabricantes acabam sendo mutuamente compatíveis. O CAMAC permite que as informações mandadas pelos diferentes módulos NIM sejam enviadas ao computador (Knoll, 1979). Mais detalhes sobre o funcionamento do padrão NIM e CAMAC podem ser encontrados na literatura (Delaney & Finch, 1992; Knoll, 1979; Ortec, 2010; Tsoulfanidis, 1995).

Figura 5.2: Rack contendo os módulos necessários à detecção de radiação. Podemos ver os pré-amplificadores, amplificadores, discriminador, *Gate Generator*, fonte de alta tensão, osciloscópio e o CAMAC.

5.2 Fonte de Alta Tensão

A fonte de alta tensão pode fornecer uma voltagem positiva ou negativa (de acordo com a aplicação) necessária para a operação do detector. Ela é construída de tal forma que a tensão de saída varia muito pouco, mesmo que a tensão de entrada possa variar (Tsoulfanidis, 1995). Na Figura 5.3 vemos dois modelos de fontes de alta tensão que foram utilizadas nos experimentos com o detector multifilar e o GEM, apresentados nos capítulos 7 e 8.

Figura 5.3: Em **A** vemos a fonte de alta tensão de 10 kV da *BERTAN*, usada nos testes com o detector multifilar. Nela há um canal de voltagem positiva e outra negativa. É possível monitorar a tensão aplicada, bem como correntes de fuga. Em **B** vemos uma fonte alta tensão da *CAEN*, que foi usada nos testes com o detector GEM. Essa fonte é programável, o que deixa a operação muito mais prática.

A fonte de alta tensão da *BERTAN*TM modelo 380XTM possui dois canais, sendo um deles de voltagem positiva e outro negativa. É possível monitorar a tensão aplicada, assim como as correntes de fuga. A voltagem precisa ser ajustada manualmente através de um botão giratório. É necessário certo cuidado enquanto se está aumentando a voltagem aplicada, pois variações bruscas na mesma causam descargas no detector.

A fonte de alta tensão da *CAEN*TM modelo N471ATM é programável, isto é, basta escolher um dado valor de tensão que a fonte o atinge automaticamente. É necessário,

contudo, selecionar o valor de corrente tolerável acima da qual a fonte desliga com a finalidade de evitar danos ao sistema por correntes altas (descargas).

5.3 Pré-amplificadores

O principal objetivo do pré-amplificador é proporcionar um acoplamento otimizado entre o sinal elétrico de saída do detector e o restante do sistema de aquisição de dados (Tsoulfanidis, 1995). Isso se deve pelo fato da câmara possuir alta impedância, enquanto os amplificadores, que são o próximo estágio da eletrônica, possuem baixa impedância. O sinal proveniente do detector (produzido pela coleta de cargas em um dos eletrodos da câmara) é convertido em um valor de tensão em um pré-amplificador sensível à carga.

Esse tipo de pré-amplificador possui grande estabilidade de conversão, pois basicamente ela depende apenas da carga coletada e do capacitor de realimentação c . Esses pré-amplificadores possuem um ruído que é proporcional à capacitância de entrada, sendo essa a razão principal para que os detectores sejam ligados o mais próximo possível dos pré-amplificadores, buscando assim evitar a capacitância distribuída em um cabo coaxial. Por sua vez, a saída de baixa impedância e já convertida em tensão pode ser conectada ao amplificador adicional através de cabos coaxiais sem que isso provoque comprometimentos consideráveis no sinal.

O pré-amplificador também define a forma de saída do pulso de tensão, pois em paralelo com o capacitor c existe um resistor R_d que propicia a descarga deste capacitor. A constante de tempo do decaimento do pulso de saída é definida por esses dois componentes, e deve ser ajustada de tal maneira que o tempo não seja curto de forma a impossibilitar a integração da coleta total das cargas produzidas em cada interação de um fóton com o gás, nem elevada demais de forma a sobrepor um segundo pulso.

Os pré-amplificadores utilizados nesse trabalho são mostrados na Figura 5.4, onde vemos uma caixa metálica contendo seis pré-amplificadores independentes. Um deles é mostrado desconectado, onde é possível ver seus componentes, cujo esquema eletrônico pode ser visto na Figura 5.5. Eles foram produzidos pela *Michigan State University* (EUA) e adquiridos pelo departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da USP.

Figura 5.4: Pré-amplificadores utilizados nos testes com os raios X mostrados no capítulo 7.

O esquema do circuito do pré-amplificador é mostrado na Figura 5.5. Esse tipo de pré-amplificador é do tipo sensível à carga (Barbosa, 2010). A maioria dos componentes no pré-amplificador tem a função de tornar o sinal mais estável ou filtrar ruídos eletrônicos, sendo sua função básica desempenhada pelo circuito mostrado na Figura 5.6 (Barbosa, 2010; Nashelsky, 1998; Tsoulfanidis, 1995).

capacitor (R_d). O resistor R_d é utilizado apenas como uma via de descarga do capacitor. Sem a utilização desse componente haveria acúmulo de carga na saída, que tende a subir a cada operação de integração, o que levaria à saturação dos sinais (Barbosa, 2010).

Figura 5.6: Esquema de um pré-amplificador sensível à carga (integrador). Ele é composto pelo amplificador operacional (representado pelo triângulo na horizontal), por um resistor na entrada do mesmo, por um capacitor na realimentação do amplificador e um resistor em paralelo ao capacitor. V_i é a tensão de entrada e V_o a tensão de saída. Esse circuito está contido no esquema da Figura 5.5.

Vamos analisar o circuito da Figura 5.6 a fim determinar a correlação entre o pulso elétrico de entrada (V_i) e o pulso de saída (V_o). Uma das características importantes dos amplificadores operacionais é possuir alta impedância na entrada e baixa impedância de saída (Nashelsky, 1998). No circuito acima, pelo fato de uma das entradas estar aterrada e da impedância de entrada ser muito alta, podemos escrever para as correntes no capacitor e no resistor (Barbosa, 2010):

$$Q = CV_c \rightarrow I_c = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dV_c}{dt} \quad (5.1)$$

$$I_R = \frac{V_i}{R} \quad (5.2)$$

Onde (5.1) e (5.2) são, respectivamente, as correntes no capacitor e resistor. Pelo fato da impedância de entrada do amplificador ser alta, não há corrente na mesma, logo:

$$I_R = I_C \quad (5.3)$$

Agora, usando (5.1) e (5.2) em (5.3), e por definição do funcionamento de amplificadores operacionais, $V_c = -V_o$, teremos:

$$\frac{V_i}{R} = -C \frac{dV_o}{dt} \quad (5.4)$$

Resolvendo (5.4) para V_o (pulso de saída) em função de V_i (pulso de entrada), teremos:

$$V_o = -\frac{1}{RC} \int_0^t V_i(t') dt' \quad (5.5)$$

A equação (5.5) mostra que o pulso de saída no pré-amplificador é proporcional à integral do pulso de entrada, sendo multiplicado por um fator que depende dos valores de R e C (Barbosa, 2010). O sinal negativo no segundo membro de (5.5) é pelo fato desse circuito ser inversor, isto é, ele inverte a polaridade do pulso de saída em relação ao pulso de entrada.

É importante notar que o resultado previsto na expressão (5.5) não é válido para qualquer caso. Para tanto, é preciso que o produto RC, seja muito maior que o intervalo de tempo necessário para que haja variação na tensão de entrada (Barbosa, 2010). Desse modo, é possível observar experimentalmente o resultado previsto em (5.5) escolhendo-se convenientemente os valores do resistor e capacitor.

Realizamos experimentos em uma placa de circuito (*protoboard*) com o intuito de reproduzir o resultado previsto em (5.5). Para tanto, usamos um amplificador operacional comercial do tipo UA741. A montagem do arranjo pode visto na Figura 5.7. Utilizamos um gerador de funções, que pode ser ajustado para fornecer sinais sinodais, quadrados ou triangulares e um osciloscópio para observação dos mesmos. Os resistores usados foram de $R=15 \text{ k}\Omega$ e $R_d=160 \text{ k}\Omega$. Foi empregado ainda um capacitor cerâmico de 10 nF .

Figura 5.7: Arranjo montado na placa de circuito para estudar o funcionamento de um amplificador operacional atuando como integrador.

É mostrado na Figura 5.8 um dos resultados obtidos com a montagem observada na Figura 5.7. Nota-se que o sinal elétrico de saída apresenta as características previstas pela equação (5.5), ou seja, ele é proporcional à integral do pulso de entrada, levando em conta o sinal negativo, como discutido anteriormente.

Figura 5.8: Resultado obtido para a montagem do circuito da Figura 5.6 na placa de testes. O pulso de entrada é amplificado, integrado e invertido pelo circuito, assim como previsto na equação (5.5).

5.4 Amplificadores

O amplificador é responsável por elevar o valor da amplitude do pulso por fatores que frequentemente superam 10^3 ou maiores, fazendo com que o sinal de entrada (da ordem de mV) saia do amplificador com amplitudes da ordem de alguns Volts. Alguns amplificadores proporcionam um sinal de saída com amplitude máxima de 10 V, o que pode gerar problemas em alguns casos, pois se a energia da partícula for capaz de gerar pulsos com amplitudes que ao passar pelo amplificador superem esse valor máximo, pode-se haver um erro na medida de energia da partícula. Dessa maneira, o sinal de saída do amplificador estará saturado pelo máximo valor de tensão que ele é capaz de gerar (Tsoulfanidis, 1995).

Outra importante função do amplificador é converter o sinal de saída do pré-amplificador em uma forma que seja adequada para as medidas desejadas (Tsoulfanidis, 1995). Na Figura 5.9 vemos os amplificadores que foram utilizados nesse trabalho. Em cada módulo há quatro canais independentes de amplificação. No nosso caso foram necessários 5 canais distintos: dois para cada um dos eixos X e Y, e um quinto sinal proveniente do anodo que serviu para obter o espectro de energias e também para fazer o gatilho (*trigger*) para o sistema de aquisição.

