

Artur Emanuel Cardoso Coimbra

**Estudo do desempenho de ThickGEM's em
misturas de Ne/CF₄ e Ne/CH₄**

Relatório de Projecto

Mestrado com Especialização em Instrumentação em Engenharia Física



Universidade de Coimbra

2010

À minha família

Índice

1 – Resumo.....	6
2 – Introdução Geral aos Detectores Gasosos	7
2.1 – Interação da radiação com a matéria.....	7
2.1.1 – Interação de partículas carregadas com a matéria	7
2.1.2 – Fotões	10
2.2 – Princípios gerais de detectores gasosos de radiação	13
2.2.1 – Formação de carga primária	14
2.2.2 – Transporte de cargas no gás.....	16
2.2.3 – Multiplicação de carga.....	17
2.2.4 – Regiões de funcionamento de um detector gasoso.....	19
2.2.5 – Resolução em energia.....	21
3 – Comparação com o estado da arte e objectivos do trabalho	23
3.1 – Tipos de detectores gasosos de ionização proporcional.....	23
3.2 – O THGEM.....	30
4 – Operação de THGEM's em misturas de Néon e CF₄ à temperatura ambiente	33
4.1 – Objectivos	33
4.2 – Montagem experimental.....	34
4.3 – Calibração da electrónica	40
4.4 – Modo de Operação	41
4.5 – Resultados em Néon puro.....	44
4.5.1 – Ganho efectivo e resolução em energia	44
4.5.2 – Espectros, forma de impulsos e tempo de subida.....	47
4.6 – Resultados em Ne/CF ₄ (5%).....	49
4.6.1 – Ganho efectivo e resolução em energia	50
4.6.2 – Espectros, forma de impulsos e tempo de subida.....	52
4.7 – Resultados em Ne/CF ₄ (10%).....	54
4.7.1 – Ganho efectivo e resolução em energia	55
4.7.2 – Espectros, forma de impulsos e tempo de subida.....	56
4.8 – Conclusões	59
5 – Operação de THGEM's em misturas de Néon/CF₄ e Néon/CH₄ a temperaturas criogénicas	62
5.1 – Montagem experimental.....	62
5.2 – Modo de operação	66

5.3 – Resultados	69
5.3.1 – Resultados em Ne/CH ₄ (5%)	69
5.3.2 – Resultados em Ne/CF ₄ (5%)	74
5.4 – Estudo da diminuição da fotocorrente	77
5.5 – Conclusões	80
6 – Apêndice.....	83
7 – Referências.....	89

1 – Resumo

No campo da Física de Partículas assim como no campo da Instrumentação Atômica e Nuclear dificilmente um instrumento poderá ser tão bem sucedido como os fotomultiplicadores de vácuo. Sendo um elemento com um largo espectro de utilização desde a espectrofotometria até à física das altas energias, passando por aplicações médicas e aeroespaciais, este é um dispositivo baseado em tecnologia madura, com provas dadas, e robusto[27] usado em essência como detector de fótons geralmente associados a diversos tipos de interações.

Contudo as limitações inerentes à utilização deste tipo de dispositivos tornam-se evidentes quando são necessárias grandes áreas de detecção (como nas aplicações em detectores Ring Imaging Cherenkov, ou RICH)[28] ou então baixa radioactividade de fundo tal como nas experiências de detecção de neutrinos ou nas mais recentes experiências para a detecção de matéria negra tais como a colaboração XENON, para qual um grande esforço está correntemente a ser empenhado para o desenvolvimento de tecnologias alternativas para fotosensores.

Uma alternativa possível para detectores de fótons passa pela aplicação de fotomultiplicadores gasosos baseados em microestruturas tais como o GEM, a MHSP ou então o recentemente desenvolvido ThickGEM (ou THGEM) – estrutura produzida por um simples processo industrial na qual um grande número de buracos é perfurado através uma folha de material semelhante ao usado em placas de circuito impresso com uma espessura de tipicamente 0,4mm – em que os electrões primários ou os fotoelectrões são multiplicados no interior dos buracos.

Foram estudadas as características da estrutura THGEM em misturas de Néon com CF₄ à temperatura ambiente e finalmente, em colaboração com o Weizmann Institute of Science em Israel, foram estudadas as características destas estruturas em misturas de Néon com CF₄ e Néon com CH₄ a temperaturas criogénicas, com vista à aplicação de fotomultiplicadores gasosos a operar na gama dos VUV em experiências na detecção de WIMP's em Árgon ou Xénon liquido [32] ou então em PET utilizando gases nobres em estado líquido.

2 – Introdução Geral aos Detectores Gasosos

De forma a melhor compreender os diversos aspectos dos detectores gasosos de radiação é necessária, em primeiro lugar, a clarificação dos diversos modos de interacção da radiação (partículas carregadas ou fótons) com a matéria. Os modos de interacção da radiação com a matéria são significativamente distintos caso as partículas incidentes sejam partículas carregadas leves, partículas carregadas pesadas ou fótons.

