Universidade de Aveiro Departamento de Física
2017

Sara Cristina Neves de Sousa

Sistema de purificação selado para detetor de imagiologia de raios X

Sara Cristina Neves de Sousa

Sistema de purificação selado para detetor de imagiologia de raios X

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física, realizada sob a orientação científica do Doutor João Filipe Calapez Albuquerque Veloso, Professor Auxiliar com Agregação do Departamento de Física da Universidade de Aveiro e sob a co-orientação científica da Doutora Lara Filipa das Neves Dias Carramate, Investigadora de Pós-Doutoramento do Departamento de Física da Universidade de Aveiro.

O júri

presidente

Doutor Luís Miguel Rino Cerveira da Silva
Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

vogais

Doutor Fernando Domingues Amaro
Professor Auxiliar Convidado do Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologias da Universidade de Coimbra

Doutora Lara Filipa das Neves Dias Carramate
Investigadora de Pós-Doutoramento do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Agradecimentos

Quero agradecer a todos os que tornaram possível a concretização deste trabalho:

Ao prof. Doutor João Veloso agradeço a orientação e a oportunidade de integrar num dos seus projetos de investigação.

À minha coorientadora, prof. Doutora Lara Carramate, agradeço o incansável apoio e a paciência.

Aos meus restantes colegas de laboratório agradeço o excelente ambiente de trabalho e constante boa disposição, em particular quero agradecer à Joana Menoita, ao Carlos Azevedo e ao Maurício Torres.

Ao Sr. Ivo Mateus e Sr. Mário Rocha agradeço a indispensável ajuda técnica.

À minha família e amigos quero dedicar um agradecimento especial. Não encontro palavras para descrever tão grande apreço.

Palavras-chave Detetores gasosos, microestruturas, THCOBRA, imagiologia de raios X

Resumo

Este trabalho consistiu no estudo da performance de um detetor gasoso microestruturado (MPGD) desenvolvido para fins de imagiologia de raios X, nomeadamente para imagiologia de contagem de fotão único. O detetor utilizado baseia-se numa microestrutura *Thick*-COBRA 2D (2D-THCOBRA), com área ativa de $2,8 \times 2,8$ cm^2. Esta microestrutura permite dois estágios independentes de multiplicação de carga, que resultam num ganho elevado e adequado a aplicações de imagiologia.

O detetor utilizado opera em modo selado numa atmosfera de Kr puro a 1 bar. Desenvolveu-se um sistema fechado de purificação de gás baseado em *getters* com o objetivo de reciclar o gás, evitando os custos associados a um sistema de fluxo contínuo de gases dispendiosos e com o intuito de manter a performance do detetor constante.

O propósito deste trabalho era estudar a influência do sistema de purificação de gás no desempenho do detetor. Para tal, este foi testado em termos de ganho em carga, resolução em energia e estabilidade temporal do ganho. Também se adquiriram imagens de transmissão de raios X de algumas amostras com o objetivo de expor as potencialidades deste detetor para imagiologia de raios X.

Efetuou-se uma monitorização contínua do ganho ao longo de 41 dias e pôde-se observar que o detetor apresentava uma operação estável, com variações de ganho de apenas $6,5\%$. Esta monitorização permitiu também observar a eficiência do sistema de purificação baseado em *getters*.

Obteve-se um ganho máximo de $2,5 \times 10^3$ para $5,9$ keV e uma resolução em energia de $11,6\%$ para 22 keV em Kr.

Keywords Gaseous detectors, microstructures, THCOBRA, X-ray imaging

Abstract

This work consisted of the study of the performance of a MicroPattern Gaseous Detector (MPGD) developed for x-ray imaging, namely for single photon counting imaging. The detector was based on a 2D *Thick*-COBRA microstructure (2D-THCOBRA), with an active area of $2,8 \times 2,8$ cm^2. This microstructure allows for two independent charge multiplication stages that result in high gains that are suitable for imaging applications.

The detector operates in sealed mode, in an atmosphere of pure Kr at 1 bar. A closed gas purification system based on *getters* was developed with the purpose of recycling the gas, avoiding the costs associated with a continuous flow of expensive gases and with the aim of keeping a stable detector performance.

The purpose of this work was to study the influence of the gas purification system on the performance of the detector. Thus the detector was evaluated in terms of charge gain, energy resolution and gain stability over time. Some X-ray transmition images were also aquired with the aim of showing the detector's capabilities for X-ray imaging.

A continuous monitorization was held over a period of 41 days and a stable detector operation was observed, with gain fluctuations of just 6.5%. Through this monitorization the efficiency of the purification system based on *getters* was also observed.

A charge gain of $2,5 \times 10^3$ was obtained for $5,9$ keV and an energy resolution of $11,6\%$ was obtained for 22 keV in Kr.

Conteúdo

Conteúdo

Lista de Figuras

1 Introdução **1**

2 Princípios físicos **3**
2.1 Interação da radiação com a matéria 3
2.1.1 Processos de dispersão 5
2.1.2 Absorção fotoelétrica e fluorescência de raios X 6
2.2 Produção de raios X 7
2.2.1 Tubo de raios X 7
2.2.2 Espetro típico de um tubo de raios X 8

3 Detetores gasosos **11**
3.1 Princípios Base 11
3.1.1 Difusão, deriva e mobilidade de eletrões em gases 12
3.2 Regiões de operação dos detetores gasosos 13
3.3 Detetores de avalanche 14
3.3.1 Multiplicação de carga 14
3.3.2 Seleção de gases de enchimento 14
3.4 Detetores gasosos microestruturados 16
3.4.1 MicroHole & Strip Plate 16
3.4.2 *Thick*-COBRA 18
3.4.3 Discriminação de posição e energia 20
3.4.4 Técnica de ponderação em energia 21

4 Sistema experimental **23**
4.1 Detetor gasoso de radiação 23
4.2 Sistema de purificação de gás 25
4.3 Instrumentação eletrónica 27
4.4 Processamento e reconstrução de imagens 28

5 Resultados obtidos **29**
5.1 Ganho em carga 29
5.2 Resolução em Energia 32
5.3 Sistema de purificação do gás 34

5.4 Imagens de transmissão de raios X 36

6 Conclusão e trabalho futuro **39**

Referências **41**

Lista de Figuras

2.1 Curva de atenuação mássica total e curvas de atenuação mássicas correspondentes aos vários processos de interação (dispersão de Rayleigh e Compton, absorção fotoelétrica e produção de pares) para o Kr puro, em função da energia dos fotões incidentes [1]. 4

2.2 Esquema ilustrativo da dispersão de Compton: o fotão incidente interage com um eletrão de uma camada externa do átomo e sofre dispersão, perdendo parte da sua energia. 5

2.3 Processo de fluorescência de raios X: (a) efeito fotoelétrico e (b) emissão de um fotão X característico, K_α. 7

2.4 Esquema simplificado de um tubo de raios X e seus principais componentes [adaptado de [2]]. 7

2.5 Produção de radiação de *Bremsstrahlung* na interação de eletrões com o núcleo de um átomo do alvo. A energia da radiação produzida depende da proximidade da interação. [adaptado de [3]]. 9

2.6 Espetro de radiação típico emitido por um tubo de raios X: com filtragem (a cheio) e sem filtragem (a tracejado). Pode observar-se o espetro contínuo de *Bremsstrahlung* e os picos característicos do material do alvo [adaptado de [2]]. 10

3.1 Regiões de operação dos detetores gasosos em função da tensão aplicada entre os seus elétrodos, sob taxa de irradiação constante [adaptado de [4]]. 13

3.2 Absorção relativa de raios X para Xe, Kr e uma mistura de Ne/CH_4. Observa-se que Kr tem maior eficiência de absorção que o Xe para energias acima da sua descontinuidade e que a eficiência da mistura Ne/CH_4 é duas ordens de magnitude inferior às eficiências do Xe e do Kr [1]. 15

3.3 Princípio de operação da MSHP: a carga primária sofre dois estágios de multiplicação, um no interior dos furos e outro nas proximidades dos ânodos [adaptado de [5]]. 17

3.4 Fotografias da face superior (*top*) e da face inferior da estrutura THCOBRA utilizada neste trabalho, com vista detalhada dos elétrodos, furos e linhas resistivas [6]. 19

3.5 Princípio de operação da THCOBRA: a carga primária sofre dois estágios de multiplicação, um no interior dos furos e outro nas proximidades dos ânodos [adaptado de [6]] 19

3.6 Esquema do método de determinação da energia e posição de interação do fotão X com a THCOBRA [adaptado de [7]]. 20

4.1 (a) Fotografia do detetor e sistema de purificação de gás baseado em *getters* e (b) esquema do corpo do detetor [8]. 23
4.2 Fotografias da THCOBRA ligada aos contactos elétricos do detetor. 24
4.3 Algumas configurações de *getters* existentes no mercado [9]. 25
4.4 Eficiência de adsorção das *getters* St 707^{TM} da SAES em função das condições de ativação (temperatura e tempo) [10]. 26

5.1 Esquema da montagem experimental utilizada na calibração da eletrónica [adaptado de [7]]. 29
5.2 Espetros típicos das fontes radioativas ^{109}Cd (22 keV) e ^{55}Fe (5,9 keV). . . . 30
5.3 Ganho nos ânodos e nos *tops* em função de (a) V_{CT} e (b) V_{AC} para a fonte de ^{55}Fe (5,9 keV). 31
5.4 Ganho nos ânodos em função de (a) V_{CT} e (b) V_{AC} para as fontes de ^{109}Cd (22 keV) e ^{55}Fe (5,9 keV). 31
5.5 Definição formal da resolução em energia de um detetor [adaptado de [4]]. . . 32
5.6 Resolução em energia em função de V_{deriva} para a fonte de ^{109}Cd (22 keV). . 33
5.7 Resolução em energia em função de (a) V_{CT} e (b) V_{AC} para a fonte de ^{109}Cd (22 keV). 34
5.8 Monitorização do ganho do detetor e pressão e temperatura externas. 35
5.9 Imagens de transmissão de raios X de várias amostras: (a) grelha, (b) mola e (c) conjunto mola+parafuso. 36
5.10 Imagens de transmissão de raios X de uma mola reconstruídas com diferentes gamas de energia e respetivos espetros evidenciando a gama selecionada. . . . 37

6.1 Fotografias da fase inicial de construção de um novo MPGD baseado numa microestrutura 2D-THCOBRA com área ativa 10×10 cm^2. 40

Capítulo 1

Introdução

Os avanços na técnica de impressão de circuitos (*Printed Circuit Board*, PCB) permitiram o desenvolvimento de estruturas muito finas impressas em substratos poliméricos, impulsionando a evolução dos detetores gasosos microestruturados (*MicroPattern Gaseous Detectors*, MPGDs) [20–22].

Os MPGDs apresentam propriedades interessantes para imagiologia de raios X, tais como: possibilidade de rejeição de ruído eletrónico aplicando um *threshold*, ausência de áreas mortas, possibilidade de desenvolver grandes áreas de deteção, boa taxa de contagem, boa resolução em posição, versatilidade, portabilidade, baixa complexidade eletrónica e baixo custo [4, 23]. Para além disso, este tipo de detetores podem operar em regime de contagem de fotão único e apresentam discriminação de posição e energia, o que significa que são capazes de armazenar a posição de interação e a energia de fotões que interagem no seu volume ativo. Estas informações permitem aplicar várias técnicas que melhoram a qualidade da imagem, permitem extrair mais informação e/ou reduzir a dose de radiação [6, 23, 24]. Por exemplo, na *Energy Weighting Technique* (EWT), discutida na secção 3.4.4, a contribuição de cada fotão para a intensidade do pixel onde interage é ponderada segundo um fator de $1/E^3$, levando à maximização da razão sinal-ruído (Signal to Noise Ratio, SNR) para energias até 40 keV [41].

O sucesso da microestrutura *MicroHole and Strip Plate* (MHSP), um tipo de MPGD, levou ao desenvolvimento de uma nova microestrutura baseada em conceitos semelhantes, a *Thick*-COBRA (THCOBRA). Neste trabalho estudou-se a performance de um detetor gasoso baseado nesta nova microestrutura, com uma área ativa de $2,8 \times 2,8$ cm^2, a operar em modo selado numa atmosfera de Kr puro a 1 bar e com um sistema de purificação de gás.

Em estudos anteriores, um detetor do mesmo tipo foi testado numa atmosfera de Ne/CH_4 (95/5) [6]. O seu desempenho estava claramente limitado pela escolha de gases de enchimento e podia ser melhorado em termos de eficiência de deteção e resolução espacial para fotões de alta energia utilizando gases nobres mais densos como Xe ou Kr. Escolheu-se utilizar Kr por este possuir maior eficiência de deteção que o Xe entre os 15 e 30 keV, que corresponde à gama de energias adequada ao estudo da mama. Contudo, a utilização de qualquer um destes gases em fluxo contínuo torna-se demasiado dispendiosa, como tal, desenvolveu-se um sistema de purificação baseado em *getters* que permitem reciclar o gás através da remoção de impurezas eletronegativas. O principal objetivo deste trabalho era estudar a influência do sistema de purificação no desempenho do detetor.

Este documento pode ser dividido em três partes principais. A primeira parte inclui

os capítulos 2 e 3 e consiste nos princípios teóricos relacionados com a radiação e os detetores gasosos, que são fundamentais para a compreensão deste trabalho. A segunda parte corresponde ao quarto capítulo, onde se pode encontrar a descrição do sistema experimental utilizado. A última parte inclui os últimos dois capítulos e consiste nos resultados e respetivas discussões/conclusões, bem como no trabalho futuro.

No segundo capítulo apresenta-se uma breve introdução aos conceitos mais relevantes da interação da radiação com a matéria e da produção de raios X. O terceiro capítulo foca-se nos detetores gasosos, apresentando os seus fundamentos teóricos, as características dos detetores de avalanche e uma breve contextualização da evolução dos MPGDs. Neste capítulo encontra-se ainda a descrição da microestrutura THCOBRA e do seu princípio de operação. No quarto capítulo encontra-se a descrição do sistema: a microestrutura, a eletrónica e o sistema de purificação de gás utilizados. Os resultados obtidos e respetiva discussão encontram-se apresentados no quinto capítulo e as conclusões e trabalho futuro encontram-se apresentados no último capítulo.

Capítulo 2

Princípios físicos

2.1 Interação da radiação com a matéria

A operação e resposta de um detetor de radiação dependem da forma como a radiação que se pretende detetar interage com o material do próprio detetor. O objetivo desta secção é introduzir de forma breve os processos de interação da radiação com a matéria, que são fundamentais para o desenvolvimento e compreensão deste trabalho.

Os processos de interação dependem essencialmente das propriedades da radiação (massa, carga, energia e tipo de radiação) e da matéria com a qual esta interage. Torna-se útil dividir a radiação em dois grandes grupos: partículas carregadas, das quais fazem parte as partículas pesadas e os eletrões rápidos, e partículas sem carga, das quais fazem parte os neutrões e a radiação eletromagnética. Neste trabalho utilizou-se Kr puro como meio de deteção gasoso, radiação X proveniente de um tubo de raios X e radiação gama proveniente de fontes radioativas de ^{109}Cd e ^{55}Fe.

Quando um feixe de raios X monoenergético, colimado e de intensidade inicial I_0 atravessa um dado material sofre atenuação devido a processos de absorção e dispersão. Esta atenuação é descrita pela lei de Beer-Lambert:

$$I = I_0 e^{-\mu_{lin} x} \tag{2.1}$$

em que I é a intensidade final do feixe, x é a espessura de material atravessada e μ_{lin} é o coeficiente de atenuação linear, dado em cm^{-1} [2, 11].

Como o coeficiente de atenuação linear varia com a densidade do material absorvente é mais comum utilizar o coeficiente de atenuação mássico, μ_m, que corresponde à normalização de μ_{lin} pela densidade. Assim sendo, os dois coeficientes de atenuação relacionam-se pela expressão $\mu_m = \frac{\mu_{lin}}{\rho}$, em que ρ é a densidade do material e μ_m tem unidades cm^2/g. Para a mesma energia, o coeficiente de atenuação mássico permanece constante independentemente do estado físico do material. Este coeficiente é característico do material, é uma propriedade de cada elemento químico e depende da energia dos raios X incidentes. [4]

Ao contrário das partículas carregadas que interagem continuamente com a matéria por forças de Coulomb, a radiação X precisa de sofrer uma forte interação para que haja alteração abrupta das suas propriedades num único encontro. O decréscimo da intensidade do feixe deve-se sobretudo a três fenómenos: absorção fotoelétrica, processos de dispersão (Rayleigh ou Compton) e produção de pares. Estes processos podem levar à transferência total ou parcial de energia dos fotões X incidentes para os eletrões do meio. [4]

O coeficiente de atenuação mássico pode ser escrito como a soma dos coeficientes de atenuação mássicos dos diferentes processos de interação:

$$\mu_m = \tau_m + \sigma_m + \pi_m \tag{2.2}$$

em que τ_m corresponde à absorção fotoelétrica, σ_m corresponde à dispersão, e π_m corresponde à produção de pares [3].