Visão Frontal

Visão Lateral

Figura 5.9: Amplificadores utilizados nesse trabalho. Em cada módulo há quatro canais independentes. É possível obter dois sinais de saída desse dispositivo: um sinal rápido, que foi utilizado como gatilho (*trigger*) para o sistema de aquisição e um sinal lento, que possui a forma Gaussiana e é utilizado pelo CAMAC, que registra a amplitude de cada sinal.

Nesses amplificadores é possível ajustar o ganho grosso e fino, além da linha de base do sinal que é ajustada com cancelamento do polo zero (Delaney & Finch, 1992), como mostrado na Figura 5.10. Pode-se escolher ainda entre sinais unipolar ou bipolar, de acordo com a necessidade; além da polaridade do sinal de saída.

Figura 5.10: Em **A** temos a imagem de um sinal sem o cancelamento do polo zero e em **B** com essa correção, que ajusta a linha de base do pulso para a mesma referência. Sem a correção, esse efeito (*undershoot*) causa uma diminuição na amplitude de um pulso que venha após o pulso como em **A**, pois haverá mudança na linha de base.

5.5 Osciloscópio

O osciloscópio é um instrumento que possibilita o estudo de fenômenos que variam rapidamente, como no caso de tensões alternadas ou mesmo os pulsos do detector. Usamos aqui o osciloscópio modelo DPO3012TM da TektronixTM. Esse equipamento é mostrado na Figura 5.11, onde o eixo horizontal representa o tempo e o vertical representa a tensão. Esse aparelho é bastante útil para verificar a qualidade dos sinais antes de se fazer a aquisição de dados.

Figura 5.11: Osciloscópio DPO3012™ da Tektronix™ utilizado para verificar a qualidade dos sinais antes de fazer a aquisição dos dados.

5.6 Discriminador

O discriminador ou analisador de canal único (*Single Channel Analyzer – SCA*) é usado para descartar ruídos eletrônicos e desprezar sinais indesejados. Ele é necessário pelo fato dos ruídos serem amplificados após passar pelo amplificador juntamente com os pulsos do detector.

Nesse módulo é possível definir o chamado nível de ruído (*threshold*). Esse limiar é escolhido de modo que sinais que tenham amplitude menor que ele são desconsiderados. Isso possibilita a eliminação dos ruídos eletrônicos, supondo que o sinal de interesse tenha amplitude maior que os ruídos. Em outras palavras, o discriminador é o módulo responsável pela escolha dos sinais que serão de interesse para o experimento (Tsoulfanidis, 1995). Na Figura 5.12 vemos o discriminador usado nos testes com o detector multifilar.

Figura 5.12: Discriminador usado com o detector multifilar. Nesse módulo há nove canais independentes, nos quais é possível definir o limiar para o ruído (*threshold*).

5.7 Módulo *Timer-Scaler*

O módulo *scaler* registra pulsos que nele chegam somando cada um ao total de eventos registrados. Desse modo, é possível usar esse dispositivo para fazer uma estimativa da taxa de contagens. Já o módulo *timer* é conectado ao *scaler* com a finalidade de iniciar e parar o mesmo. Com isso, podemos definir o intervalo de tempo no qual se quer o início e o fim das contagens (Tsoulfanidis, 1995). Podemos observar um exemplo de módulo *timer-scaler* na Figura 5.13. Esse módulo foi usado na calibração de ganho do detector GEM, descrita na seção 8.2.1.

Figura 5.13: Módulo *Timer-Scaler* da CAENTM utilizado nos testes para calibração de ganho do GEM, como mostrado na seção 8.2.1.

5.8 Analisador Multicanal

O analisador multicanal (*Multichannel Analyzer* – MCA) é um dispositivo que grava pulsos elétricos e os armazena de acordo com suas amplitudes, onde cada unidade de armazenamento é chamada de canal. A altura do pulso geralmente apresenta uma relação proporcional com a energia da partícula que entra no detector, desse modo, cada sinal elétrico é armazenado em um canal que corresponde a certa energia. Isso implica que a distribuição de pulsos em canais no MCA é na realidade uma imagem da distribuição de energias das partículas detectadas (Tsoulfanidis, 1995). Essa distribuição de energias é chamada de espectro, que é mostrado como um histograma no qual o eixo vertical representa o número de contagens por canal enquanto o eixo horizontal representa o número do canal. O número do canal pode ainda ser calibrado em energia ou carga coletada.

5.9 Módulo *Gate Generator*

O *Gate Generator* é um módulo que recebe o sinal do discriminador e cria uma janela (*Gate*) que determina o intervalo de tempo no qual o sistema de aquisição de dados ficará apto a receber sinais. Se algum pulso chegar ao sistema de aquisição fora dessa janela ele não será considerado como um dado válido e será desprezado. Na Figura 5.14 é mostrado o

Gate Generator utilizado nos experimentos com o MWPC, bem como a janela criada por esse módulo NIM.

Figura 5.14: *Gate Generator* utilizado nos experimentos com o detector multifilar (à esquerda). Nesse módulo pode-se determinar a largura da janela de aquisição, bem como adiantar ou atrasar a mesma em relação ao sinal do detector. O objetivo é manter os pulsos dentro da janela para que seja feita a aquisição dos mesmos. Na direita vemos a janela criada pelo discriminador (em azul), bem como o sinal lento do amplificador, que se encontra dentro da janela.

6 Modificações no Conceito

O detector multifilar com o qual trabalhamos foi inicialmente desenvolvido para experimentos com íons pesados. Neste ponto o objetivo foi adaptar esse dispositivo para a detecção de raios X, visando a aplicação do mesmo em experimentos de espalhamento e difração dessa radiação.

Na concepção inicial o equipamento era colocado em uma câmara de vácuo, de modo que a pressão interna no detector era praticamente idêntica à externa (sem diferença de pressão). Essa ideia teve de ser repensada, pois para sua utilização em experimentos de raios X é requerido que os experimentos sejam feitos à pressão atmosférica (no exterior do detector) e com uma mistura de gás pressurizada no interior do mesmo.

6.1 Desenvolvimento da Janela de Entrada

A adaptação do conceito original do detector implicou numa série de estudos na procura por um material para a construção da janela de entrada para a radiação. Em linhas gerais, é necessário que o material a ser utilizado seja resistente o suficiente para suportar uma diferença de pressão relativamente alta (2 a 3 atm). Mas, por outro lado, deve possuir uma baixa absorção para a faixa de energia de 5 a 8 keV, típica para experimentos com raios X (Ortuno-Prados et al., 1999).

A partir dos dois requisitos citados acima para o material candidato à construção da janela, procuramos alternativas para esse problema na literatura. A solução ideal seria uma janela de berílio, mas seu alto custo e extrema dificuldade de usinagem (alta toxicidade) não permitiu sua utilização nesta etapa do trabalho, na qual está sendo desenvolvido um protótipo de detector para raios X.

Na literatura encontra-se alternativas que sugerem a possibilidade da construção de uma janela de MylarTM, Mica ou KaptonTM (Faszer, 2004; Lurio et al., 2007; Ortuno-Prados et al., 1999; Western, 1993). A partir dos estudos de Western (Western, 1993) puderam-se estimar algumas propriedades mecânicas do Mylar. Nesse trabalho foram encontradas estimativas para o estresse por área ao qual o material é submetido ao se aplicar uma diferença de pressão sobre o mesmo (diferença entre pressão externa e interna). Encontraram-se ainda estimativas da deflexão sofrida pelo material ao se aplicar a diferença

de pressão. Foram utilizadas também informações técnicas desse material fornecidas pelo seu fabricante, como o módulo de Young e a tensão de ruptura.

Foi necessário ainda o projeto e a fabricação de peças para a construção da janela de entrada adequada para raios X, como vemos na Figura 6.1.

Figura 6.1: À esquerda vemos as peças fabricadas para fazer a adaptação do detector bidimensional. Podemos observar os anéis de aço inox nos quais a folha de Mylar foi colada. Também notamos a flange que prende os anéis na peça quadrada, que por sua vez é presa ao detector. À direita vemos a montagem das peças com a folha de Mylar sobre o equipamento.

O estresse por área S sofrido por uma folha de material flexível (como Mylar e Kapton, por exemplo), que é submetido a uma diferença de pressão q é dado por:

$$S \cong f_1 \left(\frac{Eq^2 a^2}{t^2} \right)^{1/3} \quad (6.1)$$

Outra previsão encontrada no trabalho de Western (Western, 1993) é a deflexão sofrida pela folha de Mylar no centro da mesma em função da pressão aplicada na câmara. O comportamento é previsto por:

$$y = f_2 a \left(\frac{qa}{Et} \right)^{1/3} \quad (6.2)$$

onde, y é a deflexão sofrida pela folha de Mylar no centro da janela em polegadas; f_1 e f_2 são constantes que dependem da geometria (no caso de uma janela circular temos: $f_1 = 0,423$ e $f_2 = 0,662$); t é a espessura do material em polegadas; a é o raio em polegadas medido a partir do anel *O-ring*; q é a diferença de pressão aplicada sobre a janela (diferença entre

pressão externa e interna) em libras por polegada quadrada; E é o módulo de Young do material (fornecido pelo fabricante) em libras por polegada quadrada.

Realizou-se um estudo do estresse sofrido pelo Mylar em função da pressão aplicada utilizando a equação (6.1) para algumas espessuras específicas que são encontradas comercialmente. A tensão de ruptura desse material é fornecida pelo fabricante e vale 230 MPa. Nesse estudo foram feitos todos os cálculos utilizando unidades inglesas (devido às constantes nas equações (6.1) e (6.2)) e por último os resultados foram convertidos para as unidades apresentadas, como pode-se observar na Figura 6.2. O fator segurança 2 significa que o material é submetido a no máximo metade do estresse que ele suporta, segundo o fabricante.