As interacções entre as partículas incidentes (radiação) e o meio podem ser interpretadas, grosso modo, como “colisões” entre as partículas e os electrões orbitais ou entre as partículas e os núcleos atómicos que constituem o meio, sendo estes os grandes tipos de interacções qualitativamente diferentes. Como consequência destas interacções podem ocorrer, dependendo do tipo de partícula incidente, ionizações (das quais resulta a produção de um par electrão - ião), excitação dos átomos do meio (com correspondente decaimento), emissão de energia electromagnética (por bremsstrahlung), efeito fotoeléctrico, efeito Compton, etc.

2.1 – Interacção da radiação com a matéria

A interacção entre uma partícula e um meio pode ocorrer por diversos mecanismos, sendo uns predominantes sobre outros, dependendo do tipo de partícula (se é carregada ou não), da sua energia e, igualmente importante, do tipo de meio atravessado. Neste capítulo faz-se uma introdução aos tipos mais importantes de interacções que podem ocorrer entre partículas que constituem um feixe de radiação com o meio.

2.1.1 – Interacção de partículas carregadas com a matéria

A interacção de partículas carregadas com a matéria é habitualmente dividida em dois grupos dependendo da massa das partículas que constituem um feixe de radiação, podendo ser partículas pesadas ou partículas leves.

Como partículas carregadas pesadas são consideradas partículas cuja massa de repouso é várias ordens de grandeza maior do que a massa de repouso de um electrão, como por exemplo partículas α (núcleos de hélio) ou prótons. Para partículas deste tipo os processos predominantes de perda de energia são as colisões inelásticas entre as

partículas e os átomos que constituem o meio, levando, conseqüentemente, a ionizações ou excitações desses mesmos átomos.

A energia transferida da partícula carregada para os átomos por colisão é, em geral, uma pequena fracção da energia total da partícula mas, uma vez que o número de interacções é muito elevado, um feixe de partículas incidente perde grande parte da sua energia numa espessura relativamente pequena de material (0,25mm em Cu para um feixe de protões de 10MeV).

A unidade que permite quantificar a energia perdida, média, por unidade de comprimento de um feixe de partículas carregadas pesadas ao atravessar um meio é denominada o poder de paragem (“*stopping power*”): $-\frac{dE}{dx}$. A expressão seguinte, que permite determinar esta quantidade, conhecendo as características do meio assim como as do feixe de radiação incidente, foi deduzida por Bethe e Bloch com correcções quânticas [1, 2, 17]:

$$-\frac{dE}{dX} = 2\pi N_a r_e^2 m_0 c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_0 \gamma^2 v^2 W_{max}}{I} \right) - 2\beta^2 \right]$$

Onde N_a representa o número de Avogadro, r_e o raio clássico do electrão, m_0 a massa do electrão, c a velocidade da luz no vazio, ρ a densidade do meio, Z o número atómico do meio, A o número de massa do meio, z a carga da partícula incidente em unidades de e e I o potencial de excitação médio do meio. Além destas constantes definem-se também na expressão $\beta = \frac{c}{v}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ e onde W_{max} representa a energia máxima transferida por colisão dada por $W_{max} \approx 2m_0 c^2 \beta^2 \gamma^2$ [1, 2].

Desta expressão deve-se salientar a dependência em z^2 , ou seja, com o quadrado da carga da partícula incidente – daqui se pode inferir que partículas com maior carga sofrem uma taxa maior perda de energia, sendo todas as outras condições iguais (velocidade da partícula, densidade e número atómico do meio, etc.), por exemplo, uma partícula α (carga 2+ em unidades de e) sofre uma taxa de perda de energia maior do que um protão (carga 1+) para a mesma velocidade e meio.

A representação gráfica de $-\frac{dE}{dx}$ em função da distância percorrida pela partícula incidente no meio tem o nome de curva de Bragg:

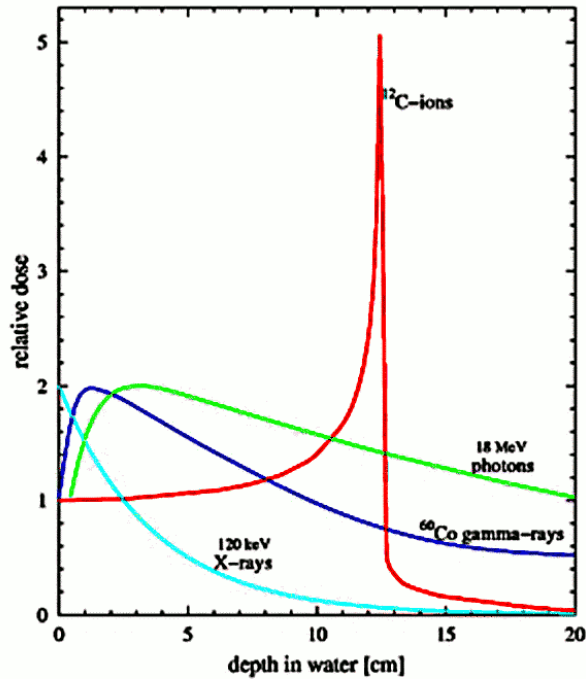


Figura 1 – Curva de Bragg (Taxa de transferência de energia vs comprimento atravessado de água, neste caso) para diversos tipos de partículas e para várias energias. [17]