A Figura 2.1 mostra a curva de atenuação mássica total do Kr puro devido aos vários processos de interação e em função da energia dos fotões X incidentes. Para a gama de energias utilizadas neste trabalho (entre alguns keV e 30 keV), o processo de produção de pares não contribui para o coeficiente de atenuação mássico total, portanto, não será abordado.

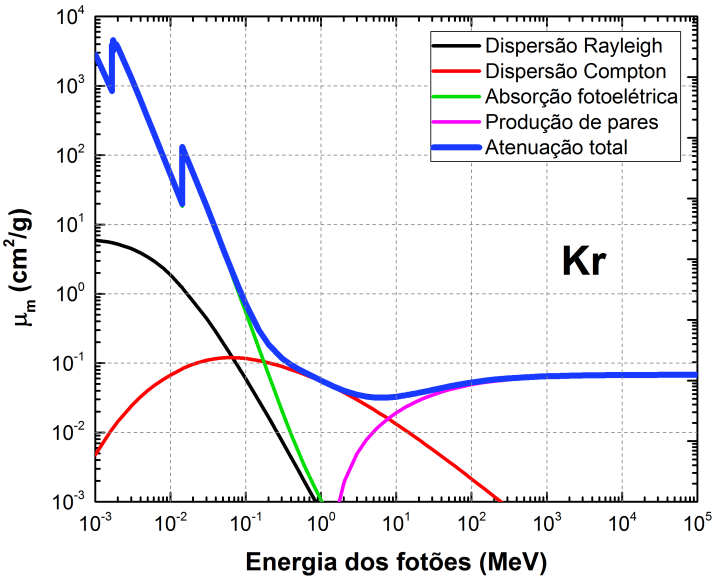


Figura 2.1: Curva de atenuação mássica total e curvas de atenuação mássicas correspondentes aos vários processos de interação (dispersão de Rayleigh e Compton, absorção fotoelétrica e produção de pares) para o Kr puro, em função da energia dos fotões incidentes [1].

É possível observar que a curva de atenuação correspondente à absorção fotoelétrica diminui com a energia, o que indica que quanto mais energético for o fotão X incidente menor é a probabilidade de ejetar um eletrão do átomo. Contudo, para certas energias, observam-se descontinuidades que correspondem a aumentos abruptos de atenuação por efeito fotoelétrico (também observáveis na curva de atenuação mássica total). Estas energias correspondem às energias de ligação dos eletrões nas várias camadas dos átomos de Kr e surgem porque fotões X incidentes que tenham energia ligeiramente acima da energia de uma dada camada são capazes de a ionizar, resultanto num aumento abrupto de atenuação. [4]

Para uma dada energia, a atenuação de raios X é maior para materiais com elevado número atómico, Z. Para o mesmo material, os raios X de energia mais baixa são mais atenuados que os raios X de energia mais alta. [4, 11]

2.1.1 Processos de dispersão

Nos processos de dispersão, os fotões X incidentes são desviados da sua trajetória original e podem manter a sua energia inicial (dispersão de Rayleigh) ou perder parte dela (dispersão de Compton).

Na dispersão de Rayleigh, também conhecida por dispersão coerente, não há ocorrência de excitação ou ionização. O fotão incidente interage com a totalidade do átomo (núcleo e eletrões) e é disperso numa direção ligeiramente diferente e sem perda de energia. O ângulo de dispersão aumenta para energias mais baixas e este tipo de dispersão ocorre maioritariamente em fotões de baixa energia e em materiais com elevado número atómico. [3]

Na dispersão de Compton, também conhecida por dispersão inelástica, um fotão interage com um eletrão fracamente ligado ao átomo, que recua, retirando-lhe energia e consequentemente alterando-lhe a trajetória (Figura 2.2). O eletrão que participa na interação tem o nome de eletrão de recuo e é ejetado com energia cinética dada pela diferença entre a energia do fotão incidente, $h\nu$, e a energia do fotão disperso, $h\nu'$ (pelo princípio de conservação de energia) [4]:

$$E_{c,recuo} = h\nu - h\nu' \tag{2.3}$$

A energia de ligação do eletrão de recuo é pequena e pode pode ser ignorada, porém, para ocorrer dispersão de Compton é necessário que a energia do fotão X incidente seja maior que essa energia de ligação. Na dispersão de Compton ocorre ionização e o eletrão de recuo, depois de ejetado, interage com os átomos em seu redor, excitando-os ou ionizando-os, e consequentemente perdendo energia e acabando por termalizar. [4]

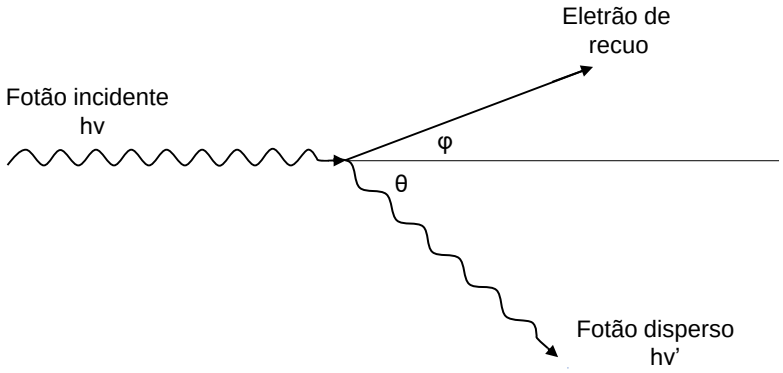


Figura 2.2: Esquema ilustrativo da dispersão de Compton: o fotão incidente interage com um eletrão de uma camada externa do átomo e sofre dispersão, perdendo parte da sua energia.

O fotão disperso pode atravessar o meio sem interagir ou pode sofrer outras interações, como absorção fotoelétrica ou dispersão. A sua energia pode ser calculada por:

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

em que m_0c^2 é a energia de repouso do eletrão e θ é o ângulo de dispersão do fotão, que pode variar entre 0 e 180º. A máxima energia transferida para o eletrão de recuo ocorre para um ângulo de dispersão de 180º [4].

O aumento de energia da radiação incidente faz com que os ângulos de dispersão dos fotões e dos eletrões de recuo sejam menores. Para um dado θ, a fração de energia transferida para o fotão disperso diminui com a energia incidente. [3]

A probabilidade de ocorrer dispersão de Compton depende da quantidade de eletrões disponíveis como alvos e, portanto, aumenta linearmente com o número atómico. O aumento de energia da radiação incidente também aumenta a probabilidade de ocorrência de dispersão de Compton. [4, 12]

2.1.2 Absorção fotoelétrica e fluorescência de raios X

A absorção fotoelétrica ocorre quando um fotão incidente é absorvido por um átomo e transmite toda a sua energia a um eletrão, que é consequentemente ejetado da sua orbital (fotoeletrão), deixando o átomo num estado ionizado. Para que esta interação ocorra é necessário que o fotão incidente possua energia suficiente para quebrar a ligação do eletrão à respetiva orbital. Os eletrões mais prováveis de serem ejetados são aqueles com energia de ligação mais próxima, embora mais pequena, que a energia do fotão X incidente. Por exemplo, para fotões incidentes com energia maior que a energia da camada K (camada mais interna do átomo), a interação mais provável será com os eletrões dessa camada [3].

Se o fotão incidente possuir energia superior à necessária para quebrar a ligação à orbital, o excesso de energia é transferido para o fotoeletrão sob a forma de energia cinética:

$$E_c = h\nu - E_l \tag{2.5}$$

em que $h\nu$ é a energia do fotão incidente e E_l é a energia de ligação do eletrão ao átomo [4].

A ejeção do fotoeletrão gera uma lacuna na camada em que este se encontrava e resulta na ionização do átomo, que consequentemente sofre um rearranjo eletrónico de modo a baixar a sua energia. Neste rearranjo, um eletrão de uma camada mais externa vai preencher a lacuna emitindo no processo um fotão X característico (com energia dada pela diferença entre as energias dos estados final e inicial do eletrão) ou emitindo um eletrão Auger (eletrão ejetado pelo fotão X característico). Chama-se fotão X característico ao fotão emitido porque a sua energia depende das energias das camadas do átomo envolvido, que são específicas do respetivo elemento químico. Ao processo de emissão de fotões X característicos chama-se fluorescência de raios X e cada elemento químico produz uma série de linhas espectrais características. [3, 4]

Na Figura 2.3 encontra-se ilustrado o processo de fluorescência de raios X correspondente à transição de um eletrão da camada L para uma lacuna na camada K, que gera uma linha característica designada por K_α. Esta transição gera uma lacuna na camada L que será posteriormente preenchida por um eletrão da camada M, N ou outra seguinte (gerando linhas L_α, L_β ou outras, respectivamente) e dando assim continuidade ao processo. Este processo só é finalizado quando o átomo atinge uma configuração estável. [3]

O efeito fotoelétrico é predominante para fotões incidentes de baixa energia e em materiais com elevado número atómico, sendo proporcional a $\frac{Z^3}{E^3}$. Tal como discutido na secção 2.1, a probabilidade de ocorrência de efeito fotoelétrico diminui com o aumento da energia incidente à exceção de algumas descontinuidades que se relacionam com a abertura de novos canais de ionização. [3]

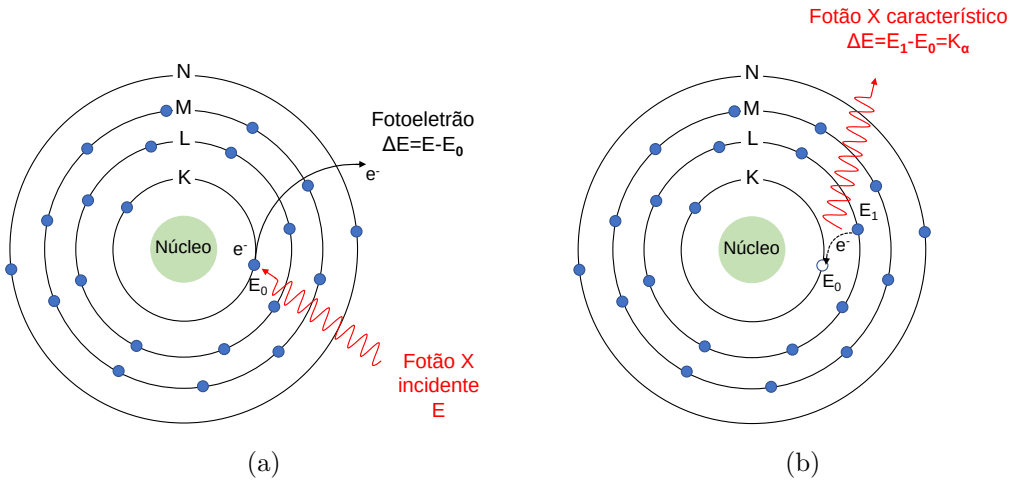


Figura 2.3: Processo de fluorescência de raios X: (a) efeito fotoelétrico e (b) emissão de um fotão X característico, K_α.

2.2 Produção de raios X

A radiação X pode provir de várias fontes tais como ciclotrões ou tubos de raios X. Nas secções seguintes apresenta-se a constituição e funcionamento de um tubo de raios X e o espetro de radiação típico correspondente.

2.2.1 Tubo de raios X

Embora os tubos de raios X possam apresentar diversas configurações, o princípio de funcionamento mantém-se. Na Figura 2.4 encontra-se um esquema simplificado dos principais componentes de um tubo de raios X.

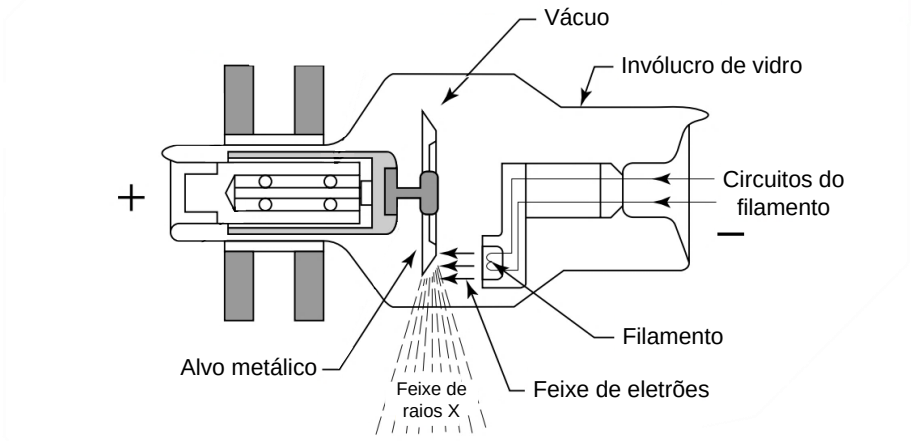


Figura 2.4: Esquema simplificado de um tubo de raios X e seus principais componentes [adaptado de [2]].

Este é composto essencialmente por dois elétrodos, um filamento metálico (cátodo) e um alvo metálico (ânodo), entre os quais se estabelece uma diferença de potencial. O cátodo,

geralmente de tungsténio, funciona como fonte de eletrões. Estes componentes encontram-se num ambiente de alto vácuo e dentro de uma câmara totalmente opaca aos raios X, à exceção de uma janela de saída que lhes é transparente. [2, 3, 13]

A passagem de corrente no filamento provoca o seu aquecimento e resulta na emissão de eletrões por efeito termiónico. Estes eletrões são posteriormente acelerados até ao ânodo devido à diferença de potencial estabelecida. A energia cinética que os eletrões adquirem é proporcional a essa diferença de potencial.

A corrente aplicada no filamento determina a taxa de emissão termiónica e controla a corrente no tubo. Se não for aplicada qualquer diferença de potencial entre o cátodo e o ânodo, os eletrões emitidos acumulam-se junto ao filamento formando uma nuvem de eletrões a que se chama nuvem espacial de carga. Ao aplicar uma tensão positiva no ânodo em relação ao cátodo, os eletrões são acelerados até ao alvo produzindo uma corrente no tubo. Pequenos ajustes na corrente aplicada ao filamento podem resultar em grandes alterações na corrente do tubo. Para tensões abaixo dos 40 kVp, a nuvem espacial de carga cria uma barreira ao campo elétrico e apenas uma fração dos eletrões chegam ao ânodo. Nesta situação a operação do tubo está limitada, havendo um máximo de corrente no tubo que é possível obter independentemente da corrente aplicada no filamento. Acima dos 40 kVp este efeito deixa de ocorrer e a corrente no tubo passa a estar limitada apenas pela taxa de emissão termiónica. Contudo, acima de um certo kVp ocorre saturação o que significa que todos os eletrões estão a ser acelerados até ao alvo e, portanto, o aumento da tensão não leva ao aumento significativo da corrente no tubo. [3, 13]

Quando os eletrões embatem com o alvo a sua energia cinética é convertida noutras formas de energia. A maioria das interações resultam na produção indesejável de calor e apenas uma pequena fração resulta na produção de raios X. Para limitar os danos no tubo devido ao calor é necessário limitar a taxa de produção de raios X. O tungsténio ($Z = 74$) é um dos materiais mais utilizados nos ânodos devido ao seu elevado ponto de fusão, que lhe permite suportar temperaturas elevadas sem danificar, e ao seu elevado número atómico, que o torna bom na produção de raios X. Outros materiais podem ser utilizados, tais como molibdénio ($Z = 42$) ou ródio ($Z = 45$), consoante a gama de energias mais adequada à aplicação que se pretende [3]. Neste trabalho utilizou-se um tubo de raios X com alvo de molibdénio.

O tubo de raios X pode ter uma configuração de ânodo estacionário ou uma configuração de ânodo rotativo. Na configuração estacionária o material do ânodo é embutido num meio que suporte e dissipe o calor. Como a área bombardeada por eletrões é pequena, a dissipação de calor é menos eficaz, limitando a corrente no tubo que se deve utilizar e consequentemente o fluxo de raios X produzido. Na configuração rotativa o ânodo encontra-se em rotação contínua, o que significa que os eletrões colidem e dissipam energia numa maior área do alvo. Esta configuração aumenta o tempo de vida do ânodo. [3]

2.2.2 Espetro típico de um tubo de raios X

Num tubo de raios X há produção de dois tipos de radiação: radiação de *Bremsstrahlung* e radiação característica. O processo de produção de radiação X característica foi previamente discutido na secção 2.1.2.

Ocasionalmente, um eletrão ejetado pelo cátodo do tubo de raios X aproxima-se de um núcleo do alvo e é desacelerado devido a forças de Coulomb, perdendo energia e alterando a sua trajetória. Nesta interação produz-se um fotão X com energia igual à perda de energia cinética do eletrão. A este tipo de radiação X chama-se radiação de *Bremsstrahlung*.