Figura 6.2: Estresse por área sofrido pelo Mylar em função da pressão aplicada sobre a janela. Notamos que uma folha de 25 µm se rompe antes de atingir 0,2 atm de diferença de pressão. Para nossa aplicação, observamos que uma folha de 190 µm deve suportar uma diferença de pressão superior a 4,0 atm, logo uma folha com essa espessura é suficiente para construir a janela de entrada do detector.

A equação (6.1) nos dá o estresse sofrido pelo material ao se aplicar uma diferença de pressão sobre o mesmo; o fabricante, por sua vez, informa a tensão de ruptura do mesmo. Dessa maneira, pode-se inferir que esse é o estresse máximo que o material é capaz de suportar.

Foi utilizada uma folha de Mylar de 190 μm e efetuada a colagem da mesma entre os anéis de aço inoxidável observados na Figura 6.1. A colagem foi realizada usando cola epóxi araldite de 24 horas de secagem. Durante o processo de secagem uma massa de cerca de 5 kg foi utilizado para pressionar os anéis contra a folha de Mylar com o intuito de evitar bolhas que potencialmente causariam vazamentos de gás pela janela.

O detector foi preenchido com gás hidrogênio (um gás de baixo custo) para testar a resistência mecânica da janela de 190 μm e verificar a estabilidade da mesma. Aplicou-se uma diferença de pressão de quatro atmosferas (4 atm) e a janela não sofreu danos à sua estrutura, mesmo depois de decorridas cerca de 24 horas de pressurização. Houve uma deflexão na janela de alguns milímetros, o que já era esperado (Western, 1993). Esse fato em princípio não compromete o uso dessa janela para a detecção de raios X.

Foram realizadas medidas da deflexão no centro da janela de Mylar em função da pressão aplicada. Na Figura 6.3 observam-se os resultados experimentais em comparação com o previsto no trabalho de Western (Western, 1993) dado pela equação (6.2). É visto que as medidas estão de acordo com o previsto. Para obter os dados mediu-se a distância entre a superfície da janela em seu centro e um ponto de referência, que foi a superfície de uma placa metálica plana apoiada na superfície do detector. Nessa placa foi colocado um paquímetro e medida a distância entre ela e a superfície da janela. Esse método não foi suficientemente preciso para podermos utilizar toda a precisão do paquímetro. Desse modo, estimou-se as incertezas na deflexão considerando as incertezas na espessura da placa e na pressão aplicada, bem como erros associados ao método em si.

Figura 6.3: Deflexão sofrida pela janela de Mylar de 190 μm no seu centro em função da diferença de pressão aplicada na câmara. A linha é o modelo de deflexão previsto no trabalho de Western (Western, 1993) para materiais flexíveis como Mylar e Kapton.

A outra questão a ser estudada trata-se da transmissão de fótons de raios X no Mylar, uma vez que a janela precisa deixar que a radiação penetre na câmara onde se encontra o gás. Para realizar esse estudo, fizemos uso da equação (2.7). O coeficiente de atenuação mássico (μ_m) é tabelado e pode ser encontrado na literatura (Berger et al., 1990, 1998; Hubbell & Seltzer, 1989 - 1996) para diversos materiais, como mostrado em alguns exemplos na Tabela 1. A espessura da folha que nos interessa, por sua vez, já está determinada através dos estudos com a resistência mecânica e vale 190 μm .

Reescrevendo a equação (2.7) em função da transmissão (I/I_0) e isolando a espessura x :

$$x = - \frac{\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)}{\mu_m \rho} \quad (6.3)$$

Desse modo, pode-se estudar a espessura do material em função da transmissão para uma determinada energia da radiação, sendo que para este trabalho a energia de 5,9 keV do ^{55}Fe é o valor de interesse. A partir de (6.3) e usando a densidade ρ do Mylar fornecida pelo fabricante, foi feito um gráfico que estima a espessura desse material em função da

transmissão (I/I_0) para fótons provenientes da fonte de ferro. Os resultados numéricos obtidos se encontram na Figura 6.4.

Figura 6.4: Espessura do Mylar em função da transmissão para fótons de raios X de 5,9 keV. Observamos que para uma folha com 190 μm de espessura (linha pontilhada na figura), uma transmissão de cerca de 65% é esperada, o que é satisfatório para nossa aplicação devido à atividade da fonte de raios X (ver seção 7.2).

Utilizando uma ferramenta computacional disponível no *site* da CXRO (*The Center for X-Ray Optics*), baseada nos trabalhos de Henke e colaboradores (Henke et al., 1993) pudemos estimar a transmissão em função da energia do fóton na janela de Mylar de 190 μm, como vemos na Figura 6.5. É possível notar que a transmissão para fótons de uma fonte de ^{55}Fe é de aproximadamente 65%, ou seja, cerca de 35% dos fótons de raios X dessa fonte são absorvidos na janela. Esse resultado está de acordo com o previsto nas nossas estimativas a partir de dados do NIST (Figura 6.4).

Figura 6.5: Resultado numérico utilizando a ferramenta presente no CXRO (*The Center for X-Ray Optics*) baseada nos trabalhos de Henke e colaboradores (Henke et al., 1993). Vemos a transmissão em função da energia do fóton atravessando uma folha de Mylar com 190 μm de espessura.

A partir dos estudos de resistência mecânica e de transmissão para raios X, concluiu-se que era viável a utilização de uma folha de Mylar de 190 μm para compor a janela de entrada do detector. Mesmo que 35% dos fótons sejam absorvidos por ela, como a atividade da fonte de ferro usada é de 0,74 MBq, cerca de $4,8 \times 10^5$ fótons por segundo conseguem penetrar no detector (no caso da fonte próxima à janela e não colimada).

A razão para a escolha do Mylar foi o fato de ser um material barato em comparação com os outros e possuir propriedades mecânicas e de transmissão para raios X similares ao Kapton. No trabalho de Faszter (Faszter, 2004) são estudadas as resistências mecânicas de alguns materiais utilizados para fabricação de janelas de entrada (Mylar, Kapton e Mica) sobre pressão numa câmara contendo gás. Os resultados desse trabalho serviram como base para fazer comparações e avaliar estimativas do estresse sofrido pelo material (dado por (6.1)) e assim determinar a escolha do material. Além disso, foi possível estimar qual pressão máxima poderia ser colocada no detector sem romper a janela.

6.2 Instalação do Sistema de Gás

A mistura gasosa escolhida para a realização dos testes foi de Argônio (70%) e CO₂ (30%). O sistema de gás (Figura 6.6), é constituído por: manovacuômetro para controle da pressão interna da câmara; duas válvulas de entrada e saída de gás; bomba de vácuo mecânica para retirar o ar e impurezas da câmara antes da colocação do gás; Conexões padrão *Swagelok* e tubulações entre as válvulas, a câmara, a garrafa de gás e a bomba de vácuo.

Figura 6.6: Acima é vista a montagem do sistema de gás no detector. Pode-se observar as duas válvulas de entrada e saída de gás, bem como o manovacuômetro usado para controle da pressão dentro da câmara. Abaixo a bomba de vácuo usada para retirar o ar da câmara antes do preenchimento da mesma com o gás.

Uma etapa crucial do trabalho se deu em encontrar soluções para dificuldades em se fazer uma boa vedação da câmara para que a pressão permaneça estável durante os testes. Os problemas de vazamento de gás se deram pelo fato de que em seu conceito original o detector não era submetido a altas pressões, o que facilitava a vedação da câmara. Aplicou-se uma série de estratégias com o intuito de sanar vazamentos, entre elas, desta-se a troca dos anéis de vedação (*O-ring*) e a utilização de cola epóxi em algumas partes internas da câmara; após esses procedimentos o problema foi controlado. Antes da aplicação da cola havia uma queda na pressão da ordem de 0,2 atm/hora, após esse procedimento a queda passou a ser cerca de 0,5 atm/dia. Com esse vazamento é possível fazer testes sob pressão na câmara e mantê-la estável durante os experimentos.

6.3 Manutenção do Equipamento

Os fios do detector são bastante frágeis e requerem manutenção periódica. Sendo assim, foi necessário realizar reparos em alguns dos mesmos. Nesse processo foi realizada a substituição de alguns fios danificados por novos. Esse procedimento requer muito cuidado e precisão nas soldas, uma vez que os fios estão espaçados de 1,25 mm.

Na Figura 6.7 pode-se observar uma das placas do detector, devidamente retirada do mesmo, e apoiada sobre um suporte para o processo de soldagem dos fios. Estes são tensionados igualmente com o auxílio de pesos de 50 g em cada lado, seguindo o procedimento descrito na literatura (de Moura et al., 1999). Para isso utilizou-se uma fita adesiva bastante pegajosa que foi dobrada sobre a parte dos fios e colocada para fora da grade e em seguida, com auxílio de presilhas, prendeu-se os pesos aos fios.

Ampliação dos Fios

Figura 6.7: Acima é vista a montagem utilizada para o processo de soldagem dos fios. Observa-se a placa de circuito na qual estão os fios apoiada em um suporte. Os fios são tensionados com o auxílio de dois pesos de 50 g de cada lado, de maneira que todos eles fiquem à mesma tensão. Usou-se pequenas presilhas e uma fita para prender os pesos ao fio durante o procedimento. Abaixo uma ampliação mostrando os fios de 25 μm de diâmetro.

Os resultados dos testes da resistência elétrica dos fios do detector são apresentados na Figura 6.8. Nele vemos que o processo de soldagem se mostrou bastante satisfatório, uma vez que a resistência dos fios trocados se mostrou menor do que aquela dos fios que não precisaram de reparo. Foi utilizado um multímetro para a realização das medidas de resistência de cada fio.

Figura 6.8: Medidas de resistência elétrica dos fios correspondentes ao anodo. São visíveis 16 fios cujos valores de resistência são próximos entre eles e menor que os restantes. Eles correspondem aos fios que foram substituídos.

Na Figura 6.8 vemos alguns fios cujos valores de resistência são mais baixos que os restantes dessa mesma grade. Eles correspondem aos fios que foram substituídos. Isso provavelmente reflete o fato de se tratarem de soldas novas e, portanto, livres de oxidação. Desses resultados notamos que o trabalho de reparos nos fios foi bastante satisfatório, uma vez que imperfeições no processo (como solda fria) fazem com que o valor da resistência seja bastante elevado.