Considerando agora o caso de interações de partículas carregadas e leves com a matéria, como é caso de electrões ou positrões, além do processo de perda de energia através de colisões com os constituintes atômicos do meio, tal como para partículas pesadas, outro mecanismo de perda de energia entra em jogo devido à pequena massa das partículas da radiação, sendo este a emissão de radiação electromagnética devido ao espalhamento dos electrões (ou positrões) por interacção com o campo electromagnético dos núcleos atômicos – este mecanismo é denominado por emissão de radiação de Bremsstrahlung, ou seja, radiação de travagem.

Classicamente este mecanismo pode ser entendido como a emissão de radiação electromagnética devido ao desvio da trajetória dos electrões incidentes por acção de uma força Coulombiana entre o electrão e núcleo.

No caso de partículas leves a taxa de perda de energia tem duas contribuições, uma devido a perdas por colisões, análoga ao caso de partículas pesadas, e outra devido a perdas por interacção radiativa, sendo que esta não é significativa para o caso de «partículas carregadas pesadas. Isto é, $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{colisões} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiativa}$ [1, 2, 17].

Para as perdas/transferências colisionais corresponde uma expressão distinta da expressão de Bethe-Bloch para partículas pesadas [17]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{colisões} = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_0 v^2} \left(\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln(2) \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right)$$

E para as perdas radiativas [17]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiativa} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^2} \left(4\ln \frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3} \right)$$

2.1.2 – Fotões

Outro tipo de interações são aquelas entre fotões e as partículas que constituem a matéria. Estas interações têm características significativamente distintas do tipo de interações entre partículas carregadas e a matéria vistas, em parte, no subcapítulo anterior.

Os fotões emitidos por uma fonte podem referenciados por raios-X ou raios gama caso tenham origem em processos atômicos ou nucleares, respectivamente. A emissão de raios-X ocorre quando há decaimentos electrónicos envolvendo as camadas mais interiores de um átomo, as camadas K ou L, ou então emissão por efeito de Bremsstrahlung, quando um electrão ou positrão interage com um núcleo atómico, enquanto que a emissão de raios gama ocorre em processos nucleares tal como o decaimento beta.

Contrariamente ao que ocorre no caso de partículas carregadas, um feixe de fotões ao atravessar a matéria não sofre, em grande medida, um decréscimo da sua energia, por outro lado sofre um decréscimo da sua intensidade. Isto deve-se que a cada interacção entre um fotão e uma partícula do gás é removido um fotão do feixe, ora por absorção ou por espalhamento (“scattering”). Dessa forma, demonstra-se que a intensidade de um feixe de fotões decai exponencialmente, após atravessar uma dada espessura de matéria:

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

Onde I_0 é a intensidade inicial de um feixe mono-energético de fótons, x a espessura do material atravessado e μ o coeficiente de absorção característico do material [1, 2]

Os principais tipos de interações que podem ocorrer entre fótons e os constituintes atômicos da matéria podem ser distribuídos em três tipos: o efeito fotoelétrico, o efeito de Compton e a produção de pares.

No efeito fotoelétrico a absorção de um fóton por um dos átomos leva à emissão de um electrão – um *fotoelectrão*, cuja energia é dada por:

$$E = h\nu - E_i$$

Onde $h\nu$ representa a energia do fóton incidente e E_i a energia de ligação do electrão ao átomo [1, 2].

A emissão de um electrão como consequência deste processo só ocorre caso a energia do fóton incidente seja superior à energia de ligação do electrão ao átomo, caso contrário não há emissão mas apenas excitação do átomo. Caso haja emissão de um electrão do átomo por este processo resultam deste fenómeno um electrão livre, o *fotoelectrão*, e um átomo num estado ionizado.