A força de Coulomb é inversamente proporcional ao quadrado da distância, portanto, a perda de energia do eletrão é determinada pela sua distância ao núcleo: interações próximas do núcleo geram raios X de *Bremsstrahlung* muito energéticos enquanto que interações mais distantes (e portanto mais fracas) geram raios X de mais baixa energia e os eletrões sofrem uma deflexão mais pequena. O máximo de energia que os fotões X podem adquirir ocorre na interação direta do eletrão com o núcleo, em que toda a energia cinética do eletrão é convertida num fotão X de alta energia [13]. Estas interações encontram-se ilustradas na Figura 2.5.

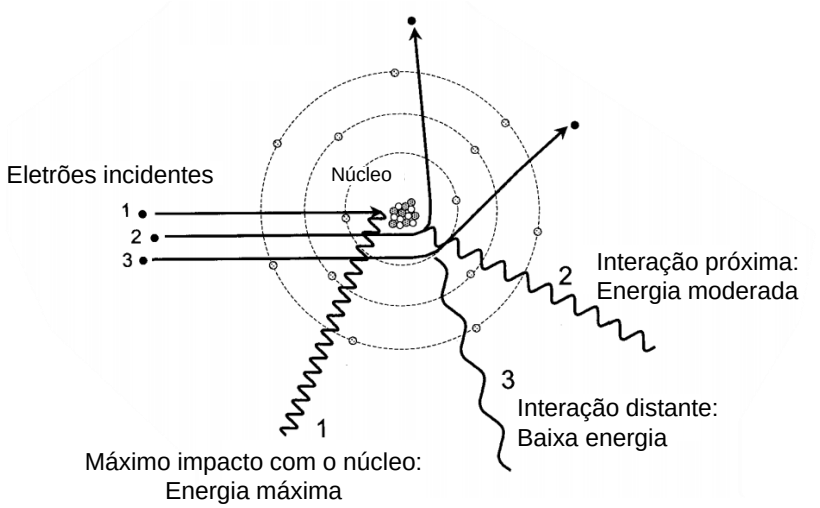


Figura 2.5: Produção de radiação de *Bremsstrahlung* na interação de eletrões com o núcleo de um átomo do alvo. A energia da radiação produzida depende da proximidade da interação. [adaptado de [3]].

Os fotões X emitidos podem ter qualquer valor de energia até um limite máximo imposto pela energia cinética dos eletrões incidentes (que depende do potencial de aceleração aplicado entre o cátodo e o ânodo do tubo de raios X), o que resulta num espetro de radiação de *Bremsstrahlung* contínuo. A secção eficaz de colisão nuclear é muito pequena, portanto, a probabilidade de um eletrão colidir diretamente com o núcleo é extremamente baixa. Assim sendo, os raios X de mais baixa energia são emitidos em maior abundância e o número de fotões emitidos decresce de forma aproximadamente linear com a energia, até atingirem o limite máximo. [13]

Na Figura 2.6 encontra-se ilustrado um espetro típico de um tubo de raios X, que corresponde à sobreposição do espetro contínuo de *Bremsstrahlung* com os picos característicos do material do alvo. A radiação característica, tal como descrito anteriormente, resulta da interação dos eletrões incidentes com os eletrões das camadas mais internas dos átomos do alvo. Quando um eletrão de uma camada mais interna é ejetado, o átomo fica ionizado e, consequentemente, ocorre um rearranjo eletrónico de modo a atingir-se uma configuração estável. No rearranjo, um eletrão de uma camada mais externa vai preencher a lacuna deixada no átomo, emitindo um fotão X característico no processo. Os fotões X característicos são específicos dos elementos do alvo e, tal como se pode observar na Figura 2.6, originam linhas discretas no espetro típico do tubo de raios X.

A radiação de *Bremsstrahlung* de menor energia não é útil em imagiologia por ser a mais

atenuada pelo material em estudo, não contribuindo positivamente para a imagem final e aumentando a dose de exposição. Por este motivo torna-se conveniente proceder à filtragem destes fotões. A filtragem é feita colocando uma placa metálica de alguns milímetros (geralmente de alumínio) em frente ao feixe produzido pelo tubo. Na Figura 2.6 é possível observar o espetro de radiação de *Bremsstrahlung* com e sem filtragem. Note-se que a filtragem aumenta a energia média do feixe de radiação [2, 13].

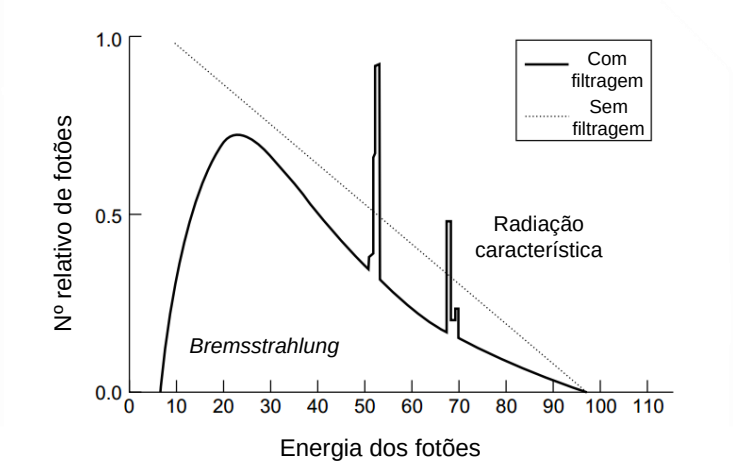


Figura 2.6: Espetro de radiação típico emitido por um tubo de raios X: com filtragem (a cheio) e sem filtragem (a tracejado). Pode observar-se o espetro contínuo de *Bremsstrahlung* e os picos característicos do material do alvo [adaptado de [2]].

Capítulo 3

Detetores gasosos

3.1 Princípios Base

A configuração básica de um detetor gasoso consiste num volume fechado dentro do qual se encontram dois elétrodos separados por um meio gasoso e entre os quais se estabelece uma diferença de potencial. Ao atravessar o detetor, a radiação ionizante pode interagir com o gás e gerar pares eletrão-ião. Estes pares de iões migram para zonas opostas do detetor devido ao campo elétrico produzido: os iões positivos são atraídos para o elétrodo negativo e os eletrões para o elétrodo positivo. Os eletrões e iões são posteriormente recolhidos nos respetivos elétrodos, gerando um sinal elétrico. [3, 4]

Ao conjunto dos eletrões gerados na ionização chama-se nuvem primária de eletrões. Os eletrões primários são todos os eletrões gerados devido à energia depositada pela partícula ionizante, independentemente do número de interações que ocorram [4].

Para gerar a nuvem primária de eletrões é necessário que a radiação incidente tenha energia suficiente para ionizar as moléculas do gás, tal como descrito na secção 2.1.2. Contudo, os fotões podem perder energia de outras formas, por exemplo na excitação, o que significa que a energia média perdida pelas partículas incidentes por cada par de iões formado é substancialmente maior que a energia de ionização. Esta energia média perdida é designada por valor-W e depende do gás utilizado e da energia e tipo de radiação ionizante. Observações empíricas mostram que, apesar da dependência com estes fatores, o valor-W é aproximadamente constante para muitos gases e tipos de radiação. O seu valor típico varia entre 25 e 35 eV, correspondendo a $24,2$ eV para o crípton, o meio gasoso utilizado neste trabalho [4, 14, 15].

A formação de pares eletrão-ião segue uma distribuição de Poisson caracterizada por um desvio padrão, σ, proporcional à raiz quadrada do número médio de pares formados, N:

$$\sigma \propto \sqrt{N} \tag{3.1}$$

Interessa-nos conhecer as flutuações no número médio de pares de iões formados porque estas influenciam a resolução em energia que é possível obter no detetor [4]. Resultados experimentais mostram que a variância obtida é sempre menor que a variância prevista pela estatística de Poisson, o que indica que os processos físicos que envolvem a produção de portadores de carga não são independentes. Por este motivo, em 1947, introduziu-se o fator Fano (F) que representa a variância relativa da distribuição real. Esta constante empírica é dada pela razão entre a variância observada em N e a variância prevista pela estatística de Poisson, N. [16]

Na ausência de campos elétricos ocorrem colisões entre os eletrões e iões criados, que resultam em recombinação e levam a um estado de neutralidade de carga. Ao aplicar um campo elétrico adequado os eletrões e iões vão derivar em direções opostas, suprimindo a recombinação.

Nos detetores gasosos utilizados na deteção de raios X, o número de eletrões gerados na nuvem primária (mesmo sem ocorrência de recombinação) é demasiado baixo para permitir a sua medição pela eletrónica. A aplicação de um campo elétrico adequado permite não só suprimir a recombinação mas também gerar um processo de multiplicação de carga. Nesta situação os eletrões derivam para a região do detetor onde o campo é mais intenso e sofrem aceleração entre colisões, adquirindo energia cinética. Quando o limite de ionização é alcançado, os eletrões primários possuem energia cinética suficiente para ionizar as moléculas do gás, criando novos pares de iões (carga secundária). A carga secundária fica sob o efeito do campo elétrico, produzindo também novos pares de iões, e assim sucessivamente num processo designado por avalanche de Townsend. À razão entre o número de eletrões primários e o número de eletrões recolhidos após a multiplicação chama-se ganho em carga ou fator de multiplicação. Este fator aumenta com o campo elétrico. [3, 4, 14, 17]

O processo de multiplicação de carga por avalanche de Townsend será discutido com maior detalhe na secção 3.3.1. Este processo permite produzir um sinal com magnitude muito maior que o sinal gerado pela nuvem primária, melhorando assim a SNR dos impulsos medidos.

3.1.1 Difusão, deriva e mobilidade de eletrões em gases

Na ausência de campos elétricos um eletrão move-se livremente no meio gasoso, alterando aleatoriamente a sua direção de difusão entre colisões, o que resulta numa trajetória sinuosa. Estas colisões levam à perda de energia dos eletrões, que chegam rapidamente ao equilíbrio com o gás e acabam por sofrer recombinação.

Para evitar a recombinação é necessária uma rápida separação de cargas, que se consegue através da aplicação de um campo elétrico intenso. Os iões positivos derivam na direção do vetor do campo elétrico e os eletrões derivam na direção oposta.

A velocidade de deriva dos eletrões é dada pela expressão:

$$\upsilon = \frac{\mu_e \times \xi}{p} \tag{3.2}$$

em que μ_e corresponde à mobilidade dos eletrões, ξ corresponde à intensidade do campo elétrico e p corresponde à pressão do gás [4].

Maior velocidade de deriva dos portadores de carga significa uma medição mais rápida de sinais elétricos, o que é muito importante na maioria dos dispositivos. A mobilidade dos eletrões é cerca de 1000 vezes superior à mobilidade dos iões positivos, sendo os seus tempos de recolha da ordem dos μs e dos ms, respetivamente. Este fator torna os sinais gerados pelos iões positivos indesejáveis em várias aplicações. Em detetores sensíveis à posição, a distância de difusão (da ordem dos milímetros no caso dos eletrões) influencia a resolução espacial que é possível obter. [4, 14]

A irradiação constante do detetor gasoso de radiação resulta numa taxa constante de formação de pares eletrão-ião, que depende da taxa de pares perdidos na recombinação, difusão e migração no gás. Na presença de um campo elétrico adequado, o sinal recolhido nos elétrodos pode ser uma representação precisa do número de pares de iões primários. [4, 14, 17]

3.2 Regiões de operação dos detetores gasosos

Os detetores gasosos podem funcionar em diferentes regiões de operação consoante a tensão aplicada entre os seus elétrodos, tal como mostra a Figura 3.1.

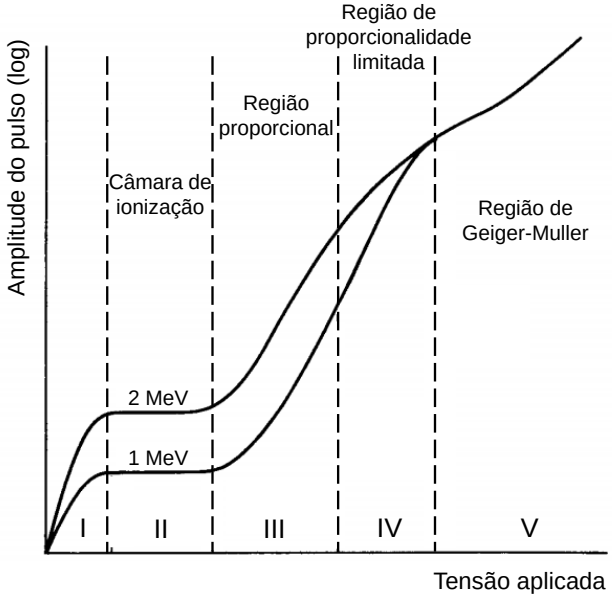


Figura 3.1: Regiões de operação dos detetores gasosos em função da tensão aplicada entre os seus elétrodos, sob taxa de irradiação constante [adaptado de [4]].

Para tensões muito reduzidas está-se na região I onde a recombinação é muito elevada e portanto a carga recolhida é menor que a carga primária. Aumentando um pouco a intensidade do campo elétrico vai-se suprimir a recombinação, contudo, ainda não ocorre multiplicação de carga. Assim sendo, o sinal medido mantém-se aproximadamente constante até ser atingido o limiar de ionização do gás. Esta região chama-se região de saturação (região II) e corresponde ao modo de operação das câmaras de ionização. Aumentando a tensão acima do limiar de ionização inicia-se o processo de multiplicação de carga e atinge-se a região de proporcionalidade (região III). A carga final recolhida é diretamente proporcional ao número de eletrões presentes na nuvem primária, uma vez que estes geram, em média, igual número de ionizações. O detetor utilizado neste trabalho opera na região de proporcionalidade. Para tensões ainda mais elevadas surgem efeitos não lineares. O aumento do campo elétrico faz aumentar a concentração de iões positivos, que se acumulam no meio gasoso devido à sua mobilidade reduzida e geram um campo contrário ao criado pelos elétrodos. Este efeito limita a proporcionalidade (região IV) e, portanto, o número de eletrões gerados na avalanche deixa de ser proporcional ao número de eletrões primários. A região V é designada por região de Geiger-Müller. Neste caso a proporcionalidade é perdida e todo o volume do detetor fica ionizado com uma só interação, originando impulsos com mesma amplitude independentemente da energia dos fotões X incidentes. Os detetores de Geiger-Müller funcionam apenas como contadores de eventos. [4, 14]

3.3 Detetores de avalanche

3.3.1 Multiplicação de carga

Tal como referido anteriormente, a multiplicação de carga é possível através da aplicação de um campo elétrico adequado, que resulta na aceleração dos eletrões primários entre colisões. A ionização secundária ocorre quando a energia cinética adquirida pelos eletrões ultrapassa o limite de ionização do gás de enchimento utilizado. A carga secundária também fica sob a ação do campo elétrico, produzindo mais ionizações num processo em cascata designado por avalanche de Townsend. [3, 4, 14, 17]

A avalanche de Townsend é descrita pelo coeficiente de Townsend, α, que mede a probabilidade de ocorrência de ionização por unidade de caminho percorrido. Assim sendo, ocorrendo multiplicação de carga, o aumento do número de eletrões por percurso dx pode escrever-se da seguinte forma:

$$dn = n\alpha dx \tag{3.3}$$

O coeficiente α depende do gás de enchimento utilizado e depende, entre outros fatores, do campo elétrico, sendo igual a zero abaixo do limite de ionização e aumentando com o campo quando acima desse limite. [4, 14, 17]

Para um campo elétrico uniforme tem-se um valor constante de α e o número médio de eletrões produzidos na avalanche por cada eletrão primário aumenta exponencialmente com a distância através da expressão:

$$n = N \exp(\alpha x) \tag{3.4}$$

O fator de multiplicação, M, é dado pela razão $\frac{n}{N}$. Embora segundo a equação (3.4) o fator de multiplicação possa aumentar sem limite, existe um limite físico acima do qual ocorre descarga ($M > 10^8$) [4].

A recolha de todos os eletrões livres termina o processo de multiplicação de carga em avalanche e sob condições adequadas, explicitadas na secção 3.2, é possível recolher uma carga final proporcional ao número de pares eletrão-ião primários.