7 Caracterização do MWPC

Nesse capítulo iremos apresentar resultados mostrando algumas das principais características que avaliam o funcionamento do detector, como resolução, homogeneidade e linearidade. Mostraremos também a calibração do ADC (*analogue to digital converter*) de canais para carga elétrica e comentaremos sobre propostas de caracterizações adicionais, que podem ser empregadas também para outros detectores.

A aquisição de dados foi obtida através do programa SPMRoot, do pacote PelRoot, desenvolvido por A. Suaide. O programa **ROOT** (Brun & Rademakers, 1997) foi utilizado para criação dos histogramas. Também usamos o **Origin** para criação de gráficos. Já os ajustes dos dados foram realizados com o auxílio de um dos dois programas, de acordo com a necessidade da situação.

7.1 Calibração do ADC de Canais para Carga

A Figura 7.1 foi obtida usando um pulsador que emite um sinal elétrico cuja amplitude pode ser controlada. Um osciloscópio foi utilizado para medi-la e então cada pulso com diferentes amplitudes foi inserido na entrada de testes do pré-amplificador e então feitas as aquisições.

Figura 7.1: Método utilizado para fazer a calibração do ADC de canais para carga elétrica. A aquisição a partir de um pulsador mostra na vertical o número de contagens e na horizontal o valor do canal. Na figura vemos o resultado obtido para quatro diferentes valores de amplitude do sinal inserido na entrada de testes do pré-amplificador.

A partir desse procedimento foi possível construir uma reta de calibração (Figura 7.2) que correlaciona o valor do canal do ADC com a amplitude do pulso. Por outro lado, na

entrada de testes do pré-amplificador há um capacitor de 1 pF (1×10^{-12} F). Sabemos que, da definição de capacitância:

$$Q = CV \quad (7.1)$$

onde **Q** é a carga acumulada no capacitor, **C** é o valor da capacitância e **V** é a diferença de potencial.

Logo, de (7.1) é inferido que a amplitude do pulso elétrico que chega ao pré-amplificador está diretamente relacionada com a carga coletada no detector. Usando o coeficiente angular do ajuste da Figura 7.2 e multiplicando o valor do canal no ADC por esse fator, temos então a calibração de canais para carga elétrica.

Figura 7.2: Reta de calibração entre os canais no ADC e a carga em fC. Os parâmetros de ajuste foram utilizados no *software* de aquisição para que o ADC esteja em função da carga correspondente ao pulso elétrico ao invés do canal, que não tem significado físico.

Após esse procedimento e ajustes no *software* de aquisição foram refeitos os testes com o pulsador e os resultados estão na Figura 7.3. Agora o eixo horizontal mostra o valor da carga elétrica (correlacionada com a amplitude do sinal pela equação (7.1)) e não mais o canal. Os diferentes picos correspondem a amplitudes distintas, cujos valores em milivolts estão indicados na figura.

Figura 7.3: Aquisição a partir de um pulsador após a calibração mostrando na vertical o número de contagens e na horizontal o valor da carga elétrica, em fC (femto Coulomb) que está relacionada à amplitude do pulso pela equação (7.1). São destacados os valores de amplitude dos pulsos estimados com o auxílio do osciloscópio, cuja incerteza devido à flutuações no sinal foi da ordem de 5 mV.

O procedimento de calibração em carga é bastante útil para estimar a quantidade de cargas coletadas. Isso permite estimar o ganho do gás, caso conheçamos a energia total depositada pela radiação.

7.2 Testes com a Fonte Radioativa

Foram realizados testes com uma fonte de ^{55}Fe produzida pela *Eckert & Ziegler*TM (California, USA). Ela tinha 100 μCi (micro Curie) em 01/05/2009. A meia vida desse isótopo do ferro é de 2,73 anos (Gruppen & Schwartz, 2008), o que implica uma atividade atual (04/2015) de cerca de 20 μCi (micro Curie), que corresponde a cerca de 0,74 MBq ($7,4 \times 10^5$ desintegrações por segundo). Ela fornece raios X de comprimento de onda com aproximadamente 2 Å, que corresponde a uma energia de 5,9 keV.

A fonte foi posicionada na frente do detector a fim de observar a detecção dos raios X. Com o auxílio da montagem mostrada na Figura 7.4 incidiu-se a radiação sobre a câmara preenchida com a mistura gasosa (70 % Argônio e 30 % CO₂) a 1 atm. Aplicou-se uma diferença de potencial na grade de fios do anodo, enquanto os catodos permaneceram

aterrados, assim como a carcaça do detector. Colocou-se uma espessa placa de chumbo cobrindo o sistema durante todo o experimento a fim de evitar exposição à radiação de outras fontes.

Figura 7.4: Montagem do aparato utilizado durante os testes com raios X. É possível observar à esquerda a fonte de ^{55}Fe com uma proteção de alumínio. À direita vemos a fonte colocada na frente da janela de Mylar com auxílio de uma placa de chumbo.

Os sinais elétricos em cada uma das extremidades das grades dos catodos e mais um sinal do anodo foram enviados aos pré-amplificadores, em seguida aos amplificadores e demais módulos da eletrônica. Em cada amplificador há a saída de um sinal rápido, utilizado para o gatilho de eventos (apenas para o pulso do anodo) e um sinal lento, que carrega as informações sobre a amplitude do pulso elétrico.

7.2.1 Anormalidades no Padrão Bidimensional

Inicialmente o detector multifilar não funcionou corretamente com os raios X, como visto na Figura 7.5. Nela encontramos os resultados obtidos com duas fontes distintas posicionadas no centro do detector. A fonte de ^{55}Fe foi colocada junto à janela de entrada, na região central, enquanto a fonte de ^{241}Am foi posicionada dentro do detector (para detecção de partículas alfas) na região central do plano XY. No caso dos raios X, o padrão bidimensional sofre uma anomalia onde as contagens são deslocadas para uma das extremidades do eixo X, o que não deveria ocorrer com a fonte centralizada. Já no caso da fonte de partículas alfa, o padrão bidimensional se comporta como esperado, mostrando uma distribuição de contagens com maior concentração na região central do detector.

Figura 7.5: Padrão bidimensional para duas fontes radioativas não colimadas. Vemos a fonte de raios X em (a) e de partículas alfa em (b). Nos dois casos as fontes estavam posicionadas no centro do detector. Observamos uma anomalia no padrão bidimensional para a fonte de raios X, pois as contagens estão deslocadas para uma das extremidades do eixo X.

O problema apresentado na Figura 7.5 estava relacionado à condição dos fios do anodo, que apresentavam algumas impurezas na superfície (Figura 7.6). Essa condição foi detectada com a análise em microscópio dos fios, pois as impurezas não eram observadas macroscopicamente. A análise foi feita no CERN durante o trabalho realizado no laboratório do grupo GDD (ver capítulo 8), que devido sua experiência com esse tipo de detector foi capaz de identificar o problema. Essa condição ruim foi solucionada apenas após a troca de todos os fios. Além disso, com a finalidade de aumentar o ganho de gás, na ocasião da troca a distância entre os fios do anodo foi dobrada (de 1,25 mm para 2,5 mm), como apontaram as simulações com o *Garfield*, mostradas na seção 4.2.3 e no trabalho de Wang e colaboradores (Wang et al., 2008).

Figura 7.6: Imagem de microscópio de dois fios do anodo do MWPC. Em (A) temos um fio em condição ruim, com presença de óxido de silício na superfície. Em (B) vemos um fio em boas condições. Esse último está entre aqueles que foram trocados antes do início dos testes, na fase de manutenção do equipamento. A ampliação da imagem é da ordem de 100 vezes.

7.2.2 Homogeneidade

Quando fazemos incidir um feixe homogêneo de raios X na superfície do detector é esperado que o número de contagens por unidade de tempo em todos os canais seja o mesmo. Para estudar a homogeneidade do detector a fonte de raios X foi posicionada a cerca de 40 cm do mesmo a fim de que a superfície fosse iluminada de maneira uniforme. Os resultados são mostrados na Figura 7.7.

Figura 7.7: Imagem bidimensional obtida com a fonte de ferro posicionada a cerca de 40 cm de distância do MWPC sem qualquer anteparo sobre a superfície do detector.

A partir dos resultados da Figura 7.7 foi feita a projeção ao longo dos eixos X e Y para observar se o detector opera de maneira homogênea. Os resultados são mostrados na Figura 7.8. Pode-se notar uma não homogeneidade próxima de zero na direção Y. Acreditamos que esse efeito seja causado por ruído eletrônico que por sua vez estão relacionados a problemas com o aterramento do detector. Nas extremidades o detector também não apresenta boa homogeneidade, mas isso é devido a efeitos de borda e também pelo fato da nossa janela ser circular enquanto as grades de fios são quadradas.

Figura 7.8: Projeções X e Y da Figura 7.7. Podemos observar que o detector apresenta boa homogeneidade, exceto próximo ao centro na direção Y e nas extremidades. Acreditamos que isso seja devido a ruído eletrônico causado por problemas com o aterramento do detector e também devido a efeitos de borda nas extremidades.

7.2.3 Espectro de Energia da Fonte de ^{55}Fe no MWPC

Utilizou-se a grade do anodo, que não possui a cadeia de resistores entre os fios, para estudar a carga total coletada no detector. Esse sinal elétrico nos fornece o número de contagens em função da carga elétrica coletada. Por sua vez, esse gráfico carrega a informação sobre a energia da radiação, pois a amplitude do pulso é proporcional à energia depositada pela radiação no gás (Delaney & Finch, 1992; Knoll, 1979).