O átomo ionizado decai rapidamente quer por captura de um electrão livre ou por rearranjo dos electrões das suas outras camadas electrónicas, podendo ser emitidos outros electrões de menor energia – por efeito Coster-Krönig, efeito Auger ou por efeito “shake-off” – ou fótons de fluorescência:

No efeito Compton o fóton de raios-X incidente é “deflectido” relativamente à sua direcção original por interacção com um electrão (o “recoil electron”) de uma das camadas electrónicas de um átomo, transferindo-lhe parte da sua energia. Esquemáticamente:

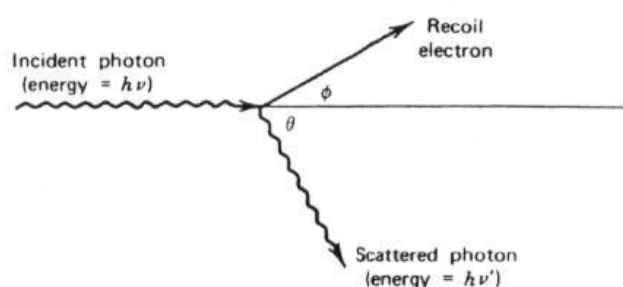


Figura 2 – Esquema da interacção através do efeito Compton, com o fóton incidente ($h\nu$), o fóton deflectido ($h\nu'$) e o electrão de recuo [1].

Uma vez que todos os ângulos de espalhamento/“scattering” dos fótons deflectidos são possíveis o fóton incidente pode transferir qualquer quantidade de energia para o electrão, desde zero até à sua energia total $h\nu$. A expressão que relaciona a energia dos fótons espalhados com o seu ângulo de deflexão, θ , é dada por:

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

onde m_0c^2 é a energia de repouso do electrão.

A probabilidade de ocorrência de efeito Compton é proporcional ao número de electrões nas camadas electrónicas dos átomos que constituem o meio, i.e. é proporcional ao seu número atómico, Z .

A produção de pares electrão-positrão só é possível quando a energia dos fótons incidentes no meio é da ordem de vários MeV sendo o seu limite inferior o dobro da energia de repouso do electrão, isto é, 1,022MeV. Quando esta condição é verificada o fóton poderá dar lugar a um par electrão-positrão na presença de um núcleo atómico. No efeito de produção de pares um fóton-X ou γ interage com o campo eléctrico do núcleo atómico, convertendo-se num par electrão-positrão. Uma vez que o equivalente em energia da massa de repouso de um electrão (ou positrão) é ~0,511MeV, a energia mínima necessária para um fóton formar um par electrão-positrão é 1,022MeV. Fótons com energia superior a este limite transferem a restante energia sob a forma de energia cinética do sistema electrão+positrão.

A figura 3 mostra o coeficiente de atenuação mássico para fótons para estes três processos em átomos de Néon na gama de energias dos fótons incidentes de 1keV a 100keV:

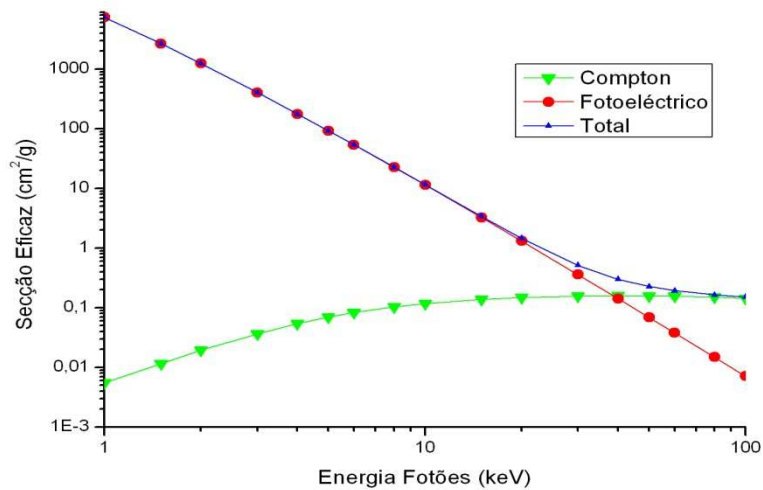


Figura 3 – Coeficiente de atenuação mássico de fotões em Néon para a gama de energias entre 1 e 100keV. Adaptado de [30].

Como se pode observar pela figura 3, para o coeficiente de atenuação de fotões com uma energia de 5,9keV, correspondente à energia de raios-X que irão ser utilizados neste projecto, o efeito fotoelétrico é o processo dominante, tendo uma contribuição cerca de 3 ordens de grandeza superior para a atenuação total do que o efeito Compton em Néon. O processo de produção de pares electrão-positrão é energeticamente inviável na gama de energias considerada.

2.2 – Princípios gerais de detectores gasosos de radiação

Existem diversos tipos de detectores os quais aproveitam a grande variedade de meios que podem ser utilizados para a detecção de radiação, desde os detectores de estado sólido, os fotomultiplicadores, os cintiladores (que podem ser acoplados a fotomultiplicadores ou câmaras CCD), etc., mas este trabalho vai incidir fundamentalmente no tipo de detectores que, usando um meio gasoso, faz a conversão da energia dum feixe de radiação, tanto em luz de cintilação ou carga, num sinal eléctrico cuja amplitude é proporcional à energia depositada no meio – os detectores gasosos proporcionais – ou de ionização proporcional.