3.3.2 Seleção de gases de enchimento

A escolha do gás de enchimento depende das especificações do detetor e do propósito para o qual este vai ser utilizado, contudo, existem requisitos fundamentais que devem ser preenchidos: eficiência de deteção, proporcionalidade entre a energia da radiação e a resposta do detetor, elevada multiplicação de carga, baixas tensões de operação e elevada taxa de contagem. [4, 14]

Existem vários processos que levam à degradação da resolução espacial no detetor. Por exemplo, após a ionização os eletrões podem viajar no gás antes de interagir, o que significa que o local onde se dá a formação de avalanche pode não corresponder ao local onde ocorreu a ionização inicial. Para além disto, durante o processo de multiplicação de carga os eletrões podem induzir excitação em vez de ionização secundária. A consequente desexcitação resulta na produção de fotões na gama do VIS ou UV, que podem interagir com eletrões e causar mais avalanches, levando à perda da proporcionalidade na multiplicação de carga e/ou gerando impulsos espúrios. Este processo também pode aumentar o tempo morto[1] do detetor. Para

[1] Tempo mínimo necessário para distinguir dois eventos diferentes de modo a que sejam registados separadamente [4].

evitar estas interações podem-se adicionar pequenas quantidades de gases poliatómicos ao gás principal. Estes gases, conhecidos por gases moderadores (do inglês: *quenching gases*), absorvem fotões e impedem ionizações futuras através da dissipação de energia por dissociação ou colisões elásticas. A introdução destes gases moderadores pode alterar significativamente as propriedades do gás de enchimento principal, tais como o seu valor-W e as suas características de deriva e difusão. [4, 15, 17, 18]

A ligação de eletrões aos átomos do gás deve ser evitada para que o detetor opere de forma eficiente, como tal, os gases eletronegativos são indesejáveis. Os gases nobres são os mais indicados por serem inertes à pressão e temperatura ambiente, por necessitarem de baixas tensões para formar avalanche, por terem elevado poder de paragem e pela sua capacidade de absorver radiação nuclear. Gases nobres pesados como o Xe e o Kr são mais eficientes na deteção de raios X, representando a melhor escolha para aplicações de imagiologia. [14, 15, 18]

Os detetores gasosos podem ser desenhados de forma a manter o gás permanentemente selado no seu interior, o que é conveniente para gases dispendiosos como o Xe e o Kr, ou podem operar em fluxo contínuo de gás. No modo de fluxo contínuo torna-se mais simples manter a pureza do gás e proceder, se desejável, à sua troca. O detetor utilizado neste trabalho opera em modo selado com uma atmosfera de Kr puro a 1 bar. Para aumentar o seu tempo de vida e garantir uma performance estável desenvolveu-se um sistema de purificação de gás baseado em *getters*, que removem as impurezas eletronegativas e reciclam o gás. [4, 19]

Em estudos anteriores, um detetor semelhante ao utilizado neste trabalho foi testado para aplicações de imagiologia de raios X a operar numa atmosfera de Ne/CH_4 (95/5) [6]. Esta mistura de gases limitava claramente a performance do detetor, que podia ser melhorada em termos de eficiência de deteção e resolução espacial para fotões de elevada energia utilizando gases nobres mais densos. A Figura 3.2 mostra a absorção relativa de raios X para o Kr, Xe e para a mistura de Ne/CH_4.

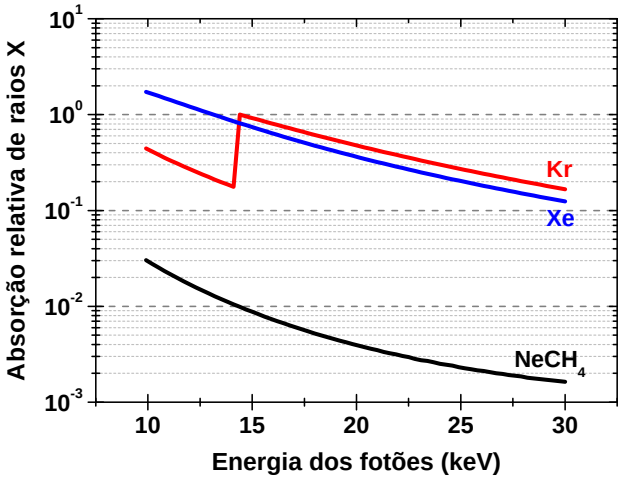


Figura 3.2: Absorção relativa de raios X para Xe, Kr e uma mistura de Ne/CH_4. Observa-se que Kr tem maior eficiência de absorção que o Xe para energias acima da sua descontinuidade e que a eficiência da mistura Ne/CH_4 é duas ordens de magnitude inferior às eficiências do Xe e do Kr [1].

Pode-se observar que, para a gama de energias considerada, o Kr e o Xe apresentam eficiências de absorção duas ordens de magnitude mais elevadas que a mistura Ne/CH_4.

Também se pode observar que o Xe têm maior eficiência de absorção que o Kr para energias abaixo de aproximadamente 15 keV, mas mais baixa para energias entre os 15 e os 30 keV, que corresponde à gama de energias utilizada no estudo da mama.

Os vários argumentos apresentados nesta secção levaram a concluir que o Kr seria o gás mais indicado para utilizar como meio de deteção.

3.4 Detetores gasosos microestruturados

O conceito de detetores gasosos microestruturados (MPGDs) surgiu no final dos anos 80, motivado pela evolução da tecnologia PCB [20–22].

Os MPGDs apresentam várias características que os tornam interessantes para aplicações de imagiologia de raios X, tais como [4, 23]:

- Possibilidade de rejeitar ruído eletrónico estabelecendo um limite mínimo de amplitude de deteção (*threshold*);
- Possibilidade de elevada taxa de contagem (10^6Hz);
- Boa resolução em posição (na gama das centenas de micrometros);
- Operação à temperatura ambiente;
- Ausência de áreas mortas;
- Possibilidade de desenvolver grandes áreas de deteção (maior que algumas centenas de cm^2);
- Baixa complexidade eletrónica (usa apenas 4 canais) e baixo custo;
- Versatilidade e portabilidade.

Neste trabalho estudou-se um MPGD baseado numa microestrutura *Thick*-COBRA (THCOBRA). Este detetor opera na região de proporcionalidade, em regime de contagem de fotão único e apresenta discriminação de posição e energia, o que significa que é capaz de distinguir a posição e energia de cada fotão que interage no seu volume ativo. Estas informações permitem melhorar a qualidade da imagem, aumentar a SNR, extrair mais informações e/ou reduzir a dose de radiação através da aplicação de técnicas como a *Energy Weighting Technique* (EWT) [6, 23, 24]. Esta técnica será discutida de forma breve na secção 3.4.4.

A THCOBRA foi baseado numa outra microestrutura designada por *Micro-Hole & Strip Plate* (MHSP). As propriedades e princípios de operação destas microestruturas encontram-se descritas nas secções seguintes.

3.4.1 MicroHole & Strip Plate

A *Micro-Hole & Strip Plate* (MHSP) é uma microestrutura híbrida que combina duas outras microestruturas numa só: a *MicroStrip Plate* (MSP) e a *Gas Electron Multiplier* (GEM).

A MSP foi desenvolvida em 1988 por A. Oed [21] e consiste numa série de pequenas fitas metálicas (ânodos e cátodos) dispostas alternadamente num substrato isolador. A polarização destes elétrodos, por aplicação de um campo elétrico adequado, permite focar os eletrões

primários em direção aos ânodos gerando multiplicação de carga em avalanche. A carga final é recolhida nos ânodos e é proporcional ao número de eletrões presentes na nuvem primária. [4, 22]

A GEM foi desenvolvida por F. Sauli em 1996 [25] Esta microestrutura consiste numa película fina de um polímero isolador revestida em ambos os lados por um filme fino metálico. Periodicamente dispostos ao longo da estrutura encontram-se furos circulares bicónicos e submilimétricos que atravessam toda a sua espessura. Ao aplicar uma diferença de potencial adequada entre ambas as faces gera-se um campo elétrico que direciona os eletrões para os furos (onde o campo é mais intenso devido à maior concentração de linhas de campo), resultando na multiplicação de carga em avalanche. A carga final emerge no outro lado da estrutura GEM. [4, 25–27]

A *MicroHole & Strip Plate* foi desenvolvida em 2000 por J. F. C. A. Veloso [28] e integra num só dispositivo dois estágios independentes de multiplicação de carga. O primeiro estágio ocorre no interior dos furos (tipo GEM) enquanto que o segundo estágio ocorre após os eletrões emergirem dos furos e serem direcionados para a proximidade dos ânodos (tipo MSP).

Tanto a MHSP como a GEM são fabricadas com tecnologia PCB a partir de uma camada de Kapton®. Este substrato tem 50 μm de espessura e é revestido em ambas as faces por um filme fino de Cu com 5 μm de espessura. Na face inferior é gravada uma série de microfitas (ânodos e cátodos) dispostas alternadamente, de forma semelhante ao encontrado nas estruturas MSP. Tal como a GEM, a MHSP apresenta um padrão periódico de furos circulares bicónicos que atravessam toda a estrutura e que se encontram centrados nas microfitas correspondentes aos cátodos. A distribuição dos furos é hexagonal de forma a aumentar o fator de compactação entre eles, promovendo assim o aumento da eficiência do detetor. Na face superior encontram-se microfitas dispostas ortogonalmente às microfitas da face inferior, acompanhando a periocidade dos buracos. As microfitas da face superior chamam-se *tops*. Duas linhas resistivas ligam os ânodos (na face inferior) e os *tops* (na face superior), respetivamente, permitindo assim a discriminação 2D da posição. [28–32]

O princípio de operação da MHSP encontra-se ilustrado na Figura 3.3.

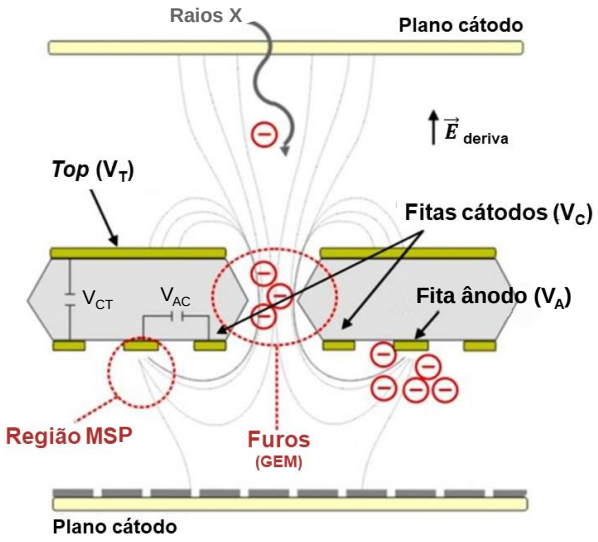


Figura 3.3: Princípio de operação da MSHP: a carga primária sofre dois estágios de multiplicação, um no interior dos furos e outro nas proximidades dos ânodos [adaptado de [5]].

Os fotões X incidentes no detetor interagem com o meio gasoso na região de deriva (entre a janela do detetor e a MHSP), produzindo uma nuvem primária de eletrões. O número de eletrões gerados é proporcional à energia dos fotões X incidentes. A ação de um campo elétrico fraco na região de deriva direciona os eletrões primários para a proximidade dos furos da estrutura. A aplicação de uma diferença de potencial adequada entre os *tops* e os cátodos (V_{CT}) faz com que os eletrões sejam direcionados para os furos resultando no primeiro estágio de multiplicação de carga em avalanche, tal como ocorre nas estruturas GEM. Outra diferença de potencial, estabelecida entre os cátodos e os ânodos (V_{AC}), faz com que os eletrões emergentes dos furos sejam focados para a proximidade dos ânodos induzindo uma nova multiplicação de carga, similar à que ocorre na MSP. Este último estágio de multiplicação de carga resulta da dimensão reduzida dos ânodos, que aumenta a densidade de linhas de campo na sua proximidade. Por fim, a carga total produzida é recolhida nos ânodos e conduzida até à linha resistiva da face inferior, onde é dividida. A quantidade de carga que chega a cada extremo da linha resistiva depende da posição de interação: à extremidade mais próxima do ponto de interação chegará um sinal de maior amplitude relativamente à extremidade oposta. Estas cargas são recolhidas no fim da linha por dois pré-amplificadores, um em cada extremo. [28, 31–33]

3.4.2 *Thick*-COBRA

A *Thick*-COBRA (THCOBRA) foi desenvolvida em 2010 por F. D. Amaro [34] e assemelha-se a uma estrutura MHSP mais robusta [28]. Esta microestrutura combina a discriminação da posição de interação da MHSP e a robustez da *Thick*-GEM (THGEM) [35].

A THGEM corresponde a uma versão mais robusta da GEM. Em termos de conceção, uma das maiores diferenças entre elas consiste na existência de um rebordo em torno dos furos da THGEM. Este rebordo permite aumentar o ganho e a estabilidade do sistema, reduzindo a probabilidade de descarga, contudo, a THGEM apresenta pior resolução espacial. [36–38]

A THCOBRA, apresentada na Figura 3.4, consiste numa placa G10 com $0,4$ mm de espessura, revestida em ambas as faces por um filme fino de Cu com 50 μm de espessura. Esta microestrutura apresenta um padrão de furos com $0,3$ mm de diâmetro e com um rebordo de $0,08$ mm em torno destes e em ambas as faces da estrutura. Na face inferior é gravada uma série de fitas (ânodos e cátodos) com 40 μm de largura e um *pitch* de 1 mm. A utilização de fitas mais finas, quando comparadas com versões anteriores, permitiu melhorar a performance do detetor [6]. Um padrão de fitas ortogonal ao primeiro é gravado na face superior da estrutura, permitindo assim uma discriminação de posição 2D [4, 6]. Na Figura 3.4 pode-se observar que as fitas dos *tops* têm uma geometria em ziguezague enquanto que as fitas dos ânodos têm uma geometria serpenteada, daí a origem do nome *Thick*-COBRA.

O princípio de operação da THCOBRA, esquematizado na Figura 3.5, é muito semelhante ao princípio de operação da MHSP. Quando fotões X incidem no detetor, interagem com o meio gasoso produzindo eletrões na ionização, preferencialmente por efeito fotoelétrico. Estes eletrões primários derivam para os furos da microestrutura por ação de um campo elétrico fraco aplicado na região de deriva (entre a janela do detetor e a THCOBRA). No interior dos furos, um campo elétrico intenso gerado pela aplicação de tensões adequadas nos *tops* e nos cátodos (V_{CT}), induz o primeiro estágio de multiplicação de carga. Quando os eletrões emergem dos furos ocorre um novo estágio de multiplicação de carga na proximidade dos ânodos devido à ação de outro campo elétrico gerado entre os cátodos e os ânodos (V_{AC}). A carga resultante é recolhida nos ânodos. [6, 7, 34]

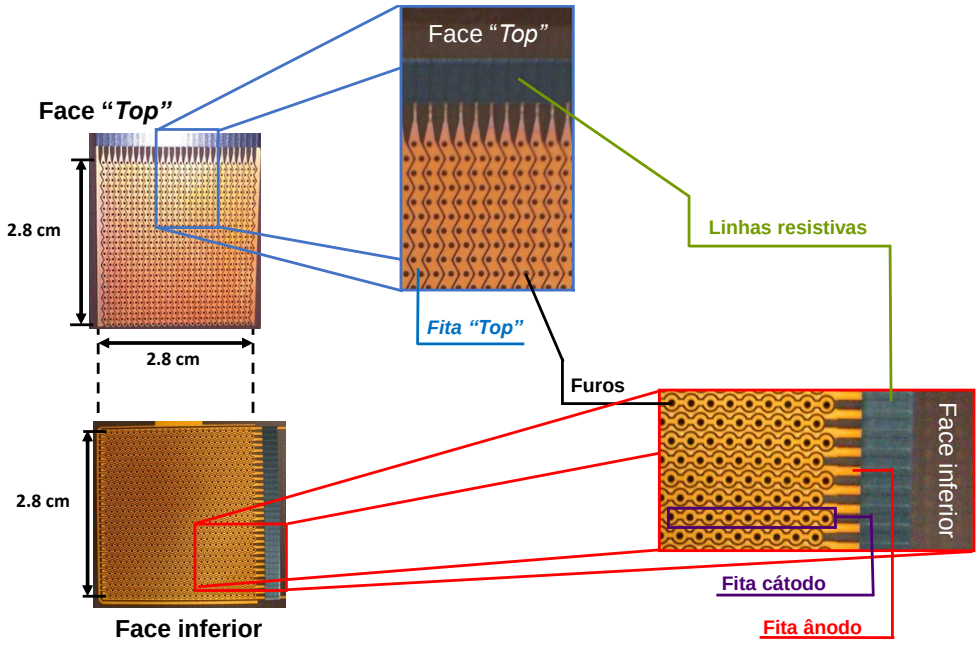


Figura 3.4: Fotografias da face superior (*top*) e da face inferior da estrutura THCOBRA utilizada neste trabalho, com vista detalhada dos elétrodos, furos e linhas resistivas [6].

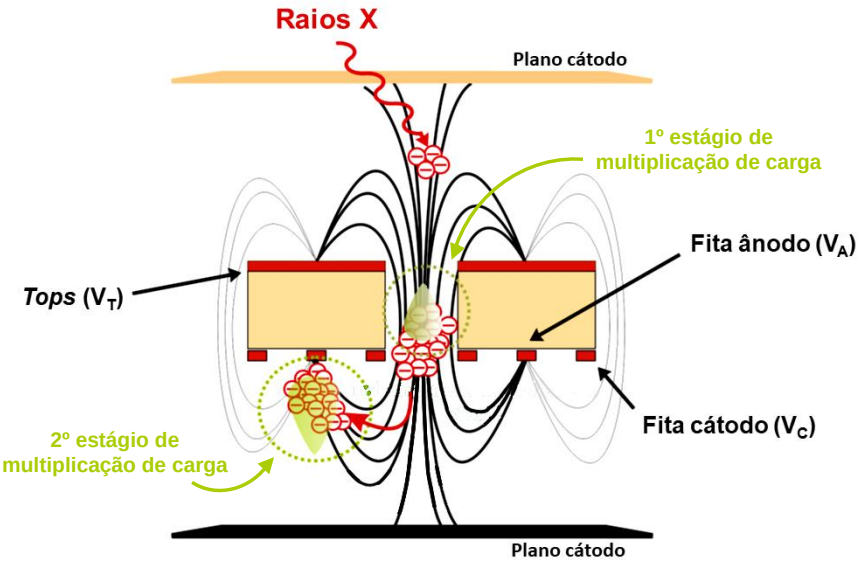


Figura 3.5: Princípio de operação da THCOBRA: a carga primária sofre dois estágios de multiplicação, um no interior dos furos e outro nas proximidades dos ânodos [adaptado de [6]]

.