O espectro obtido com a fonte colimada é mostrado na Figura 7.9, onde é visto o número de contagens em função da carga total coletada. A colimação foi realizada com o auxílio do disco de metal descrito na seção 7.2.4, quando realizamos os testes de resolução em posição. A pressão dentro da câmara era de 1 atm e foi feito um fluxo através de uma válvula para entrada e outra para saída de gás a fim de evitar que impurezas contaminem o

gás do detector. É alertada na literatura a importância de termos um gás extremamente puro na câmara e que algumas substâncias presentes nos materiais que compõem a mesma podem agir como contaminantes (Stéphan, 1997).

Figura 7.9: Espectro de energia da fonte de ^{55}Fe . No eixo vertical temos o número de contagens em função da carga total coletada no detector. A pressão dentro da câmara era 1 atm e fizemos um fluxo de gás para evitar a contaminação do mesmo.

É visto na Figura 7.9 um comportamento não esperado para a energia no intervalo de 0 a 60 fC, onde observou-se uma elevação no número de contagens. Esse efeito pode estar relacionado com algum ruído eletrônico ou com microdescargas observadas e são evidenciadas na Figura 7.12.

7.2.4 Resolução em Energia e Posição

Considerando que um grande número de fótons penetre no detector em um certo intervalo de tempo, podemos dizer que o número de fótons em um dado canal obedece uma distribuição de Poisson. Além disso, considerando que tenhamos um número razoável de contagens por canal, essa distribuição pode ser descrita como uma distribuição Gaussiana (C. L. P. Oliveira, 1998). O erro associado a uma medida que obedece a uma distribuição Gaussiana é dada por (C. L. P. Oliveira, 1998):

$$\sigma = \sqrt{N} \quad (7.2)$$

onde σ é o desvio padrão e N é o número de contagens.

Uma quantidade bastante usada quando falamos de resolução é a largura a meia altura (*full width at half maximum* - FWHM) do pico (Gruppen & Shwartz, 2008). Ela pode ser obtida a partir do desvio padrão da distribuição Gaussiana através da relação:

$$FWHM = 2,354\sigma \quad (7.3)$$

O parâmetro σ pode ser obtido do ajuste dos dados.

A partir da expressão (7.3) pode-se estimar a resolução em energia (r) do detector, que é definida por (Marinho, 2001):

$$r = \frac{\Delta E}{E_0} \quad (7.4)$$

onde ΔE é a largura à meia altura da distribuição de energia e E_0 é o valor mais provável para a energia depositada no gás.

É apresentado a seguir o ajuste de uma Gaussiana feita na curva mostrada na Figura 7.9, de onde podemos extrair o desvio padrão (σ) e utilizando as expressões (7.3) e (7.4) calculamos a resolução em energia do detector, que é de: $r = 31,2\% \pm 0,1\%$.

Figura 7.10: Ajuste Gaussiano do espectro de energia da fonte de ferro. A partir do ajuste encontramos o valor do desvio padrão, que foi utilizado para determinar a resolução.

A resolução em posição do detector está relacionada com a largura a meia altura do pico, mas também é influenciada pelo erro devido à paralaxe mostrada na Figura 7.11. A resolução é dada por (Lima, Barbosa, Guedes, & de Andrade, 2002; C. L. P. Oliveira, 1998):

$$R = \sqrt{FWHM^2 - \Delta^2} \quad (7.5)$$

onde Δ é um parâmetro que está relacionado à paralaxe e é dado por:

$$\Delta = \frac{(kd + DF)}{(D - k)} \quad (7.6)$$

os parâmetros **k**, **d**, **F** e **D** estão esquematizados na Figura 7.11.

Figura 7.11: Esquema utilizado para fazer os testes com a fonte de ferro colimada. A resolução em posição é dada por uma convolução entre a região iluminada pela fonte e a resposta do detector, isto é, a largura à meia altura do pico (C. L. P. Oliveira, 1998). Figura adaptada de (Lima et al., 2002).

Para serem feitas estimativas da resolução em posição utilizamos um aparato como esquematizado na Figura 7.11. Foi usado um colimador em formato de disco com um orifício central cujo diâmetro é de 1 mm. A fonte de raios X possui uma abertura de cerca de 2 mm de diâmetro e foi posicionada a cerca de 50 mm do colimador. A distância entre o colimador e o plano de fios do anodo foi de aproximadamente 15 mm. Usando esses valores na equação (7.6) obtém-se o valor de $\Delta=1,9$ mm.

O padrão bidimensional obtido com o aparato descrito anteriormente é mostrado na Figura 7.12. Nessa imagem um padrão de cores é usado para representar a taxa de contagens no plano XY. A posição de cada evento foi determinada utilizando as expressões (3.8) e (3.9).

Figura 7.12: Padrão bidimensional para a fonte de raios X colimada. Os resultados foram obtidos utilizando o aparato experimental esquematizado na Figura 7.11. Nessa imagem é utilizado um padrão de cores para definir a taxa de contagens ao longo do plano XY. Nota-se uma taxa de contagens ligeiramente elevada próxima do canal 400 na direção X. Uma possibilidade é que esse efeito tenha origem em microdescargas.

Tomada a projeção nos eixos X e Y da imagem apresentada na Figura 7.12 e realizado o ajuste dos dados com uma função Gaussiana, como pode ser visto na Figura 7.13.

Figura 7.13: Projeções X e Y da imagem mostrada na Figura 7.12 e os respectivos ajustes com uma função Gaussiana. O desvio padrão obtido dos ajustes foi utilizado para estimar a resolução em posição do detector. Observa-se um aumento no ruído próximo ao canal 400 na direção X que pode ser devido à microdescargas.

A partir de (7.3) calcula-se a largura a meia altura para os eixos X e Y e, com a expressão (7.5) e o valor estimado de Δ , calcula-se a resolução em posição do detector. Para o eixo X, obtivemos $R_x = 3,3$ mm. Já para o eixo Y, encontra-se $R_y = 3,5$ mm. Lembrando que

na Figura 7.13 o desvio padrão é dado em canais e temos 1024 x 1024 canais em cada direção. Como o detector possui área ativa de 100 x 100 mm², normalizou-se o desvio padrão dividindo-o por um fator 10 e assim foi obtido esse parâmetro em milímetros para então estimar a resolução. Mais detalhes sobre a relação entre milímetros e canais podem ser encontrados na seção 7.2.5, quando foi estudada a linearidade do detector.

Os resultados mostrados anteriormente evidenciam que o conceito do detector funciona para a detecção de raios X e que as modificações feitas no projeto original (construção da janela, sistema de gás, etc.) permitem a utilização desse dispositivo para experimentos com essa radiação. No entanto, dependendo da aplicação, pode ser necessário melhorar a resolução do detector.

7.2.5 Linearidade

A linearidade do detector é a característica que relaciona a posição na qual o fóton incidiu na câmara e a posição registrada pelo detector e eletrônica associada (C. L. P. Oliveira, 1998). Para estudar essa característica do MWPC, utilizou-se uma peça que faz parte do conjunto mostrado no apêndice desse trabalho para caracterização de detectores. A peça utilizada é constituída por uma placa de aço inoxidável de 0,5 mm de espessura. Ela possui fendas de 1 mm de abertura e igualmente espaçadas de 10 mm e é mostrada na Figura 7.14.

O experimento foi realizado com a fonte radioativa posicionada no centro do detector e afastada cerca de 40 cm da placa de fios do anodo. Essa distância não é ideal, contudo não dispúnhamos de um caminho de vácuo que permitisse aumentá-la e realizar os testes nas condições ideais e assim diminuir os efeitos de paralaxe. Caso se aumente demasiadamente a distância entre fonte e detector, o próprio ar é capaz de atenuar significativamente o feixe de raios X da fonte de ⁵⁵Fe. Por sua vez, esse fato incrementa a porcentagem de contagens devido ao ruído eletrônico no total de eventos registrados, o que comprometeria a qualidade dos dados.

Figura 7.14: Peça com fendas utilizada para os testes de linearidade do detector. As fendas possuem abertura de 1 mm e estão igualmente espaçadas de 10 mm.

Na Figura 7.14 vemos a peça com fendas colocada sobre o detector. Ela foi posicionada nas direções X e Y e assim foram obtidos os respectivos padrões bidimensionais mostrados na Figura 7.15.

Figura 7.15: Imagens bidimensionais obtidas da placa com fendas mostrada na Figura 7.14 e utilizadas para estudar a linearidade do detector multifilar. Acima vemos a imagem das fendas na direção X e abaixo na direção Y. Observamos na direção X a presença de contagens em excesso próximas do canal 400. Como comentamos anteriormente, é possível que essa anomalia se deve à microdescargas.

A partir da Figura 7.15 podemos tomar as projeções em cada eixo e então obter o padrão de picos observados na Figura 7.16. Usamos ajustes Gaussianos em cada um dos

picos e tomamos os centros das distribuições para assim determinar a posição de cada fenda em canais. Na Figura 7.16 vemos o ajuste realizado sobre um dos picos, exemplificando o método utilizado.

Figura 7.16: Projeções X e Y das imagens da Figura 7.15 mostrando os picos correspondentes a cada fenda. Ajustou-se Gaussianas e tomamos o centro de cada distribuição para determinar a posição em canais de cada uma das fendas.

Como era sabida a distância entre as fendas na placa metálica, podemos correlacionar essa posição com a obtida pelo detector. Dessa maneira podemos avaliar a linearidade do dispositivo, isto é, a relação entre a posição obtida por ele (em canais) e a

medida na placa com as fendas (em mm), bem como a relação mm/canal. Os resultados para o eixo X são mostrados na Figura 7.17 e para o eixo Y na Figura 7.18.

Figura 7.17: Linearidade do detector multifilar na direção X. Observa-se que o detector é bastante linear nos sete picos centrais, perdendo essa característica nos picos localizados nas duas extremidades. Esse efeito pode estar relacionado com efeitos de borda no detector, bem como efeitos geométricos de paralaxe pelo fato da distância entre fonte e detector não ser suficientemente grande para diminuir esse efeito.

Figura 7.18: Linearidade na direção Y. Observam-se as mesmas características do eixo X: boa linearidade nos sete picos centrais e dois pontos fora da reta nas extremidades.