A operação de um detector gasoso de radiação proporcional baseia-se na multiplicação dos electrões produzidos pela interacção da radiação no gás, sendo o

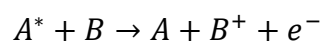
objectivo final deste processo a obtenção de carga suficientemente elevada para formar um sinal eléctrico mensurável.

Num detector gasoso de cintilação proporcional os electrões primários derivam sob o efeito de um campo eléctrico até uma região onde adquirem energia suficiente para excitar mas não ionizar os átomos/moléculas do gás. Os átomos/moléculas assim excitados emitem, por desexcitação, luz de cintilação que é detectada e convertida num sinal de amplitude proporcional à energia da radiação.

2.2.1 – Formação de carga primária

Para o caso de um detector gasoso de radiação o feixe de radiação incidente interage com as moléculas que constituem o gás de enchimento da região activa do detector. Desta interacção inicial da radiação com o gás de enchimento poderão, conseqüentemente, ocorrer ionizações ou excitações das moléculas/átomos do gás com, a formação de pares ião-electrão – a *carga primária* formada pelos *electrões primários*, no caso das ionizações.

Nos processos de excitação a energia transferida da radiação incidente pode apenas ser comparável à diferença entre dois níveis electrónicos do átomo ou molécula ocorrendo, como consequência, a formação de uma espécie excitada no meio gasoso (átomo ou molécula) – não havendo a formação de um par ião-electrão directamente. No caso de misturas gasosas de dois ou mais gases com potenciais de ionização distintos poderá ocorrer a formação de pares ião-electrão indirectamente através de um efeito denominado por *Efeito de Penning* no qual a espécie excitada da mistura gasosa poderá ionizar a espécie com menor energia de ionização através da reacção:



Uma vez que de outro modo a energia da radiação incidente transferida para o meio como excitações seria perdida – no sentido em que não haveria formação de carga primária – o *Efeito de Penning* tem, como efeito, a redução da energia média necessária para a criação de um par ião-electrão.

Nos mecanismos de ionização a energia transferida da radiação para um átomo é suficiente para a remoção de um electrão orbital, cuja energia cinética corresponderá à diferença entre a energia absorvida da radiação incidente e a energia da camada de onde é removido o electrão ao átomo.

De algumas destas ionizações primárias poderá ocorrer a transferência de uma quantidade de energia suficiente da radiação incidente para um electrão primário que em interacções subsequentes cause novamente a ionização dos átomos do gás – as ionizações secundárias. Os electrões nestas condições são denominados por *raios-delta* e o fenómeno poderá ocorrer até que a energia dos electrões secundários ejectados seja menor do que a energia de ionização dos átomos do gás.

O número de cargas primárias, n_0 , geradas por estas ionizações, pode ser aproximado pelo quociente entre a energia da radiação incidente e a energia média necessária para criar um par ião-electrão, dessa forma:

$$n_0 = \frac{E_i}{w}$$

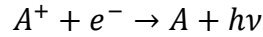
Onde E_i representa a energia da radiação incidente depositada no meio e w a energia média necessária para criar um par ião-electrão, distinta para cada gás e superior à sua primeira energia de ionização pois nem toda a energia é depositada sob a forma de interacções ionizantes, como já foi discutido no capítulo 2.1.2, sendo as excitações o outro processo dominante. Com efeito, a carga primária é proporcional à energia depositada pela radiação incidente no meio. Como exemplo, considerando raios-X de energia de 5,9keV, provenientes da linha K_α do Mn, e considerando $w=36,3\text{eV}$ para o Ne, temos $n_0 \approx 163$ electrões primários.

Na tabela seguinte encontram-se os valores do potencial de excitação, o potencial de ionização e o valor de w de vários gases utilizados em detectores gasosos de radiação:

Gas	Ex [eV]	Ei [eV]	w [eV]
He	19.8	24.5	41
Ar	11.6	15.7	26
Ne	16.67	21.56	36.3
Xe	8.4	12.1	22
CF4	12.5	15.9	54
DME	6.4	10.0	23.9
CO2	5.2	13.7	33
CH4	9.8	15.2	28
C2H6	8.7	11.7	27

Tabela 1 – Potenciais de excitação, potenciais de ionização e w , energia média necessária para produzir um par ião-electrão. Adaptado de [18].

Como resultado destes mecanismos formam-se nuvens de aproximadamente n_0 pares electrão-ião – as *cargas primárias* – consequência da passagem da radiação pelo detector. Estas cargas primárias, na ausência um campo eléctrico, recombinar-se-iam segundo a reacção



com a emissão de um fotão.

2.2.2 – Transporte de cargas no gás

Por aplicação de um campo eléctrico na região onde a carga primária foi formada estabelecem-se movimentos de deriva dos electrões e iões positivos. O fenómeno de recombinação da carga primária é evitado, uma vez que iões e electrões derivam, grosso modo, em sentidos opostos, sobrepondo-se este movimento ao movimento de difusão térmica.