3.4.3 Discriminação de posição e energia

Tal como uma estrutura MHSP, a THCOBRA apresenta duas linhas resistivas, dispostas ortonogalmente entre si, que ligam as fitas dos ânodos na face inferior e as fitas dos *tops* na face superior. Estas linhas permitem a discriminação bidimensional da posição e da energia. Na estrutura THCOBRA, o valor típico da resistência entre elétrodos que garante a linearidade da determinação da posição e a SNR é aproximadamente 50 Ωmm^{-1} [7, 39].

A carga final depositada nos ânodos é recolhida por pré-amplificadores que se encontram nas extremidades da linha resistiva. Sabe-se que à extremidade mais próxima do ponto de interação chegará um sinal de maior amplitude que o sinal que chegará à extremidade oposta. Conhecendo estas duas amplitudes torna-se possível determinar o centro da distribuição da avalanche de eletrões numa das coordenadas cartesianas. Na face superior o sinal em carga também é recolhido por efeito capacitivo e, através do mesmo princípio de divisão resistiva de carga, é possível determinar a segunda coordenada de posição [7, 32, 40]. Este processo encontra-se esquematizado na Figura 3.6.

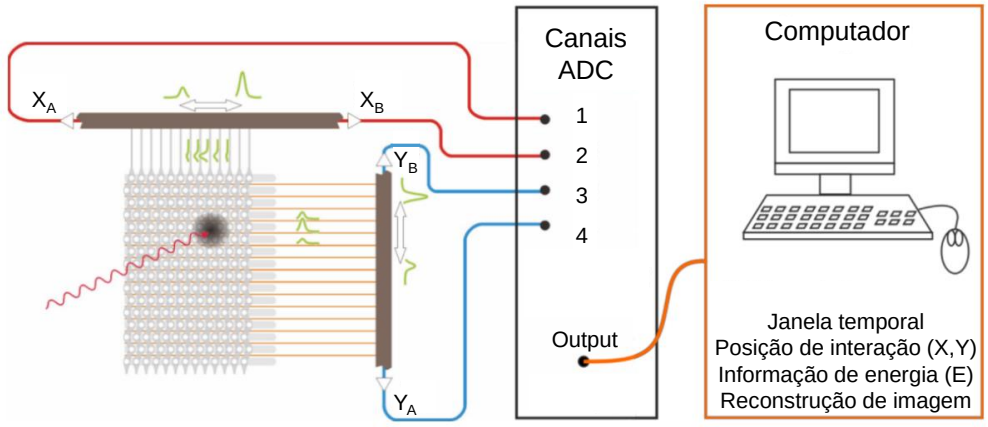


Figura 3.6: Esquema do método de determinação da energia e posição de interação do fotão X com a THCOBRA [adaptado de [7]].

A coordenada X da posição de interação dos fotões com a THCOBRA é dada pela equação:

$$X = k\frac{X_A}{X_A + X_B} \tag{3.5}$$

em que X_A e X_B correspondem às amplitudes dos sinais recolhidos nas duas extremidades da linha resistiva e k corresponde a uma constante de calibração. A coordenada Y é calculada de forma idêntica, utilizando as amplitudes dos sinais recolhidos na outra linha resistiva. Assim sendo, para determinar a posição de interação necessitamos apenas de quatro pré-amplificadores, o que torna o nosso sistema mais simples e menos dispendioso [7, 32].

A THCOBRA também permite determinar a energia de cada fotão através da soma das amplitudes dos sinais numa das linhas resistivas. A energia do fotão detetado é proporcional à amplitude destes sinais e pode ser calculada pela equação:

$$E = k(X_A + X_B) \tag{3.6}$$

Os sinais medidos na face superior (*tops*) são induzidos pela carga nos ânodos, sendo a sua amplitude 35 a 45% mais baixa que a amplitude dos sinais na face inferior. Consequentemente

a SNR é também mais baixa nos *tops*. Os sinais dos ânodos são por isso os mais utilizados na determinação da energia dos fotões incidentes. [32, 33]

3.4.4 Técnica de ponderação em energia

Em detetores de raios X convencionais a energia de todos os fotões detetados é integrada e, portanto, a intensidade de um pixel é o resultado da carga depositada por todos os fotões que nele interagem. Detetores que operem em regime de fotão único, como é o caso do detetor utilizado neste trabalho, têm capacidade de discriminação de posição e energia para cada evento. A informação de energia permite melhorar de várias formas a qualidade das imagens (SNR e contraste) e, consequentemente, a dose de radiação administrada pode ser reduzida [6, 24].

Dependendo das estruturas/materiais em estudo pode-se selecionar uma gama de energias mais favorável, isto é, desprezando certas energias torna-se possível realçar zonas de maior importância na imagem, aumentando o contraste. [7]

Outra forma de melhorar o contraste baseia-se na atribuição de um fator de ponderação a cada fotão em função da sua energia. Ao atribuir a cada fotão um determinado peso na imagem final está-se a estabelecer a importância de cada sinal, permitindo assim aumentar a relevância de uns em detrimento de outros [24, 41]. Se o fator de ponderação for constante para todos os eventos obtém-se uma imagem de contagem (do inglês: *counting image*) em que são contados os fotões que interagem em cada pixel. Um fator de ponderação proporcional à energia dos fotões resulta numa imagem de integração (do inglês: *integrated image*). Na *Energy Weighting Technique* (EWT) o fator de ponderação é proporcional a E^{-3} [41].

A SNR depende da transmitância que, por sua vez, depende do coeficiente de atenuação do material em estudo. Assim sendo, cada material terá um fator de ponderação ótimo. O coeficiente de atenuação tem uma componente dependente da energia, devida ao efeito fotoelétrico, e uma componente constante, devida ao efeito de Compton. Para baixas energias (até 40 keV), o efeito de atenuação dominante é o efeito fotoelétrico e portanto o fator de ponderação ideal será proporcional a E^{-3} (ver secção 2.1.2) e praticamente independente da composição do material em estudo. Para energias mais elevadas o efeito de Compton torna-se mais relevante e o fator de ponderação começa a desviar-se da maximização da SNR. Na prática é necessário adaptar o fator de ponderação. [24, 41, 42]

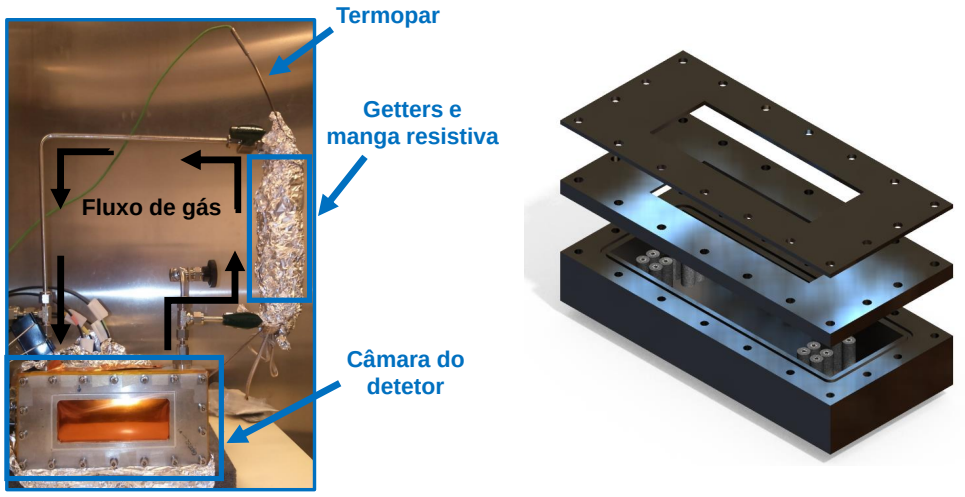
As referências [24] e [42] mostram que o tamanho dos canais de energia influenciam a SNR quando se aplica a *Energy Weighting Technique*. Independentemente do tamanho dos canais há sempre melhoria da SNR, contudo, para canais de energia mais pequenos a melhoria é mais elevada.

Capítulo 4

Sistema experimental

4.1 Detetor gasoso de radiação

A estrutura 2D-THCOBRA utilizada, com uma área ativa de $2,8 \times 2,8$ cm^2, encontra-se no interior de uma câmara de duralumínio cheia com Kr puro ($99,999\%$ de pureza) a 1 bar. O detetor opera em modo selado e possui um sistema de purificação de gás baseado em *getters*, visível na Figura 4.1.



(a) (b)

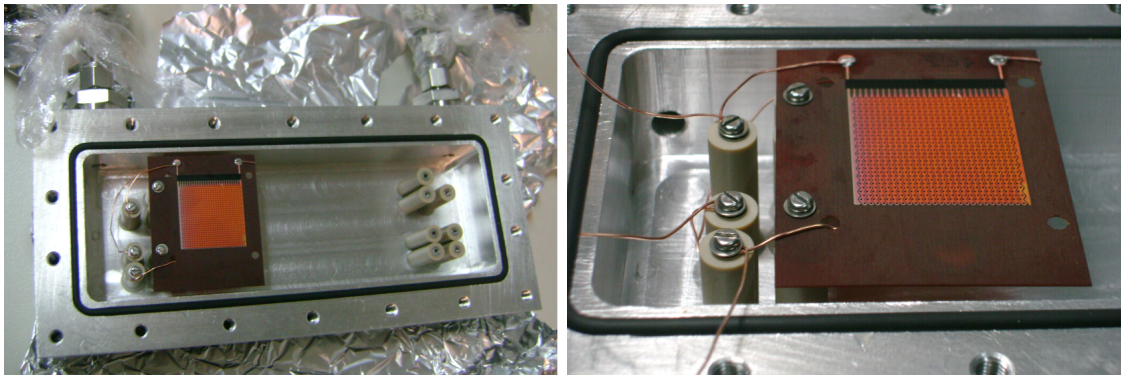
Figura 4.1: (a) Fotografia do detetor e sistema de purificação de gás baseado em *getters* e (b) esquema do corpo do detetor [8].

A frente do detetor foi desenhada de forma a permitir a fixação de uma janela de 125 μm de espessura de Kapton® da DuPont™, um isolador transparente aos raios X na gama de energias utilizada e com elevada estabilidade mecânica e térmica. A face interior deste isolador encontra-se revestida por uma fina camada de alumínio, depositada por evaporação e colocada em contacto com o corpo do detetor. Esta camada permite ligar a janela à massa e funciona como cátodo de deriva, estabelecendo um campo elétrico de deriva entre a janela e a THCOBRA. A janela tem 45 mm de largura e 130 mm de comprimento.

Na Figura 4.1 (b) pode-se observar que o corpo do detetor possui uma estrutura intermédia que aumenta a região de deriva e auxilia na fixação da janela de Kapton®. A região de deriva encontra-se entre a janela e a THCOBRA e tem 1 cm de profundidade. Neste trabalho estabeleceu-se um campo elétrico de deriva de aproximadamente 450 Vcm^{-1}.

Os furos visíveis na Figura 4.1 (b) permitem fixar as três camadas do corpo do detetor com parafusos. Nas extremidades da parte superior da terceira camada do detetor existem ainda dois furos que permitiram a instalação do sistema de purificação de gás.

A ligação da THCOBRA ao exterior é feita na parte posterior do detetor, através de contactos elétricos de aço inoxidável. Estes contactos encontram-se isolados do corpo do detetor e ligados à THCOBRA por meio de parafusos e/ou fios metálicos, como se pode observar na Figura 4.2. A parte externa dos contactos elétricos encontra-se ligada a uma placa PCB que, por sua vez, se encontra ligada a uma fonte de alimentação e à eletrónica de leitura dos sinais.



(a) (b)

Figura 4.2: Fotografias da THCOBRA ligada aos contactos elétricos do detetor.

A THCOBRA foi colocada no lado esquerdo do detetor, com a face "*top*"voltada para a janela e a face correspondente aos ânodos voltada para a parte posterior da câmara. Tal como mostra a Figura 4.2, a linha resistiva da face "*top*"encontra-se na horizontal, portanto, a linha resistiva dos ânodos encontrar-se-á na vertical. Como a microestrutura foi fixa no lado esquerdo do detetor, as fontes de radiação utilizadas neste trabalho foram alinhadas desse lado. Na Figura 4.2 também é possível observar um dos *o-rings* que ajudam a selar o interior do detetor na totalidade.

Antes de proceder à montagem e selamento do sistema é necessário limpar todos os seus componentes de forma a remover quaisquer impurezas que possam contaminar o gás, diminuindo o tempo de vida do detetor. Esta limpeza foi efetuada anteriormente a este trabalho e consistiu numa lavagem com água e detergente seguida de um banho com água destilada, um banho com isopropanol e um banho com acetona. Por fim as peças foram colocadas numa estufa a 50°C durante aproximadamente 30 minutos [8]. Neste trabalho a montagem do sistema foi feita num ambiente limpo e utilizando luvas, não sendo necessário repetir a limpeza de todas as peças.

4.2 Sistema de purificação de gás

O sistema de purificação de gás desenvolvido para este detetor baseia-se nas *getters* St 707™ da SAES, que são capazes de adsorver[1] impurezas do gás, contribuindo assim para a estabilidade do sistema. É importante que a performance do detetor seja estável para que se obtenham resultados reprodutíveis. A temperatura de operação das *getters* é de 200°C, o que permite que o gás circule através delas, pelo sistema de circulação e pelo detetor por convecção.

O sistema de circulação de gás possui um cilindro de alumínio onde se depositaram as *getters*, e duas válvulas, visíveis na Figura 4.1 (a), que permitiram isolar esta parte do sistema durante esse processo. O manuseamento das *getters* foi feito com cuidado e utilizando luvas.

As *getters* podem ser feitas de vários materiais e podem apresentar diferentes tamanhos e geometrias. As *getters* St 707™ utilizadas (do tipo *Washer* 833) consistem numa liga ternária de 70% de zircónio, 24,6% de vanádio e 5,4% de ferro, e têm formato de pastilhas cilíndricas com um furo no centro. Estas possuem 8 mm de diâmetro externo, 3 mm de diâmetro interno, 3 mm de altura, uma área de superfície de 190 mm^2 e pesam 600 mg cada [10]. Na Figura 4.3 é possível observar algumas das configurações de *getters* disponibilizadas pela SAES.

Figura 4.3: Algumas configurações de *getters* existentes no mercado [9].

As *getters* St 707™ da SAES possuem uma película passivante[2] que precisa de ser removida por aplicação de temperaturas elevadas para que o processo de purificação seja iniciado, ou seja, para permitir que as moléculas do gás comecem a reagir com a liga. Ao aquecer o cilindro onde se encontram as *getters* segundo as recomendações do fabricante presentes na referência [10], a película é adsorvida pelas próprias *getters*. Segundo esta referência, o aquecimento deve ser feito em vácuo (pelo menos 10^{-3} mbar) ou em atmosfera inerte (caso dos gases nobres), de forma a prevenir a acumulação de moléculas na superfície das *getters*.

Começou-se então por fazer vácuo em todo o sistema, incluindo o sistema de purificação de gás. Foram necessários vários ajustes de modo a corrigir fugas em conectores de peças, encontradas com o auxílio de isopropanol. Na presença de fugas, o isopropanol é rapidamente absorvido para o interior da câmara, causando variações de pressão. O processo de obtenção

[1] A adsorção consiste na adesão, por fixação, das impurezas à superfície das *getters* [43].

[2] Película protetora colocada sobre a superfície de metais com o objetivo de os proteger da corrosão [43].

de vácuo foi realizado muito lentamente para garantir a integridade da janela de Kapton®, tendo-se atingido pressões na ordem dos 10^{-5} mbar.

De seguida procedeu-se ao enchimento do detetor com Kr puro até se atingir uma pressão de 1 atm. Mais uma vez este enchimento foi realizado de forma lenta para garantir a integridade da janela. Um medidor de pressão montado no circuito de purificação de gás permite verificar se a pressão no interior do sistema se mantém constante.

Para proceder ao aquecimento das *getters* colocou-se um termopar em contacto com o cilindro e enrolou-se uma manga resistiva em torno destes. Esta manga foi posteriormente coberta com papel de alumínio, como mostra a Figura 4.1 (a).