A partir dos resultados obtidos nas figuras Figura 7.17 e Figura 7.18 determinamos a relação de cerca de 0,1 mm/canal ou 10 canais/mm.

É mostrado no apêndice desse trabalho algumas outras peças construídas com a finalidade de realizar caracterizações adicionais àquelas apresentadas nesse trabalho. Entre os testes possíveis, podemos destacar o estudo da linearidade na superfície do detector com uma placa cuja distância entre as fendas é de 5 mm, bem como testes adicionais de resolução e medidas de uniformidade no ganho, entre outras.

8 Estágio no CERN: Detectores a Gás de Padrão Microscópico

8.1 O GEM

O *Gas Electron Multiplier* (GEM) é um detector de padrão microscópico desenvolvido por Fabio Sauli em 1997 no grupo GDD (Ropelewski, 2011; F. Sauli, 1997). Esse dispositivo consiste de duas camadas de metal (cobre, por exemplo) separadas por uma folha fina de um polímero isolante (geralmente Kapton). Na superfície desse conjunto há uma alta densidade de orifícios quimicamente perfurados, formando uma grade cuja densidade de furos é tipicamente da ordem de 50 a 100 por mm^2 (Benlloch et al., 1998; Ropelewski, 2011), como mostrado na Figura 8.1.

Figura 8.1: Imagem de microscópio da folha do GEM mostrando os furos na superfície do polímero. A folha é composta de Kapton revestida com cobre. O diâmetro dos furos é da ordem de $70\ \mu\text{m}$ e a espessura da folha é de $50\ \mu\text{m}$. Nesse sistema há uma enorme quantidade de furos, cuja densidade é da ordem de 100 furos por mm^2 . Figura obtida de (Ropelewski, 2011).

Aplicada uma diferença de potencial entre os dois lados da folha GEM e preenchendo o caminho de deriva dos elétrons com um gás conveniente, ocorre uma amplificação do sinal quando os elétrons penetram nos furos (F. Sauli, 1997). Isso se dá pelo fato de o campo elétrico se intensificar na região interna dos furos, como mostrado na Figura 8.2, que é resultado de simulação computacional (Ropelewski, 2011). Essa característica na geometria do GEM faz com que elétrons liberados pela radiação derivem na direção dos furos. Ao

penetrarem no interior dos mesmos, os elétrons ionizam moléculas do gás que preenche o meio, gerando a formação de outros elétrons. Assim, se estabelece o efeito avalanche, discutido na seção 3.1.4 quando mostramos os princípios de funcionamento dos detectores a gás.

Figura 8.2: Resultado de simulações computacionais para as linhas de campo elétrico e superfícies equipotenciais de uma folha de GEM vista na transversal. Nota-se que a intensidade do campo se eleva na região dos furos, o que provoca a multiplicação dos elétrons ao chegarem nessa região. Figura retirada de (Ropelewski, 2011).

Essas folhas podem ser dispostas em conjunto, formando detectores com mais de um estágio de multiplicação, como no caso dos triplos GEM. Dessa maneira, é possível atingir elevados ganhos, pois em cada estágio há o fenômeno de multiplicação de cargas (F. Sauli, 1997). O esquema de um triplo GEM (composto por três folhas) pode ser observado na Figura 8.3.

Figura 8.3: Esquema de um triplo GEM, mostrando a disposição das folhas em conjunto, que promovem ganhos da ordem de 10^5 . Há um divisor de tensões que gera uma diferença de potencial entre cada estágio do detector cujo campo elétrico é responsável pela aceleração das cargas até o *readout*, que faz a leitura dos sinais. Figura adaptada de Pulkkinen (Pulkkinen, 2013).

8.2 Caracterização do GEM

Realizamos diversas medidas utilizando um detector triplo GEM desenvolvido e localizado no laboratório de desenvolvimento de detectores a gás do CERN (Ropelewski, 2011). O dispositivo é mostrado na Figura 8.4. Ele possui área ativa de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ e foi utilizada a mistura de gases composta por Argônio (70%) e CO_2 (30%) operando à pressão atmosférica e fazendo-se um fluxo através de uma válvula de entrada e outra de saída de gás.

Figura 8.4: Detector triplo GEM do grupo de desenvolvimento de detectores a gás do CERN. É possível ver na imagem os resistores que fazem a divisão de tensão entre os diferentes estágios do equipamento, como esquematizado na Figura 8.3. A área ativa do detector é de $100 \times 100 \text{ mm}^2$.

8.2.1 Calibração de Ganho

Utilizando o triplo GEM descrito anteriormente, foram realizados testes com raios X provenientes de uma fonte de ^{55}Fe . Primeiramente se realizou a calibração de ganho do detector a fim de definir a faixa de tensões com as quais se poderia trabalhar de modo a observar sinais sem saturação dos mesmos.

Aplicada uma alta tensão no detector surge uma corrente induzida no mesmo. Há uma correlação entre essas duas grandezas, como podemos ver na Figura 8.5. Vemos que alterando a configuração do detector mudamos essa correlação. Por esse motivo, iremos usar a corrente induzida como parâmetro de referência para o ganho ao invés da tensão aplicada. Essa última varia de acordo com a configuração, enquanto a corrente induzida está diretamente relacionada com o campo elétrico no GEM, que é o parâmetro de interesse nos estudos de calibração de ganho.

Figura 8.5: Relação entre corrente induzida no triplo GEM e tensão aplicada para duas diferentes configurações do detector.

Utilizamos uma fonte radioativa de ^{55}Fe com uma atividade de cerca de 1 MBq. O sinal do *readout* do detector foi inserido em um pico-amperímetro e a leitura desse equipamento foi feita pelo programa LabVIEWTM que mostra a amplitude da corrente no detector em função do tempo. Inicialmente medimos a corrente sem fonte de radiação e na sequência com a fonte posicionada na frente do detector. Os resultados são mostrados na Figura 8.6.

Nota-se que há um degrau entre a corrente média sem a fonte radioativa e com a mesma posicionada na frente do detector. Podemos observar também que o valor do degrau reflete o ganho do detector. Esse fato foi utilizado para calcular o ganho efetivo, considerando a seguinte relação (Pulkkinen, 2013):

$$I_{readout} = n_p \cdot f^* \cdot M \cdot e \quad (8.1)$$

onde $I_{readout}$ é a diferença entre o valor médio da corrente com a fonte e sem a mesma, N_p é o número de cargas primárias (geradas pela radiação), M é o ganho do detector, e é a carga elementar e f^* é a taxa de contagens de fótons medida em hertz.

Figura 8.6: Corrente elétrica em função do tempo medida no *readout* do GEM para dois valores diferentes de corrente induzida (ou tensão aplicada). Inicialmente, sem a fonte de ferro temos uma certa corrente média em função do tempo. Após a colocação da fonte na frente do detector, vemos uma alteração no valor médio da corrente. Esse degrau corresponde à diferença entre a corrente gerada apenas pelo ruído e pelo fluxo de cargas coletadas. Quanto maior a tensão aplicada maior o degrau, ou seja, maior o ganho do detector.

O número de cargas primárias (pares de elétrons e íons gerados pela radiação) pode ser calculado através da equação (3.1). Para a mistura com 70% de Ar e 30% de CO₂ que utilizamos, o número de cargas primárias é de 212 pares de elétrons-íons para cada fóton da fonte de ⁵⁵Fe absorvido (cuja energia é de 5,9 keV).

A frequência de contagens pode ser obtida através do módulo eletrônico *Scaler* ou do analisador multicanal (MCA). Foi usado um MCA da AMPTEKTM, que fornece o valor correspondente à taxa de contagens em tempo real e um valor médio após a aquisição. Esse equipamento foi utilizado também para obter os espectros de energia. O módulo *Scaler* utilizado pertence à empresa CAENTM. Os resultados para a frequência de contagens em função da tensão aplicada são mostrados na Figura 8.7. O parâmetro f^* é dado pelo platô observado na figura.

Figura 8.7: Taxa de contagem de fótons da fonte de ferro utilizando o módulo *Scaler* e o MCA. O valor correspondente à f^* é dado pelo platô na taxa de contagens. Nota-se que o valor fornecido pelo MCA é mais preciso que o valor dado pelo *Scaler*.

Desse modo, esse método nos permitiu calcular o ganho efetivo do triplo GEM conhecidos os parâmetros I_{readout} , N_p e f^* e utilizando a equação (8.1). O ganho do detector em função da corrente induzida pela alta tensão aplicada é mostrado na Figura 8.8. Nela observamos que o ganho apresenta um comportamento exponencial em função da corrente induzida, o que já era esperado, uma vez que o efeito avalanche é um fenômeno exponencial.

Figura 8.8: Ganho efetivo do triplo GEM calculado usando a equação (8.1). Podemos notar o comportamento exponencial, o que está de acordo com o previsto pelo fato do efeito de multiplicação de cargas no gás ser um fenômeno exponencial.

8.2.2 Espectro de Energia da Fonte de ^{55}Fe com o GEM

Utilizando o analisador multicanal foi possível obter o espectro da fonte de ferro, mostrado na Figura 8.9. Nela podemos ver o pico da fonte ferro (pico mais intenso) bem como o pico de escape do argônio.

Figura 8.9: Espectro da fonte de ferro. Podemos ver o pico principal correspondente à energia de 5,9 keV e o pico de escape do argônio correspondente a 3 keV. Nota-se que o ruído eletrônico é bastante baixo, o que implica em uma ótima relação sinal ruído.

Na Figura 8.9 vemos que o ruído eletrônico do GEM é extremamente baixo em comparação com os sinais de interesse. Isso reflete em um espectro mais suavizado e bem definido em comparação com o espectro obtido com o detector multifilar (Figura 7.9).