Os iões positivos em movimento sofrem colisões com as moléculas e átomos do gás, adquirindo uma velocidade média – a *velocidade de deriva* – que pode ser descrita pela equação:

$$v = \mu \frac{E}{p}$$

Onde μ representa a mobilidade dos iões, E o campo eléctrico aplicado, p a pressão do gás e a relação $\frac{E}{p}$ é a quantidade denominada por *campo eléctrico reduzido*. O valor da mobilidade μ não varia significativamente para iões positivos ou negativos no mesmo gás, mantendo-se relativamente constante nalgumas gamas de campo eléctrico aplicado [1]. Para um campo eléctrico aplicado de 100V/cm, a uma atmosfera de pressão, a velocidade de deriva de iões é tipicamente de 1m/s.

Para o caso do comportamento de electrões em deriva num campo eléctrico, devendo-se à sua menor massa, estes adquirem uma aceleração muito maior entre colisões com os constituintes do gás. A mobilidade dos electrões é tipicamente 100 ou mesmo 1000 vezes superior à mobilidade dos iões, como exemplo refira-se que para um campo aplicado de ~250V/cm em Néon a velocidade de deriva dos electrões é de 5700m/s [29].

2.2.3 – Multiplicação de carga

Com a carga primária formada pela interacção inicial da radiação incidente com os átomos do gás e por aplicação de campos eléctricos os electrões primários adquirem uma velocidade de deriva na direcção contrária à do campo, podendo adquirir dessa forma energia cinética suficiente para causar novas excitações e ionizações dos átomos do gás.

Por aplicação de uma diferença de potencial adequada i.e. suficientemente elevada, os electrões primários podem adquirir energia cinética suficiente para colidir inelasticamente com os constituintes atómicos (ou moleculares) do gás de enchimento e levar à sua excitação ou ionização. O limite energético inferior para que ocorra ionização é o primeiro potencial de ionização dos átomos/moléculas – os electrões primários ao adquirir energia superior ao primeiro potencial de ionização levam, por colisão, à criação de um novo par electrão–ião. Desta forma passam a existir dois electrões a deslocar-se na direcção contrária ao campo aplicado – o electrão que ionizou o átomo ou molécula do gás e o electrão que foi libertado.

Os electrões libertados por este processo são eles próprios acelerados pelo campo eléctrico e, derivando em direcção ao ânodo, sofrem novas colisões com os átomos neutros do gás podendo ocorrer novas ionizações e consequentemente fazer aumentar a quantidade de electrões livres que derivam devido ao campo.

A multiplicação de carga em cascata neste processo denomina-se por *avalanche de Townsend*, onde cada electrão livre criado por colisão pode produzir mais electrões livres pelo mesmo processo graças à aplicação do campo eléctrico.

A distância média percorrida por um electrão até que sofra uma colisão ionizante com um átomo neutro do gás representa-se por λ_{ion} e o seu inverso representa a probabilidade de ocorrência de uma colisão ionizante por unidade de comprimento. Esta quantidade, $\alpha = \frac{1}{\lambda_{ion}}$, é denominada de *primeiro coeficiente de Townsend* e é distinto para cada gás, sendo função do campo eléctrico.

Considerando uma geometria simples de detector gasoso onde há dois eléctrodos separados por uma distância d entre os quais se aplica um campo eléctrico uniforme E – um electrão presente no meio gasoso deriva na direcção contrária ao

campo eléctrico e após uma distância média de ionização produz-se um par electrão-ião. Passam, dessa forma, a existir dois electrões a derivar devido ao campo e, novamente, após uma distância média de ionização cada um desses electrões produz mais um par electrão-ião. Infere-se então que existindo n electrões iniciais, num gás nas condições em que o seu *coeficiente de Townsend* é α , após um elemento dx o número de electrões produzidos é dado por [2]:

$$dn = n\alpha dx$$

Por integração obtém-se o número total de electrões criados [2]:

$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

Onde n_0 é o número de electrões iniciais. O factor de multiplicação M , ou ganho real, do detector é obtido pelo quociente entre o número de electrões criados e o número inicial de electrões, dessa forma [2]:

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}$$

Num caso mais geral em que o campo eléctrico aplicado não é uniforme o valor do coeficiente de Townsend, α , varia de ponto para ponto (em função do valor do campo). Nesse caso α varia em função da posição x no detector e o factor de multiplicação entre duas posições r_1 e r_2 é dado pelo integral [2]:

$$M_{r_1 \rightarrow r_2} = e^{\int_{r_1}^{r_2} \alpha dx}$$

O limite físico do factor de multiplicação, ou ganho real, é de cerca de 10^8 antes que ocorra o *breakdown* e é conhecido como o *limite de Raether*.