Segundo a referência [10], a ativação standard que garante a ativação total das *getters* deve ser feita a 450 ± 50°C durante aproximadamente 10 minutos. Contudo, para temperaturas mais baixas ($300 - 400$°C), a ativação total também é garantida desde que o aquecimento seja feito durante um maior período de tempo. A Figura 4.4 ilustra a relação entre a eficiência de adsorção das *getters* St 707™ e as condições de ativação.

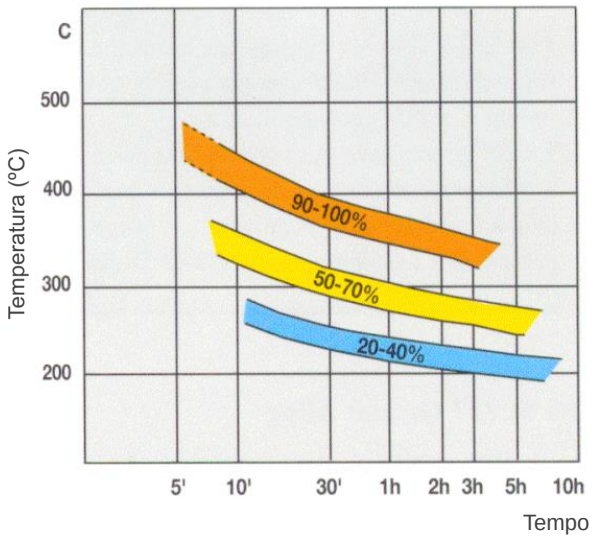


Figura 4.4: Eficiência de adsorção das *getters* St 707™ da SAES em função das condições de ativação (temperatura e tempo) [10].

Durante aproximadamente uma hora aumentou-se a temperatura do controlador até aos 350°C, o que garante uma eficiência entre 90 e 100%. A temperatura de operação das *getters* após a ativação (que garante a adsorção das impurezas) é de 200°C, portanto, as *getters* foram mantidas continuamente a esta temperatura.

Depois da ativação, impurezas tais como H_2, H_2O, CO, CO_2 e N_2 são adsorvidas. Os hidrocarbonetos também são adsorvidos para temperaturas de operação superiores a 200°C, sendo que apenas os gases inertes não são adsorvidos. A porosidade das *getters* permite que as impurezas adsorvidas sejam difundidas para o seu interior [10].

Depois de adsorvidos, átomos de oxigénio, carbono e nitrogénio não voltam a ser libertados devido às fortes ligações que estabelecem com a liga metálica, contudo, a adsorção de hidrogénio pode ser revertida a temperaturas elevadas. A acumulação excessiva de hidrogénio pode causar fragmentação das *getters*, portanto, a quantidade de *getters* a utilizar deve adequar-se à quantidade de hidrogénio que é necessário adsorver [10].

A baixas temperaturas apenas a superfície das *getters* adsorve, o que significa que a eficiência é comprometida. Para que as *getters* voltem a funcionar corretamente é necessário proceder à sua reativação que, segundo a referência [10], se faz repetindo as condições de ativação iniciais.

Durante a realização deste trabalho surgiu a necessidade de proceder à reativação das *getters* algumas vezes. Numa das situações começou a observar-se um desempenho pior no detetor, que foi rapidamente corrigido após a reativação. Posteriormente, em dois outros momentos, observou-se um aumento abrupto da pressão no interior do sistema, evidenciado pelo medidor de pressão e pelo aumento de pressão na janela, que se considerou ser resultado da má operação das *getters*. Inicialmente trocou-se o gás de enchimento e reativaram-se as *getters*, o que melhorou a performance do detetor, contudo, pouco tempo depois voltou a observar-se um aumento da pressão. Concluiu-se então que a melhor solução seria trocar as *getters* e voltar a trocar o gás no detetor. Ao abrir o cilindro onde se encontravam as *getters* constatou-se que estas se encontravam parcialmente pulverizadas, tendo sido necessário limpar o interior do cilindro com ar comprimido. Desta vez, a ativação das *getters* consistiu no aumento da temperatura até 360ºC durante aproximadamente 35 minutos, o que resultou numa eficiência de adsorção semelhante à obtida inicialmente (Figura 4.4). Após este processo o detetor voltou a funcionar corretamente, atingindo os mesmo valores de ganho em carga.

Não se conseguiu estabelecer a causa para a pulverização das *getters*, existindo duas principais hipóteses a considerar: a quantidade de hidrogénio possivelmente presente no sistema e as condições de armazenamento das *getters*. Tal como referido anteriormente, a acumulação excessiva de hidrogénio pode levar à fragmentação das *getters*, sendo necessário ajustar a quantidade de *getters* utilizada no sistema. A utilização de uma maior quantidade de *getters* envolveria redesenhar o cilindro que as suporta e, consequentemente, redesenhar a tubagem do sistema de purificação do gás. Quanto ao armazenamento das *getters* sabe-se que estas são embaladas num atmosfera de árgon, que lhes garante um tempo de vida bastante grande. Depois das embalagens serem abertas deve-se evitar a exposição prolongada ao ar, para que não ocorra contaminação, e deve-se proceder ao seu armazenamento em vácuo ou num ambiente seco [10]. As *getters* utilizadas neste trabalho pertenciam a uma embalagem previamente aberta, não havendo garantia de que estas condições ideais de armazenamento tenham sido respeitadas.

4.3 Instrumentação eletrónica

Utilizou-se uma fonte de alta tensão N1470 da CAEN. Para integrar os sinais recolhidos nos extremos das duas linhas resistivas utilizaram-se quatro pré-amplificadores CR-110 da CREMAT. Posteriormente, um conversor analógico-digital (módulo NIM N1728B da CAEN) de quatro canais, 14 bits e 100 MHz digitaliza esses sinais. Os impulsos detetados em cada um dos quatro canais ADC são armazenados com discriminação da amplitude e do instante de tempo em que foram medidos. Depois de recolhidas estas informações, uma rotina de Matlab® determina sinais coincidentes nos quatro canais dentro de uma janela temporal específica, permitindo desta forma determinar a energia e posição correspondentes a cada interação no detetor.

Foi necessário reduzir a influência do ruído eletrónico associado a estes equipamentos. Isto foi feito de várias formas: estabelecendo *thresholds* (tipicamente o ruído apresenta menor amplitude que o sinal), aplicando folha de alumínio entre os conectores para os isolar de

interferências e ainda procedendo à troca e/ou soldagem de alguns componentes. Contudo, o ruído era persistente e representou uma das etapas mais difíceis e morosas deste trabalho.

Em estudos preliminares com as fontes de ^{109}Cd e ^{55}Fe aplicaram-se diferenças de potencial gradualmente mais elevadas com o objetivo de observar o desempenho do detetor e de estabelecer a partir de que tensões surgiam descargas contínuas. Inicialmente o detetor encontrava-se mais sensível, não sendo possível aplicar potenciais tão elevados como no final do trabalho.

4.4 Processamento e reconstrução de imagens

Para recolha e processamento dos dados utilizou-se um *software* que analisa o sinal recebido e organiza as várias interações por 32768 canais, um para cada energia. Este *software* gera ficheiros que podem ser lidos posteriormente num *software* interativo chamado RADIX, desenvolvido em Matlab® pelo grupo DRIM (*Deteção de Radiação e Imagiologia Médica*) da Universidade de Aveiro. O RADIX possui várias ferramentas/funcionalidades para tratamento e análise de imagens e permite visualizar as imagens finais em conjunto com os respetivos espetros de energia.

Tal como referido anteriormente, considera-se uma interação quando se encontram quatro eventos provenientes de canais diferentes dentro de uma janela temporal específica (tipicamente 1 μs). Para cada aquisição geram-se três vetores onde são guardadas as informações de posição (x e y) e energia de cada interação. Desta forma está-se a associar um espetro de energias a cada pixel da imagem, obtendo-se no fim uma matriz de intensidades com a informação da posição e da energia de cada interação que ocorre no detetor. Esta discriminação torna possível definir uma região de interesse na imagem, escolhendo apenas os fotões que interagiram na respetiva região da THCOBRA.

Capítulo 5

Resultados obtidos

5.1 Ganho em carga

O ganho em carga é um dos parâmetros mais importantes na caracterização do desempenho de um detetor, uma vez que este avalia a eficácia dos processos de multiplicação e recolha de carga. Neste trabalho, o ganho foi medido em função da tensão aplicada no detetor entre os *tops* e os cátodos (V_{CT}) e entre os cátodos e os ânodos (V_{AC}).

Para determinar o ganho absoluto foi necessário proceder à calibração da eletrónica utilizando um *setup* experimental diferente. Um impulso de amplitude conhecida foi injetado nos quatro pré-amplificadores utilizando um gerador de pulsos precisos PB-5 da BNC e quatro condensadores de $1,5$ pF ($\pm$ $0,25$ pF). Desta forma é possível conhecer a carga gerada nos pré-amplificadores para cada impulso.

As respostas em cada canal foram medidas utilizando o módulo NIM N1728B da CAEN e permitiram estabelecer quatro curvas de calibração, uma para cada pré-amplificador (dois correspondentes à face *"top"* e dois correspondentes à face inferior), que relacionam os canais do módulo NIM N1728B com a carga de entrada conhecida. A Figura 5.1 mostra um esquema da montagem experimental utilizada na calibração.

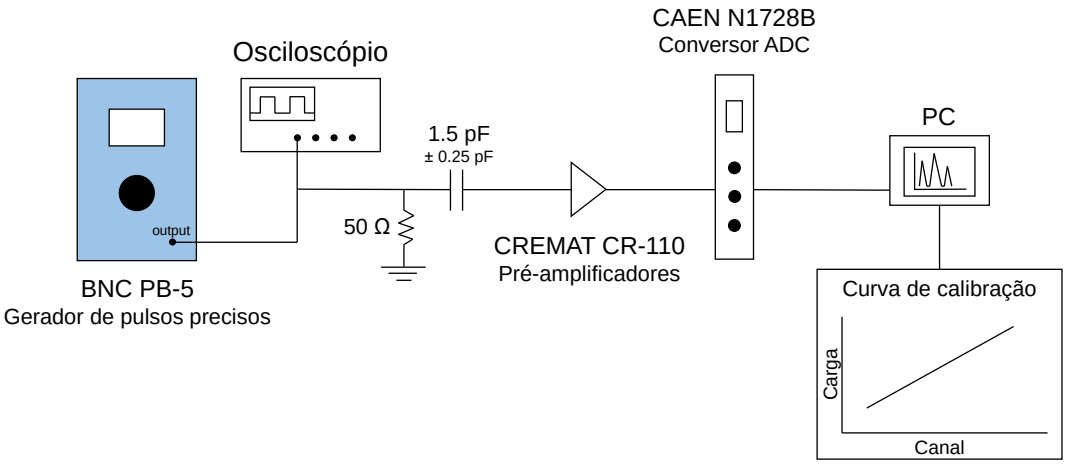


Figura 5.1: Esquema da montagem experimental utilizada na calibração da eletrónica [adaptado de [7]].

Para realizar o estudo do ganho foi necessário irradiar o detetor utilizando fontes radioativas de ^{109}Cd e ^{55}Fe (que geram radiação gama de 22 keV [44] e 5,9 keV [45], respetivamente) e adquirir espetros de amplitude para vários valores de V_{AC} e V_{CT}. Nos estudos realizados com a fonte de ^{55}Fe colocou-se um *pinhole* entre a fonte e o detetor, alinhado com o centro da THCOBRA. Na Figura 5.2 podem-se observar espetros de amplitude típicos das duas fontes radioativas utilizadas, sendo que no espetro correspondente ao ^{109}Cd é possível observar um pico de fluorescência de cobre proveniente dos elétrodos da microestrutura.

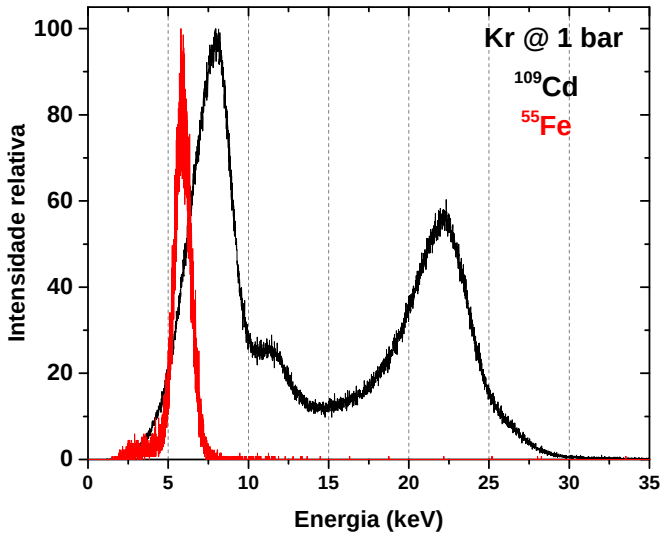
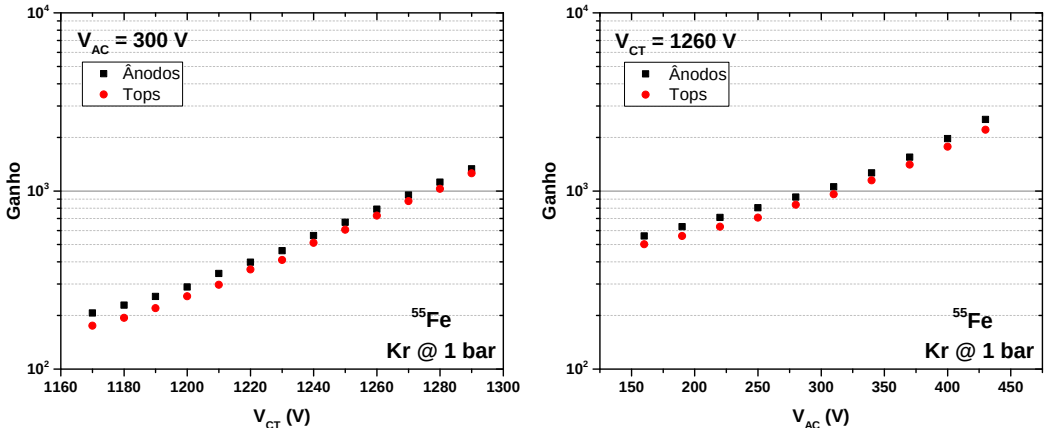


Figura 5.2: Espetros típicos das fontes radioativas ^{109}Cd (22 keV) e ^{55}Fe (5,9 keV).

O ganho em carga, também conhecido por fator de multiplicação, M, calcula-se através da razão entre a carga final e a carga primária. Para calcular a carga primária é necessário conhecer o número de eletrões primários gerados pela fonte, que se determina através do valor-W do Kr (24,2 eV por par eletrão-ião [15]) e da energia da radiação incidente. A fonte de ^{109}Cd gera em média 909,1 eletrões primários, resultando numa carga primária de $14,5 \times 10^{-17}$ C, enquanto que a fonte de ^{55}Fe gera em média 243,8 eletrões primários, resultando numa carga primária de $3,9 \times 10^{-17}$ C.

Calcular a carga final é um processo mais complexo. Para cada valor de voltagem adquirem-se quatro espetros de amplitude diferentes, um para cada pré-amplificador. Os centroides destes espetros são determinados através de ajustes Gaussianos e convertidos em carga utilizando as curvas de calibração correspondentes. Todos os espetros analisados neste estudo do ganho foram obtidos para uma área central da imagem, isto é, escolheu-se utilizar apenas os eventos correspondentes a essa região. Optou-se por estudar apenas uma região central devido à utilização do *pinhole* com a fonte ^{55}Fe, e a sua dimensão foi escolhida tendo em conta a estatística necessária para a realização de um bom ajuste.

A Figura 5.3 mostra o ganho em carga obtido nos ânodos e nos *tops* em função de V_{CT} e V_{AC} para a fonte de ^{55}Fe. Tal como esperado, os resultados mostram um aumento exponencial do ganho com a tensão aplicada (tanto V_{CT} como V_{AC}), característico da avalanche de Townsend. Atingiram-se valores de ganho na ordem dos 10^3 tanto para os ânodos como para os *tops*. O máximo valor obtido foi da ordem de $2,5 \times 10^3$ e corresponde a um V_{CT} fixo de 1260 V e um V_{AC} de 430 V.



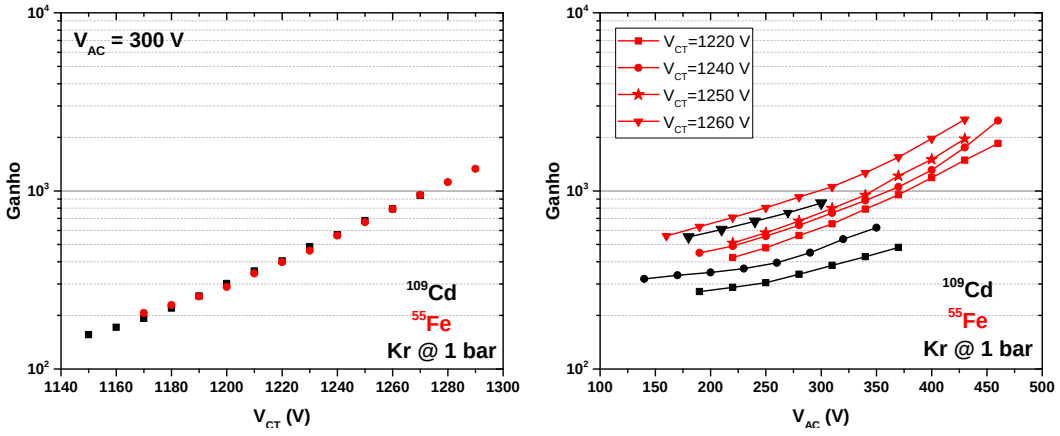
(a) (b)

Figura 5.3: Ganho nos ânodos e nos *tops* em função de (a) V_{CT} e (b) V_{AC} para a fonte de ^{55}Fe (5,9 keV).