8.2.3 Imagens de Raios X

Usamos o sistema denominado SRS (*Scalable Readout System*) (Martoiu, Muller, Tarazona, & Toledo, 2013) para obter os dados para imagens de raio X com o GEM e usamos o programa AMORE (*Automatic MONitoring Environment*) (Roukoutakis & von Haller, 2009; von Haller et al., 2010) para analisá-los. Uma fonte de ^{55}Fe com atividade de cerca de 0,6 GBq foi posicionada a cerca de 60 cm do detector a fim de iluminar o mesmo de forma uniforme. Note que esses testes foram possíveis a essa distância sem um caminho de vácuo pelo fato dessa fonte ter uma atividade cerca de mil vezes maior que aquela utilizada nos experimentos com o detector multifilar. Colocamos um conector na frente do detector e obtivemos a imagem de raios X da peça (Figura 8.10).

Figura 8.10: Fotografia do conector colocado na frente do GEM acima. E abaixo vemos a imagem de raio X da peça. Notamos o contraste entre a região sem qualquer anteparo e a região onde se encontrava a peça. É possível observar ainda a presença dos furos na placa do conector aparecendo na imagem de raio X.

Obtivemos também a imagem de raios X de materiais de diferentes densidades (fita adesiva, fita de Kapton, cobre e isolante), além de uma placa de circuito com furos de cerca de 2 mm de diâmetro. Podemos observar na Figura 8.11 a fotografia da montagem e a imagem de raios X.

Hit map for detector GEM0

Figura 8.11: Mostramos acima uma fotografia da montagem utilizada para o experimento. Vemos fitas adesivas (amarelas) usadas para prender uma fita de cobre (esquerda), de alumínio (centro), de KaptonTM (direita) e fita isolante abaixo (preta). Notamos também a presença de uma placa com um furo de cerca de 5 mm de diâmetro no canto e pequenos furos com aproximadamente 2 mm de diâmetro ao longo de uma matriz de cobre. Abaixo temos a imagem de raios X da montagem. É possível observar os contrastes entre os diferentes materiais, sendo as fitas de cobre e isolante as mais absorvedoras de raios X. Vemos ainda o furo de 5 mm de diâmetro e a formação do padrão de furos de 2 mm se formar ao longo da superfície da placa.

Na Figura 8.11 vemos a fotografia (acima) e a imagem de raios X produzida com o triplo GEM (abaixo). Nota-se o contraste de absorção de raios X entre os diferentes materiais colocados na frente do feixe que iluminou a superfície do detector de maneira uniforme. É possível concluir que as fitas de cobre e isolante são aquelas que mais absorvem raios X. Apesar do alumínio ser um bom absorvedor para fótons de 5,9 keV, a folha utilizada nesse experimento era bastante fina (da ordem de alguns μm). Podemos notar a presença do furo de 5 mm de diâmetro na placa de circuito e ainda a formação do padrão de furos de 2 mm de diâmetro se formando na imagem de raios X, mostrando que esse detector possui boa resolução em posição.

Para determinar a resolução desse detector procedemos como no capítulo 7 e tomamos a projeção nos eixos X e Y da imagem de raios X da Figura 8.11. Porém, agora usamos a ideia da função *edge spread function* (ESF) (Luz, 2009). Se a resolução do detector fosse perfeita, a distribuição de intensidades em função da posição quando há um anteparo bloqueando a passagem de fótons em uma dada posição deveria ser uma função degrau (zero de intensidade onde a janela do detector está coberta e intensidade máxima na área iluminada). Como o detector possui uma resolução finita, há uma transição suavizada entre as duas regiões. Esse efeito pode ser usado para estimar a resolução em posição do dispositivo.

Usando esse método para o contraste que há na Figura 8.11 entre a região sem anteparo e com a fita de cobre, obtivemos a ESF mostrada na Figura 8.12. Nela vemos a taxa de contagens praticamente nula onde estava a fita de cobre e uma taxa de contagens máxima onde não havia qualquer anteparo na superfície do detector.

Figura 8.12: Projeções X e Y de um trecho da imagem de raios X bidimensional mostrada na Figura 8.11. O trecho em destaque mostra o contraste existente entre a região coberta com a fita de cobre (contagens praticamente nulas) e a região iluminada pela radiação (taxa de contagens máxima).

Derivando a função ESF mostrada na Figura 8.12 obtemos uma distribuição Gaussiana (Luz, 2009), cujo ajuste foi usado para determinar a largura à meia altura, que nos indica a resolução do detector como mostrado na Figura 8.13.

Figura 8.13: Derivadas das funções ESF mostradas na Figura 8.12 nas direções X e Y. Os ajustes Gaussianos dessas funções nos forneceram o desvio padrão e, conseqüentemente, a largura à meia altura, que dá a resolução do detector.

Os ajustes da Figura 8.13 nos deram a largura à meia altura das curvas, que nos dão as resoluções em posição do GEM nas direções X e Y. A resolução em X deu $R_x = 965 \mu\text{m}$, já em Y obtivemos $R_y = 874 \mu\text{m}$. Essa resolução está distante daquela que pode ser alcançada com esse tipo de detector, que é da ordem de $100 \mu\text{m}$ (Bachmann et al., 2001). Uma das possíveis estratégias para melhorar a resolução seria diminuir a distância entre o plano de deriva e a primeira folha do GEM, diminuindo a probabilidade de perda da correlação em

posição devido à difusão de elétrons no gás. Por outro lado, essa estratégia diminui a eficiência na detecção, pois diminui a camada de gás disponível para ionização das moléculas pela radiação. Desse modo, é preciso encontrar a melhor relação entre a eficiência na detecção e a resolução.

9 Conclusões e Perspectivas

Mostramos nesse trabalho estratégias úteis para o entendimento do funcionamento de detectores a gás. Particularmente as simulações do detector e as ferramentas computacionais utilizadas serviram como base para determinarmos os parâmetros ótimos para a operação do detector.

O protótipo de detector multifilar sensível à posição para experimentos com raios X foi capaz de localizar os fótons no plano. Por outro lado, existe a necessidade de melhorar a resolução em posição desse dispositivo para algumas aplicações, como em experimentos de espalhamento e difração de raios X. Apesar disso, mostramos que esse dispositivo possui boa linearidade (exceto nas extremidades) e homogeneidade. Já o detector GEM mostrou resultados ótimos e potencial para medidas de espalhamento e difração de raios X, dado sua capacidade para altas taxas de contagem (da ordem de MHz/mm²) e sua resolução em posição.

Os nossos objetivos agora serão construir um detector multifilar aprimorado com fios mais finos no anodo. Atualmente eles são de 25 µm de diâmetro e pretendemos colocar fios 20 µm de diâmetro, que devem elevar o ganho e melhorar a relação sinal-ruído. Outra estratégia nesse sentido está relacionada ao aterramento do detector. No laboratório do CERN onde o GEM foi utilizado, há um terra a partir de um cabo bastante espesso que vem direto de um aterramento realizado com uma haste nas dependências do laboratório. No caso do detector multifilar usamos o terra do *Bin*, que não é ideal, pois pode haver flutuações que comprometem a qualidade do sinal. Vamos elaborar também uma câmara otimizada em tamanho e outros aspectos, como espessura da chapa de alumínio utilizada nas paredes, melhoramentos na concepção pensando nos problemas com vazamentos, etc.

Em relação ao GEM, iremos trabalhar em colaboração com o Departamento de Física Nuclear, que já dispõe dessa tecnologia e elaborar um *readout* otimizado para leituras pensadas para melhorar a resolução em posição. Nesse sentido, podemos ainda diminuir a distância entre o plano de deriva e a primeira folha do GEM a fim de diminuir a chance dos elétrons perderem a correlação com a posição da ionização por causa da difusão dessas cargas no gás.

10 Bibliografia

- Alkaa, A., Mitev, K., & Segur, P. (2007). A fast technique for Monte Carlo simulation of the process of gas multiplication in cylindrical proportional counters. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 580(1), 161-164.
- Alme, J., Andres, Y., Appelshauser, H., Bablok, S., Bialas, N., Bolgen, R., et al. (2010). The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 622(1), 316-367.
- Amemiya, Y., & Miyahara, J. (1988). IMAGING PLATE ILLUMINATES MANY FIELDS. *Nature*, 336(6194), 89-90.
- Aoyama, T. (1985). GENERALIZED GAS GAIN FORMULA FOR PROPORTIONAL-COUNTERS. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 234(1), 125-131.
- Bachmann, S., Bressan, A., Kappler, S., Ketzer, B., Deutel, M., Ropelewski, L., et al. (2001). Development and applications of the gas electron multiplier. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 471(1-2), 115-119.
- Barbosa, A. F. (2010). *Eletrônica analógica Essencial para instrumentação científica* (1 ed. Vol. 1). SãoPaulo: Editora Livraria da Física.
- Bateman, J. E., Connolly, J. F., Stephenson, R., & Tappern, G. J. (1981). A HIGH-RESOLUTION POSITION-SENSITIVE X-RAY MWPC FOR SMALL-ANGLE X-RAY-DIFFRACTION. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research*, 190(2), 385-394.
- Bateman, J. E., Stephenson, R., & Connolly, J. F. (1988). MWPC DEVELOPMENTS AT RUTHERFORD-APPLETON-LABORATORY FOR MEDICAL IMAGING. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 269(2), 415-424.
- Benlloch, J., Bressan, A., Capeans, M., Gruwe, M., Hoch, M., Labbe, J. C., et al. (1998). Further developments and beam tests of the gas electron multiplier (GEM). *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 419(2-3), 410-417.
- Berger, M. J., Hubbell, J. H., Seltzer, S. M., Chang, J., Coursey, J. S., Sukumar, R., et al. (1990, 1998). XCOM: Photon Cross Sections Database.