O conhecimento do primeiro coeficiente de Townsend é de importância fundamental na determinação do ganho real de um detector e, dessa forma, uma expressão aproximada para a sua determinação foi determinada por Rose e Korff, a qual depende de algumas constantes distintas para cada gás, e que é [2]:

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-\frac{Bp}{E}}$$

Na tabela seguinte encontram-se os factores A e B para alguns gases:

Gás	A (cm ⁻¹ Torr)	B (V cm ⁻¹ Torr)
He	3	34
Ne	4	100
Ar	14	180
Xe	26	350

CO ₂	20	466
-----------------	----	-----

Tabela 2 – Valores das constantes A e B na expressão de Rose-Korff para alguns dos gases mais utilizados. Adaptado de [4]

2.2.4 – Regiões de funcionamento de um detector gasoso

Um detector gasoso de radiação, como já foi referido, consiste essencialmente numa câmara onde se introduz um gás entre dois eléctrodos, entre os quais se faz aplicar um campo eléctrico.

A interacção inicial da radiação ionizante com os átomos ou moléculas do gás gera a carga primária (pares de electrões-iões primários) que, repetindo, será em princípio proporcional à energia da radiação depositada no volume activo do detector.

Dependo das tensões aplicadas entre os dois eléctrodos, e conseqüentemente do valor do campo eléctrico aplicado, pode-se fazer variar a região de funcionamento do detector de radiação. A figura seguinte mostra as diferentes regiões de operação, em termos de carga colectada, em função da tensão aplicada:

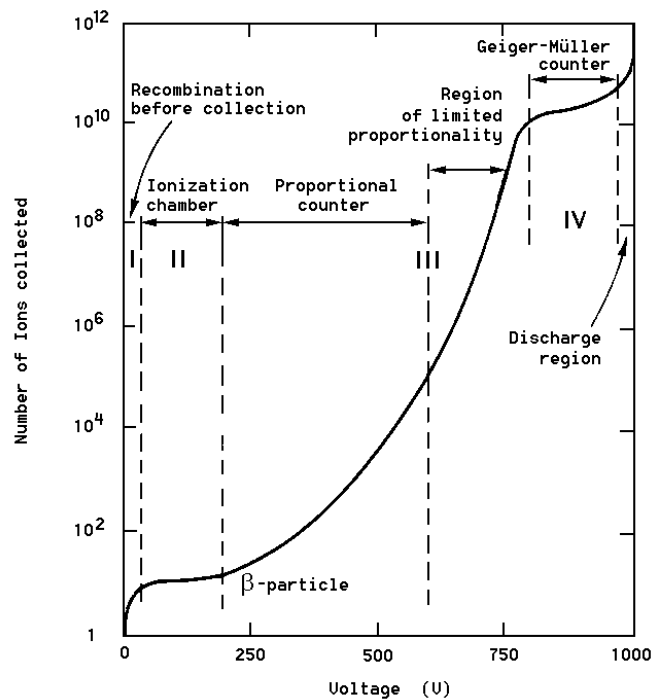


Figura 4 – Regiões de funcionamento – Número de iões colectados em função da tensão aplicada. Adaptado de [2]

Segue-se uma breve descrição de cada região de operação [1, 2]:

Região de recombinação: Para baixas tensões aplicadas a recombinação dos pares ião-electrão é dominante, havendo uma pequena colecta da carga formada pela deposição da energia da radiação no meio – a carga colectada é inferior à carga primária formada pelas interacções primárias;

Câmara de ionização: Aumentando as tensões aplicadas a predominância das recombinações diminui conseguindo-se a colecta quase completa da carga primária. Os electrões primários derivam devido ao campo mas não adquirem energia suficiente para ionizar os átomos ou moléculas do gás, apenas para excitar;

Contador proporcional: Acima de um valor de tensão, o valor limite de tensão V_t , os electrões primários adquirem energia suficiente para iniciar o processo de multiplicação por ionizações secundárias, caracterizado pelo *factor de multiplicação* M . Permanece ainda a proporcionalidade com a carga primária através do factor M : $n = n_0 M$, onde n_0 é a carga primária.

Região de proporcionalidade limitada: Com o aumento da tensão aplicada a proporcionalidade da carga colectada com a carga primária é gradualmente perdida por consequência da distorção do campo eléctrico. A acumulação de carga positiva dos iões, com mobilidade muito inferior aos electrões, na vizinhança do ânodo reduz o valor efectivo do campo eléctrico inibindo a evolução do processo de avalanche. Enquanto que os electrões são rapidamente colectados pelo ânodo (em poucos ns) os iões, muito menos móveis, derivam em direcção ao cátodo durante algumas centenas de μ s. A quantidade de carga colectada aumenta com a quantidade de carga primária mas de uma forma gradualmente não proporcional. Esta região eventualmente termina com uma saturação do ganho, em que a carga colectada é independente da quantidade de carga primária.