Geralmente os ânodos apresentam maior ganho que os *tops*. Segundo a referência [33], os sinais nos *tops* deveriam representar aproximadamente 60% dos sinais nos ânodos, contudo isto não se verifica. A carga nos *tops* é induzida pela cargas nos ânodos, porém, também pode ter contribuição da recolha de iões provenientes das avalanches que ocorrem nos furos (e que se deslocam no sentido do campo gerado por V_{CT}). Esta recolha de iões aumenta o ganho obtido nos *tops*, fazendo com que este se aproxime do ganho obtido nos ânodos.

Na Figura 5.3 (a) também se pode observar que, com o aumento de V_{CT} o ganho nos *tops* e ânodos tende a aproximar-se. Mais uma vez, o aumento do campo elétrico nos furos faz com que uma maior parte dos iões gerados na avalanche consiga alcançar os *tops*, aumentando a carga final recolhida e consequentemente aumentando o ganho destes.

A Figura 5.4 mostra o ganho em carga obtido nos ânodos em função de V_{CT} e V_{AC} para as fontes de ^{109}Cd e ^{55}Fe.



(a) (b)

Figura 5.4: Ganho nos ânodos em função de (a) V_{CT} e (b) V_{AC} para as fontes de ^{109}Cd (22 keV) e ^{55}Fe (5,9 keV).

Para V_{AC} fixo de 300 V obtiveram-se ganhos na ordem de 10^3. Observa-se que, com a fonte de ^{55}Fe foi possível aumentar mais o valor de V_{CT} e assim obter um ganho mais elevado em comparação com a fonte de ^{109}Cd, porém, os resultados parecem indicar que seria possível aumentar ainda mais o ganho em ambos os casos se ocorressem menos descargas.

Para valores fixos de V_{CT} atingiram-se ganhos de $2,5 \times 10^3$ para a fonte de ^{55}Fe. Mais uma vez observa-se que não foi possível aumentar tanto a tensão para a fonte de ^{109}Cd, o que se pode dever ao momento de aquisição dos dados. O estudo do ganho para esta fonte foi realizado no início deste trabalho, logo após a montagem do sistema experimental e durante um período em que o detetor apresentava maior sensibilidade a variações de tensão. Posteriormente o detetor tornou-se mais estável, altura em que se realizaram os testes com a fonte de ^{55}Fe.

Os resultados obtidos encontram-se uma ordem de grandeza abaixo do esperado. Em [6] observam-se ganhos na ordem de 8×10^3 nos *tops* e 8×10^4 nos ânodos, para um estrutura 2D-THCOBRA com área ativa 10×10 cm^2 e a operar em Ne/CH_4 (95/5) a 1 bar. Em [34] observam-se ganhos na ordem de 5×10^4 (a 22,1 keV) para um estrutura THCOBRA com área ativa 15×15 mm^2 a operar em Ar, Ne e Ar-10%CH_4. Apesar de mais baixos, os ganhos obtidos neste trabalho são razoáveis e permitem obter imagens com boa qualidade.

5.2 Resolução em Energia

Idealmente, a resposta de um detetor quando irradiado por uma fonte monocromática seria uma função de delta de Dirac com o pico correspondendo à energia da fonte, contudo, na realidade, tem-se uma dispersão da distribuição em energia. A largura da distribuição reflete a performance do detetor em termos de resolução em energia. Picos mais largos indicam que foi registado um maior número de flutuações de impulso para impulso. Ao reduzir estas flutuações obtêm-se picos mais estreitos que se assemelham mais a uma função de delta de Dirac. [4, 14]

A resolução em energia, R, é dada pela razão entre a largura a meia altura (do inglês *Full width at half maximum*, FWHM) e o centroide da distribuição (Figura 5.5).

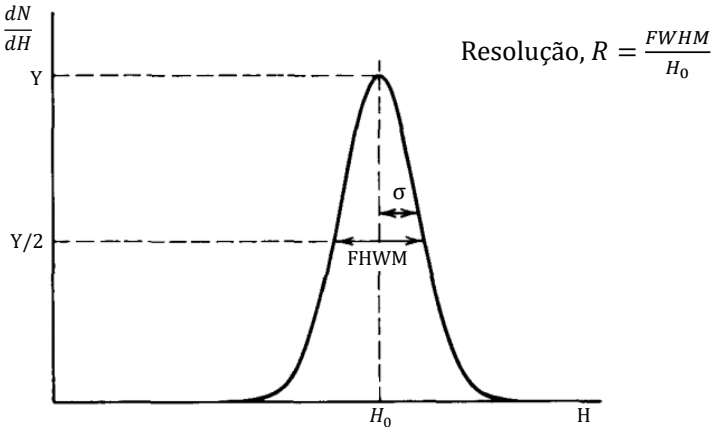


Figura 5.5: Definição formal da resolução em energia de um detetor [adaptado de [4]].

A resolução em energia é um parâmetro adimensional, geralmente expresso em percentagem e que indica a capacidade de um detetor na discriminação entre dois eventos de energias

muito próximas. Quanto menor for o valor da resolução em energia melhor será o detetor a resolver essas energias. [4, 14].

Existem várias possíveis fontes de flutuações na resposta do detetor: desvios nas características de operação do detetor durante as medições, fontes de ruído no sistema de deteção e instrumentação ou ruído estatístico devido à natureza discreta do sinal [4]. Esta última fonte é muito importante pois constitui um mínimo irredutível de flutuação que se encontra sempre presente no sinal e que estabelece um limite na performance do detetor. Este ruído advém do facto de existir um número discreto de portadores de carga em vez de uma variável contínua. As flutuações no número de portadores de carga podem ser estimadas assumindo que a formação de cada portador é um processo de Poisson, tal como foi brevemente discutido na secção 3.1. Outro fator que contribui para a deterioração da resolução em energia é a não uniformidade espacial da resposta do detetor. Este efeito pode dever-se a defeitos na microestrutura criados durante o seu processo de fabrico, tais como pequenas variações no tamanho dos elétrodos ou no diâmetro dos furos, entre outros. Na referência [39] encontra-se apresentado um método de correção que permite tornar a resposta do detetor mais uniforme e consequentemente melhorar a resolução em energia, contudo, a estatística das imagens obtidas neste trabalho não permitiram implementar este método.

Neste trabalho, a resolução em energia foi medida em função da tensão aplicada na região de deriva (V_{deriva}) e em função de V_{AC} e V_{CT}. Ao utilizar fontes monocromáticas torna-se possível determinar os parâmetros da distribuição através de um ajuste Gaussiano.

Os resultados da resolução em energia em função de V_{deriva} utilizando a fonte de ^{109}Cd encontram-se na Figura 5.6.

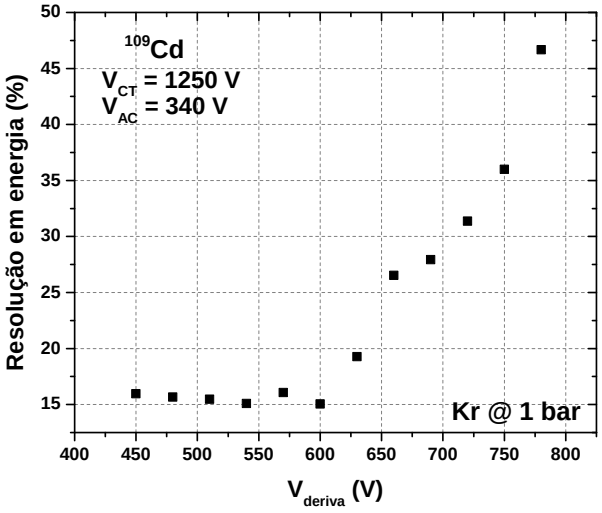
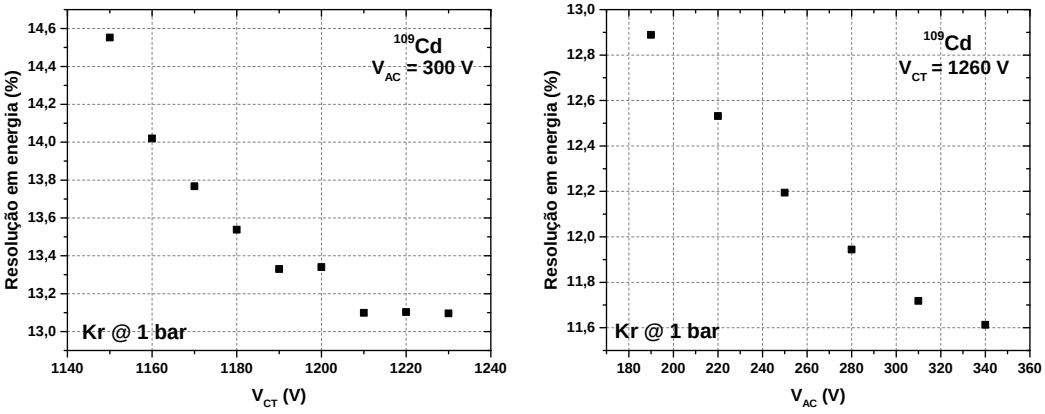


Figura 5.6: Resolução em energia em função de V_{deriva} para a fonte de ^{109}Cd (22 keV).

Observa-se um comportamento aproximadamente constante da resolução em energia até aos 600 V, onde se atinge o valor mínimo de 15,05%. Acima deste ponto observa-se um aumento acentuado do valor da resolução em energia. A tensão aplicada na região de deriva determina a velocidade de deriva e a difusão dos eletrões primários, assim sendo, para tensões acima do valor mínimo, é possível que os eletrões derivem para a THCOBRA sem serem corretamente focados nos furos, causando perda de sinal e degradação da resolução em energia. Para tensões abaixo do valor mínimo ($V_{deriva} = 600$ V) também era esperado obser-

var degradação da resolução em energia resultante da recombinação de eletrões antes destes atingirem a THCOBRA, contudo, os potenciais utilizados não foram baixos o suficiente para se observar este efeito.

A Figura 5.7 mostra os resultados da resolução em energia em função de V_{CT} e V_{AC} para a fonte de ^{109}Cd.



(a) (b)

Figura 5.7: Resolução em energia em função de (a) V_{CT} e (b) V_{AC} para a fonte de ^{109}Cd (22 keV).

Observa-se que a resolução em energia melhora tanto com o aumento de V_{CT} como com o aumento de V_{AC}. Este comportamento era esperado porque aumentando as tensões aumenta-se o ganho e, consequentemente, aumenta-se a SNR [4].

A resolução em energia em função de V_{CT} melhora até aos 1210 V, atingindo o valor mínimo de 13,1%. Para tensões mais elevadas os resultados parecem estabilizar em torno desse valor, o que era de esperar tendo em conta que todos os detetores de radiação possuem um limite da resolução em energia. No caso da resolução em energia em função de V_{AC} atingiu-se o valor mínimo de 11,6% para 340 V. Como este valor é menor que o obtido para V_{AC} fixo de 300 V pode-se concluir que o limite da resolução não foi atingido nos $13,1\%$ e que, provavelmente, seria possível que este valor melhorasse aumentando V_{CT}. Os resultados apresentados foram obtidos durante a operação estável do detetor mas encontram-se limitados pelas descargas que surgiram no momento da medição. É provável que se conseguissem obter melhores resoluções em energia para valores mais elevados de V_{AC} e V_{CT}, contudo, a probabilidade de ocorrência de descargas também aumentaria.

O melhor valor de resolução em energia obtido para a fonte de ^{55}Fe (5,9 keV) foi de 15,7% para V_{CT}=1220 V fixo e V_{AC}=100 V.

Neste caso, os resultados obtidos são melhores que os resultados de [6], em que se obteve uma resolução em energia de 22% a 8 keV em Ne/CH_4 (95/5), e são semelhantes aos resultados de [34], em que se obteve uma resolução de $12,2\%$ em Ar-10%CH_4.

5.3 Sistema de purificação do gás

O sistema de purificação de gás baseado em *getters* foi desenvolvido para evitar os custos associados ao fluxo contínuo de gases dispendiosos (como é o caso do Kr) e com o intuito

de manter o desempenho do detetor constante enquanto este operava em modo selado. A estabilidade do detetor permite obter resultados reprodutíveis e uma resolução em energia estável, enquanto que variações no ganho ao longo do tempo levam à degradação das imagens.

Para estudar a estabilidade do sistema realizou-se uma monitorização contínua do ganho do detetor ao longo de 41 dias, variando algumas condições de purificação do sistema. Monitorizou-se ainda a pressão e temperatura externas. Aplicou-se um campo de deriva de 45 V/mm, e potenciais $V_{CT} = 1250$ V e $V_{AC} = 340$ V.

Durante a monitorização observou-se a estabilidade do ganho ao longo do tempo, que apresentou variações de apenas $6,5\%$. O detetor sofreu, em média, duas descargas por dia. A Figura 5.8 apresenta a monitorização ao longo de sete dias e mostra claramente a eficiência do sistema de purificação de gases, podendo observar-se que desligando as *getters* o ganho diminui abruptamente e que voltando a ligar as *getters* o ganho volta a aumentar. Pouco tempo depois procedeu-se à reativação das *getters* e o ganho não sofreu alterações, o que indica que as *getters* já se encontravam a funcionar corretamente. As pequenas oscilações observadas no ganho devem-se ao tempo de habituação do detetor após uma descarga e ao efeito de *charging up*. No efeito de *charging up*, as cargas geradas nas avalanches acumulam-se na superfície do isolador, alterando localmente o campo elétrico e, consequentemente, alterando o ganho. No momento em que já não existem mais cargas para acumular o ganho atinge um valor estável. [38, 46]

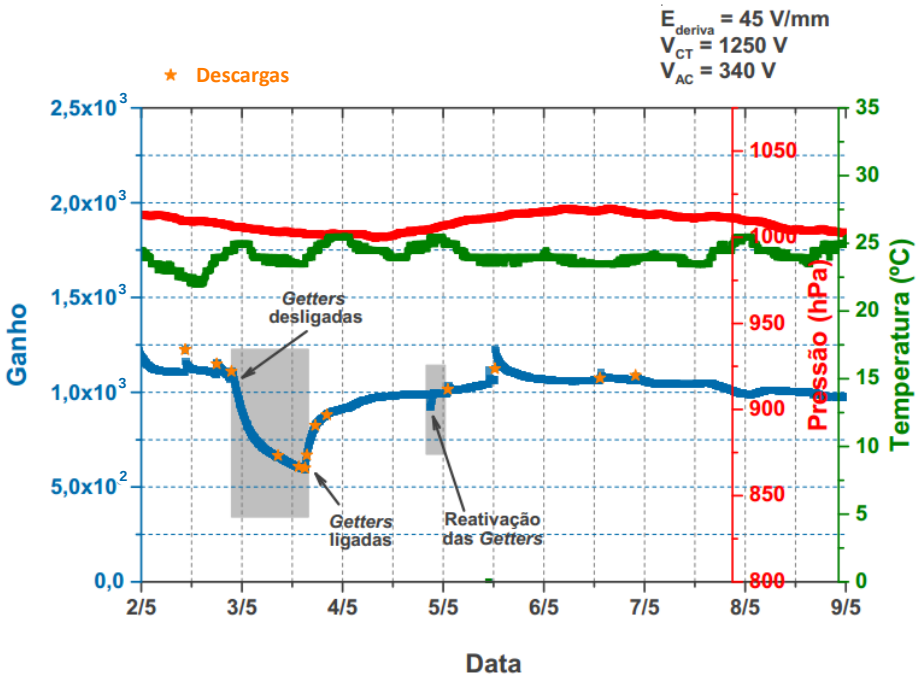


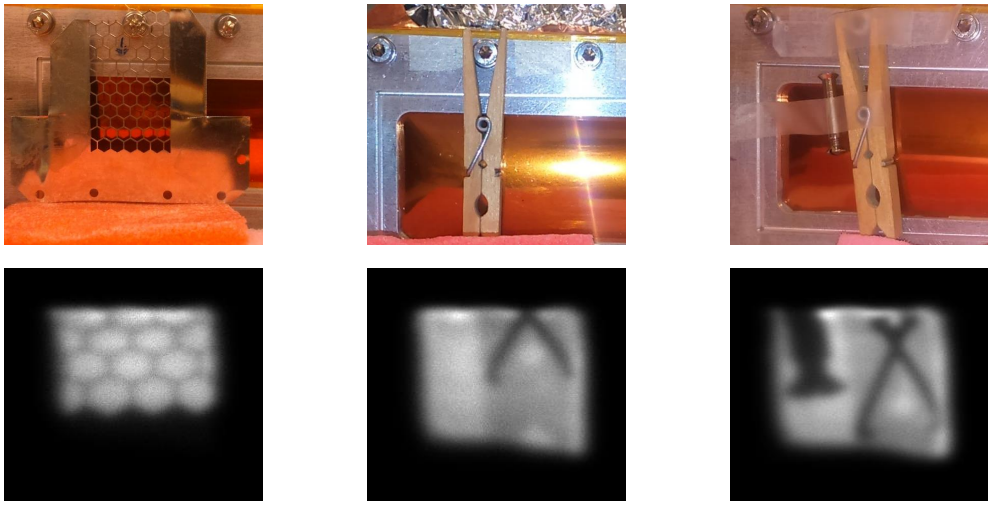
Figura 5.8: Monitorização do ganho do detetor e pressão e temperatura externas.