- Retrieved 26/01/2015, 2015, from
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
- Betts, W. J. (1996). *Studies of Several Wire and Pad Configurations for the STAR TPC*. University of Texas, Austin.
- Biagi, S. (1995). Magboltz - transport of electrons in gas mixtures (Version 10.6, 2.6): CERN (European Organization for Nuclear Research).
- Blum, W., Riegler, W., & Rolandi, L. (2008). *Particle Detection with Drift Chambers*. Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Boulin, C. J., Kempf, R., Gabriel, A., & Koch, M. H. J. (1988). DATA ACQUISITION-SYSTEMS FOR LINEAR AND AREA X-RAY-DETECTORS USING DELAY-LINE READOUT. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 269(1), 312-320.
- Brun, R., & Rademakers, F. (1997). ROOT - An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 389(1-2), 81-86.
- Charles, M. W. (1972). GAS GAIN MEASUREMENTS IN PROPORTIONAL COUNTERS. *Journal of Physics E-Scientific Instruments*, 5(1), 95-&.
- Charpak, G., Bouclier, R., Bressani, T., Favier, J., & Zupancic, C. (1968). USE OF MULTIWIRED PROPORTIONAL COUNTERS TO SELECT AND LOCALIZE CHARGED PARTICLES. *Nuclear Instruments & Methods*, 62(3), 262-&.
- Charpak, G., & Sauli, F. (1984). HIGH-RESOLUTION ELECTRONIC PARTICLE DETECTORS. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 34, 285-349.
- Date, H., Kondo, K., Shimoizuma, M., & Tagashira, H. (2000). Electron kinetics in proportional counters. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 451(3), 588-595.
- de Moura, M. M., Suaide, A. A. P., Souza, F. A., Alonso, E. E., Fujii, R. J., Meyknecht, A. B., et al. (1999). A large area two-dimensional position sensitive multiwire proportional detector. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 433(3), 623-629.
- Delaney, C. F. G., & Finch, E. C. (1992). *Radiation detectors : physical principles and applications*. Oxford: Clarendon Press.
- Faszer, W. (2004). *Window Material Tests*. Vancouver, Canada: TRIUMF.
- Filliatre, P., Jammes, C., Geslot, B., & Veenhof, R. (2012). A Monte Carlo simulation of the fission chambers neutron-induced pulse shape using the GARFIELD suite. *Nuclear Instruments & Methods in Physics*

- Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 678, 139-147.
- Fourme, R. (1997). Position-sensitive gas detectors: MWPCs and their gifted descendants. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 392(1-3), 1-11.
- Gabriel, A. (1977). POSITION-SENSITIVE X-RAY DETECTOR. *Review of Scientific Instruments*, 48(10), 1303-1305.
- Gabriel, A., Dauvergne, F., & Rosenbaum, G. (1978). LINEAR, CIRCULAR AND 2 DIMENSIONAL POSITION-SENSITIVE DETECTORS. *Nuclear Instruments & Methods*, 152(1), 191-194.
- Giomataris, Y., Rebourgeard, P., Robert, J. P., & Charpak, G. (1996). MICROMEGAS: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 376(1), 29-35.
- Gruppen, C. (1996). *Particle detectors* (Second ed.). Cambridge ; New York: Cambridge University Press.
- Gruppen, C., & Schwartz, B. (2008). *Particle detectors* (Second ed.). Cambridge ; New York: Cambridge University Press.
- Hall, C., & Lewis, R. (1994). RECENT DEVELOPMENTS IN X-RAY-DETECTORS FOR SYNCHROTRON-RADIATION EXPERIMENTS. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 348(2-3), 627-630.
- Henke, B. L., Gullikson, E. M., & Davis, J. C. (1993). *X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92*. Vol. 54. Retrieved 16/02/2015, 2015, from http://henke.lbl.gov/optical_constants/index.html
- Hubbell, J. H., & Seltzer, S. M. (1989 - 1996). Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest. Retrieved 16/02/2015, 2015, from <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>
- Knoll, G. F. (1979). *Radiation detection and measurement*. New York: Wiley.
- Lima, H. P., Barbosa, A. F., Guedes, G. P., & de Andrade, L. M. (2002). An image acquisition system based on state machine and sampling ADCs. *Ieee Transactions on Nuclear Science*, 49(5), 2463-2467.
- Lurio, L., Mulders, N., Paetkau, M., Jemian, P. R., Narayanan, S., & Sandy, A. (2007). Windows for small-angle X-ray scattering cryostats. *Journal of Synchrotron Radiation*, 14, 527-531.

- Luz, P. H. F. N. (2009). *Desenvolvimento de detectores de neutrões baseados em microestruturas MHSP*. Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal.
- Majewski, P. (1996). *Multiwire Proportional Chamber for the fast RICH detector for the ALICE experiment at LHC*. Warsaw University.
- Marinho, P. R. B. (2001). *Projeto e Construção de um Detector de Raios Cósmicos com Localização Tridimensional*. CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS, Rio de Janeiro.
- Martoiu, S., Muller, H., Tarazona, A., & Toledo, J. (2013). Development of the scalable readout system for micro-pattern gas detectors and other applications. *Journal of Instrumentation*, 8, 11.
- Matoba, M., Hirose, T., Sakae, T., & Kametani, H. (1985). 3-DIMENSIONAL MONTE-CARLO SIMULATION OF THE ELECTRON AVALANCHE AROUND AN ANODE WIRE OF A PROPORTIONAL COUNTER. *Ieee Transactions on Nuclear Science*, 32(1), 541-544.
- Mukhopadhyay, S., & Majumdar, N. (2009). A nearly exact Boundary Element Method (Version 1.8.13).
- Nashelsky, R. B. L. (1998). *Dispositivos Eletrônicos e Teoria de Circuitos*. Rio de Janeiro: LTC Editora.
- Oed, A. (1988). POSITION-SENSITIVE DETECTOR WITH MICROSTRIP ANODE FOR ELECTRON MULTIPLICATION WITH GASES. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 263(2-3), 351-359.
- Oliveira, C. A. B. (2011). *Estudo de Monte Carlo da electroluminescência em detectores gasosos*. Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal.
- Oliveira, C. L. P. (1998). *OBTENÇÃO DE IMAGENS BIDIMENSIONAIS DE ESPECTROS DE DIFRAÇÃO DE RAIOS X USANDO PLACAS DE FÓSFORO SENSÍVEL E LEITURA DIGITAL*. Campinas, SP: UNICAMP - Universidade Estadual de Campinas.
- Ortec. (2010). Electronics Standards and Definitions. Retrieved 18/02/2015, 2015
- Ortuno-Prados, F., Bazzano, A., Berry, A., Budtz-Jorgensen, C., Hall, C., Helsby, W., et al. (1999). A high-pressure MWPC detector for crystallography. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 420(3), 446-452.
- Price, W. J. (1964). *Nuclear radiation detection* (2d ed.). New York,: McGraw-Hill.
- Pulkkinen, H. (2013). *Basic properties of Gas Electron Multipliers and different methods to calculate the centroid of a cluster*: AALTO UNIVERSITY SCHOOL OF SCIENCE.

- Ropelewski, L. (2011). Gas Detectors Development Group. Retrieved 05/02/2015, 2015, from <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- Roukoutakis, F., & von Haller, B. (2009). Commissioning of the ALICE-LHC online data quality monitoring framework. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 603(3), 446-450.
- Sauli, F. (1977). Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, *Lectures given in the Academic Training Programme of CERN* (pp. 92). Geneva: CERN (European Organization for Nuclear Research).
- Sauli, F. (1997). GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 386(2-3), 531-534.
- Sauli, F. (2014). *Gaseous radiation detectors : fundamentals and applications*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Segrè, E. (1987). *Dos Raios X aos Quarks Físicos Modernos e suas Descobertas*. Brasília: Editora Universidade de Brasília.
- Smirnov, I. (1995). HEED - Interactions of particles with gases (Version 1.01): CERN (European Organization for Nuclear Research).
- Stéphan, C. (1997). Gas Filled Detectors. In D. N. Poenaru (Ed.), *Experimental Techniques in Nuclear Physics* (pp. 57). Berlin: Walter de Gruyter.
- Sun, Y., Lai, Y., Zhuang, W., Su, C., Jeng, U., & Jeng, U. (2005). *Report for the Study of Multi-wire (linear and area) Gas Detectors for SWAXS at BL17B3 SAXS End-station*. Taiwan: National Synchrotron Radiation Research Center.
- Tsoufanidis, N. (1995). *Measurement and detection of radiation* (2nd ed ed.). Washington, D.C ; London: Taylor & Francis.
- Veenhof, R. (1984). Garfield - simulation of gaseous detectors (Version 9). Genève, Suisse: CERN (European Organization for Nuclear Research).
- Veenhof, R. (1993). Garfield, a drift-chamber simulation program - User's guide (Vol. Version 4.29).
- Veenhof, R. (1998). GARFIELD, recent developments. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 419(2-3), 726-730.
- Veenhof, R. (2010). Garfield - simulation of gaseous detectors. version 9. Retrieved 03/02/2015, 2015, from <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>
- Veenhof, R. (2014). Deriva de Cargas em Gases - Comunicação Particular.
- von Haller, B., Telesca, A., Chapeland, S., Carena, F., Carena, W., Barroso, V. C., et al. (2010, Oct 18-22). *The ALICE data quality monitoring system*.

- Paper presented at the International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP), Taipei, TAIWAN.
- Wang, X.-H., Zhu, Q.-M., Chen, Y.-B., Chen, C., Liu, R.-G., Wang, L., et al. (2008). Design and experimental study of a two-dimensional position sensitive X-ray detector. *Chinese Physics C*, 32(11), 903-907.
- Western, J. L. (1993). *Mechanical Safety Subcommittee Guideline for Design of Thin Windows for Vacuum Vessels*: Fermi National Accelerator Laboratory.

11 Apêndice – Peças para Caracterizações de Detectores

Foram desenvolvidas peças com a finalidade de fazer diversos tipos de caracterizações em detectores sensíveis à posição (Figura 11.1). Elas podem ser aplicadas com diversos tipos de detectores para estudar a uniformidade no ganho, linearidade, homogeneidade, entre outros aspectos importantes para o funcionamento do detector.

Figura 11.1: Peças desenvolvidas para fazer a caracterização de detectores sensíveis à posição. Elas podem ser utilizadas com diversos tipos de detectores para estudar a linearidade e uniformidade no ganho ao longo da superfície do detector. É possível ainda fazer diversos testes de resolução destes dispositivos.