Tal como referido na secção 5.3, durante a realização deste trabalho foi necessário proceder à reativação e trocas das *getters*. Embora o sistema de purificação esteja a funcionar eficientemente é importante resolver este problema. Para já, as duas hipóteses encontradas para explicar a pulverização das *getters* são: o possível excesso de hidrogénio presente no sistema ou as condições de armazenamento incorretas das *getters* utilizadas. No futuro, como

primeira abordagem, seria ideal utilizar *getters* provenientes de uma nova embalagem que se encontre selada e observar se o problema se volta a repetir.

5.4 Imagens de transmissão de raios X

Neste trabalho obtiveram-se várias imagens de transmissão de raios X. Tal como se pode observar na Figura 5.9, as amostras utilizadas foram: uma grelha, uma mola e um conjunto mola+parafuso.



(a) (b) (c)

Figura 5.9: Imagens de transmissão de raios X de várias amostras: (a) grelha, (b) mola e (c) conjunto mola+parafuso.

Para obter as imagens foi necessário colocar as amostras entre o tubo de raios X e o detetor, o mais próximas possível deste último. Utilizou-se um tubo de raios X série 5000 *Apogee* da Oxford com um ponto focal de 35 μm, um ânodo de molibdénio e uma voltagem e corrente máximas de 50 kV e 1 mA, respetivamente. Utilizaram-se as mesmas condições de exposição para todas as imagens: uma tensão de 24 kVp, uma corrente de $0,003$ mA e uma distância fonte-detetor de $1,5$ m. A geometria do feixe pode ser aproximada a paralela devido à elevada distância entre a fonte e o detetor.

Pode-se observar que, à exceção de alguns pequenos artefactos, a qualidade geral das imagens é boa e permite distinguir elementos com diferentes coeficientes de atenuação. Estas imagens mostram a capacidade do detetor para aplicações de imagiologia de raios X.

A informação de energia dos eventos permite a reconstrução das imagens selecionando gamas de energia diferentes. Isto permite realçar constituintes da imagem com coeficientes de atenuação diferentes, aumentando o seu contraste. Na Figura 5.10 observam-se imagens de transmissão de raios X de uma mola reconstruídas com diferentes gamas de energia e respetivos espetros. Pode-se observar que a imagem correspondente à gama de energias mais baixas apresenta maior degradação, isto acontece porque se está a escolher os picos de fluorescência de Cu provenientes dos elétrodos da microestrutura. A imagem correspondente à gama de

energias mais central é a que apresenta maior contraste e maior definição dos limites dos vários elementos, o que se deve à escolha de uma zona mais estreita de energias.

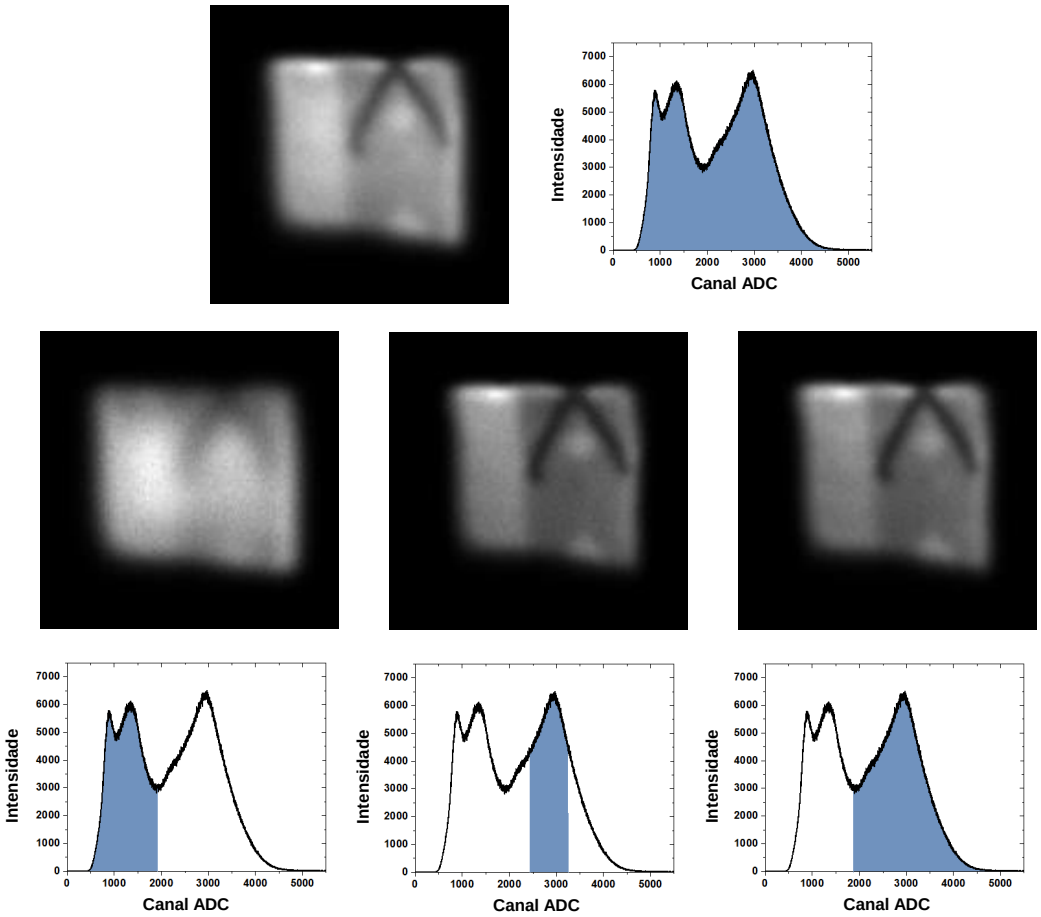


Figura 5.10: Imagens de transmissão de raios X de uma mola reconstruídas com diferentes gamas de energia e respetivos espetros evidenciando a gama selecionada.

Capítulo 6

Conclusão e trabalho futuro

Neste trabalho avaliaram-se as capacidades de um MPGD baseado numa microestrutura 2D-THCOBRA para aplicações de imagiologia de raios X. As potencialidades demonstradas indicam que este novo detetor pode vir a representar uma alternativa viável e mais económica a alguns dos detetores de radiação utilizados atualmente.

Para o detetor a operar em modo selado numa atmosfera de Kr a 1 bar e com um sistema de purificação de gás, obteve-se um ganho em carga máximo de $2,5 \times 10^3$ para fotões de 5,9 keV e uma resolução em energia de 11,6% para fotões de 22 keV. O detetor apresentou uma performance estável em quase toda a duração do trabalho, mantendo o ganho constante e permitindo resultados reprodutíveis, o que indica que o sistema de purificação de gás desenvolvido é eficiente na remoção de impurezas.

Comparando com um MPGD do mesmo tipo a operar em fluxo contínuo de Ne/CH_4 (95/5) [6], não se obtiveram ganhos tão elevados (aproximadamente uma ordem de grandeza mais baixos), porém, os valores atingidos permitem obter imagens de transmissão de raios X com qualidade razoável. Em contrapartida obtiveram-se melhores valores de resolução em energia.

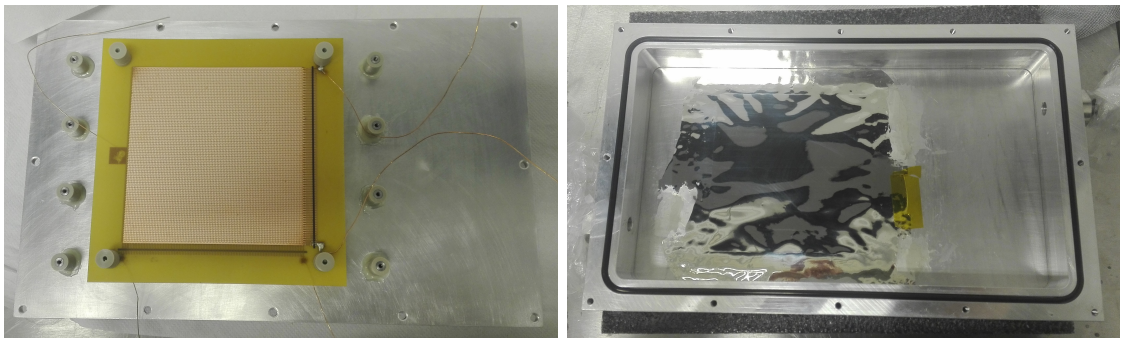
As imagens de transmissão de raios X adquiridas mostram a potencialidade do detetor para imagiologia de raios X. A possibilidade de operar em modo de contagem de fotão único permitiu utilizar a informação da energia de cada fotão incidente para selecionar diferentes gamas de energia e realçar vários elementos das imagens de acordo com os seus coeficientes de atenuação. As imagens obtidas apresentam uma qualidade razoável e podem ser melhoradas aplicando técnicas de pós-processamento.

No futuro pretende-se estudar mais parâmetros de caracterização do sistema, tais como, resolução espacial, linearidade de energia, estabilidade temporal e taxa de contagem. Também se pretende corrigir a não uniformidade da resposta do detetor utilizando o método descrito na referência [39]. Para isso é necessário adquirir imagens com melhor estatística, podendo-se utilizar, por exemplo, imagens obtidas por irradiação de um alvo de Cu.

Outra necessidade futura, e a mais importante, passará por descobrir a causa da fragmentação das *getters*. Tal como mencionado na secção 5.3, como primeira abordagem a melhor opção será utilizar *getters* provenientes de uma nova embalagem que ainda não tenha sido aberta e verificar se o problema volta a surgir.

Neste momento encontra-se em curso o desenvolvimento de um detetor semelhante ao utilizado neste trabalho. Este novo detetor baseia-se numa microestrutura 2D-THCOBRA com área ativa 10×10 cm^2 (Figura 6.1 (a)) e irá operar em modo selado numa atmosfera

de Kr puro a 1 bar, com um sistema de purificação de gás semelhante. A janela do detetor consiste numa camada de Mylar® com 25 μm de espessura, cuja parte interior se encontra visível na Figura 6.1 (b).



(a) (b)

Figura 6.1: Fotografias da fase inicial de construção de um novo MPGD baseado numa microestrutura 2D-THCOBRA com área ativa 10×10 cm^2.

Referências

[1] NIST. XCOM: Photon Cross Sections Database. `https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database`. [Data de acesso: Julho de 2017].

[2] W. R. Hendee *et al. Medical Imaging Physics.* John Wiley & Sons, 2003.

[3] J. Bushberg. *The essential physics of medical imaging.* Lippincott Williams & Wilkins, 2002.

[4] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement.* John Wiley & Sons, 2010.

[5] C. A. B. Oliveira *et al.* Energy weighting in a 2D-MHSP X-ray single photon detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57(3):938–943, 2010.

[6] L. F. N. D. Carramate *et al.* THCOBRA X-ray imaging detector operating in Ne/CH4. *Journal of Instrumentation*, 10(01):P01003, 2015.

[7] A. L. M. Silva *et al.* X-ray imaging detector based on a position sensitive THCOBRA with resistive line. *Journal of Instrumentation*, 8(05):P05016, 2013.

[8] L. F. N. D. Carramate. *Desenvolvimento de um sistema de tomografia computorizada de contagem de fotão único usando MPGDs.* PhD thesis, Universidade de Aveiro, 2014.

[9] SAES Getters. `https://www.saesgetters.com/`. [Data de acesso: Outubro de 2017].

[10] St 707™ non evaporable getters activatable at low temperatures. `https://psec.uchicago.edu/getters/St%20707%20Brochure.pdf`. [Data de acesso: Setembro de 2017].

[11] K. H. Janssens. X-ray based methods of analysis. 2004.

[12] E. Podgoršak. *Radiation physics for medical physicists.* Springer, 2006.

[13] E. P. Bertin. *Principles and practice of X-ray spectrometric analysis.* Springer Science & Business Media, 2012.

[14] W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach.* Springer Science & Business Media, 2012.

[15] E. Aprile. *Noble gas detectors.* John Wiley & Sons, 2006.

[16] U. Fano. Ionization yield of radiations. II. The fluctuations of the number of ions. 1947.

[17] W. Blum *et al.* *Particle detection with drift chambers.* Springer Science & Business Media, 2008.

[18] G. C. Smith *et al.* Photoelectron range limitations to the spatial resolution for x-rays in gas proportional chambers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 31(1):111–115, 1984.

[19] M. L. Klein *et al.* *Rare gas solids*, volume 1. Academic Press, 1976.

[20] L. Shekhtman. Micro-pattern gaseous detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 494(1):128–141, 2002.

[21] A. Oed. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 263(2-3):351–359, 1988.

[22] F. Sauli *et al.* Micropattern gaseous detectors. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 49(1):341–388, 1999.

[23] L. F. N. D. Carramate *et al.* THCOBRA X-ray imaging detector operating in pure Kr. *Journal of Instrumentation*, 12(05):T05003, 2017.

[24] D. Niederlöhner *et al.* The energy weighting technique: measurements and simulations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 546(1):37–41, 2005.

[25] F. Sauli. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 386(2-3):531–534, 1997.

[26] F. Sauli. Imaging with the gas electron multiplier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 580(2):971–973, 2007.

[27] S. Bachmann *et al.* Development and applications of the gas electron multiplier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 471(1):115–119, 2001.

[28] J. F. C. A. Veloso *et al.* A proposed new microstructure for gas radiation detectors: The microhole and strip plate. *Review of Scientific Instruments*, 71(6):2371–2376, 2000.

[29] H. Natal Da Luz *et al.* Micro-hole and strip plate (MHSP) operation in CF4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 580(1):286–288, 2007.

[30] J. F. C. A. Veloso *et al.* The microhole and strip plate gas detector: Initial results. *Review of scientific instruments*, 73(2):488–490, 2002.

[31] H. Natal Da Luz *et al.* MHSP with position detection capability. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 573(1):191–194, 2007.

[32] H. Natal Da Luz *et al.* A simple X-ray position detection system based on a MHSP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 580(2):1083–1086, 2007.

[33] H. Natal da Luz *et al.* Single photon counting X-ray imaging system using a micro hole and strip plate. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(4):2341–2345, 2008.

[34] F. D. Amaro *et al.* The Thick-COBRA: a new gaseous electron multiplier for radiation detectors. *Journal of Instrumentation*, 5(10):P10002, 2010.

[35] R. Chechik *et al.* Thick GEM-like hole multipliers: properties and possible applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 535(1):303–308, 2004.

[36] A. Breskin *et al.* A concise review on THGEM detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 598(1):107–111, 2009.

[37] C. Shalem *et al.* Advances in Thick GEM-like gaseous electron multipliers—part I: Atmospheric pressure operation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 558(2):475–489, 2006.

[38] M. Cortesi *et al.* THGEM operation in Ne and Ne/CH4. *Journal of Instrumentation*, 4(08):P08001, 2009.

[39] J. F. C. A. Veloso *et al.* Energy resolved X-ray fluorescence imaging based on a micropattern gas detector. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 65(3):241–247, 2010.

[40] H. Natal da Luz *et al.* MHSP operation in pure xenon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 552(3):259–262, 2005.

[41] J. Giersch *et al.* The influence of energy weighting on X-ray imaging quality. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 531(1):68–74, 2004.

[42] P. M. Shikhaliev. Computed tomography with energy-resolved detection: a feasibility study. *Physics in medicine and biology*, 53(5):1475, 2008.

[43] Infopédia: Dicionários Porto Editora. `https://www.infopedia.pt/`. [Data de acesso: Outubro de 2017].

[44] M.-M. Bé *et al.* *Table of Radionuclides*, volume 8 of *Monographie BIPM-5*. Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France, 2016.

[45] M.-M. Bé *et al.* *Table of Radionuclides*, volume 3 of *Monographie BIPM-5*. Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France, 2006.

[46] P. M. M. Correia *et al.* A dynamic method for charging-up calculations: the case of GEM. *Journal of Instrumentation*, 9(07):P07025, 2014.