Contador de Geiger-Muller: Aumentando ainda mais a tensão começam a desencadear-se novos processos de avalanche secundárias não relacionadas com a interacção dos electrões primários com os átomos ou moléculas do gás mas devido aos fotões emitidos aquando da desexcitação de átomos ou moléculas na nuvem. Os fotões correspondem a

transições radiativas na região dos ultra-violeta ou do visível e que causam novos fenómenos de ionização noutras regiões do detector. Estes processos de avalanche terminam quando um número suficiente de iões foi criado para reduzir o valor do campo eléctrico efectivo abaixo do valor necessário para gerar o processo de multiplicação. A carga colectada encontra-se saturada nesta região de operação e é independente da energia depositada pela radiação na interacção inicial.

Região de descarga: Na região de descarga ocorre ionização do gás mesmo na ausência de interacção com radiação – ocorre a disrupção do gás.

2.2.5 – Resolução em energia

Um dos parâmetros mais importantes de um detector de radiação é a sua resolução em energia. Este parâmetro permite quantificar a capacidade de um detector de distinguir duas energias detectadas e registadas em termos de amplitude de sinal obtido que se encontrem relativamente próximas em valor.

Um feixe de radiação mono-energético que se faça incidir num detector idealmente apresentaria um espectro que se assemelharia a uma função δ de Dirac mas num caso real isto não sucede – qualquer espectro obtido dessa mesma radiação mono-energética apresenta uma largura finita que se assemelha a uma distribuição gaussiana.

A resolução em energia de um detector, R , é quantificada pela razão entre a largura a meia altura (em inglês *full width at half maximum* – *FWHM*) e o valor médio, E_0 , da distribuição obtida para uma radiação mono-energética, dessa forma:

$$R = \frac{FWHM}{E_0}$$

O resultado obtido por esta expressão é habitualmente representado em termos de percentagem e, para uma dada radiação, é tanto melhor quanto menor for o valor de R . Esta quantidade está relacionada com a capacidade de se fazer a distinção entre dois valores de energias detectados num espectro – duas distribuições cujos valores médios estejam mais próximos do que a largura a meia altura são considerados não-resolvidos.

O afastamento do caso ideal (distribuição tipo δ de Dirac) para o caso real (distribuição gaussiana) tem várias contribuições mas o predominante prende-se com as variações estatísticas inerentes à característica discreta dos fenómenos de ionização e

excitação que ocorrem após a deposição de energia da radiação no meio gasoso do detector. Em qualquer caso o número de portadores de carga gerados, os quais produzem um sinal detectável e mensurável, no detector é uma quantidade discreta e sujeita a flutuações estatísticas, considerados evento a evento, mesmo que a energia depositada no detector seja a mesma.

Uma estimativa desta flutuação estatística pode ser feita se forem considerados os eventos de formação de portadores de carga como acontecimentos independentes, ou seja, como eventos de Poisson. Nesse caso se n for o número de portadores de carga formados em média então o desvio padrão desse valor médio é dado por: $\sigma_{Poisson} = \sqrt{n}$. [1, 2]

3 – Comparação com o estado da arte e objectivos do trabalho

3.1 – Tipos de detectores gasosos de ionização proporcional

Desde a primeira geração de detectores gasosos de radiação com geometria cilíndrica e com um único filamento central fazendo de ânodo – os tubos de Geiger-Müller e os contadores proporcionais - que o desenvolvimento de detectores cada vez mais complexos expandiu a área da detecção de radiação.

O desenvolvimento da câmara proporcional de multi-fios (a *Multi-Wire Proportional Chamber* ou *MWPC*) por Georges Charpak em 1968 veio abrir novos horizontes. Consistindo num sistema com vários fios anódicos complanares com diâmetro da ordem das dezenas de micrómetros separados por uma distância de 1 a 3 mm entre duas placas metálicas como cátodos, num meio gasoso, vieram possibilitar a determinação espacial de eventos ionizantes.

Com o surgimento de detectores consistindo em microestruturas ao invés de câmaras de fios as limitações inerentes a estas foram sistematicamente endereçadas, optimizando-se assim por exemplo a localização de eventos ou a taxa de contagens, uma vez que esta aumenta com a diminuição da distância entre cátodos e ânodos (tempo necessário para a recolha de carga mais reduzido).

Neste capítulo faz-se uma breve referência a diversos tipos de estruturas desde as câmaras de multi-fios (*MWPC*) até alguns tipos de microestruturas utilizadas culminando com a estrutura com a qual o trabalho laboratorial foi desenvolvido – O THGEM.

As Multi Wire Proportional Chambers (MWPC's) são, como foi referido anteriormente, constituídas por uma estrutura de numerosos fios finos, que constituem os ânodos, montada entre duas placas metálicas que constituem os cátodos. O volume existente entre os cátodos é então cheio com uma mistura gasosa apropriada. A estrutura em corte transversal é representada seguidamente, assim como algumas linhas de campo do campo eléctrico aplicado:

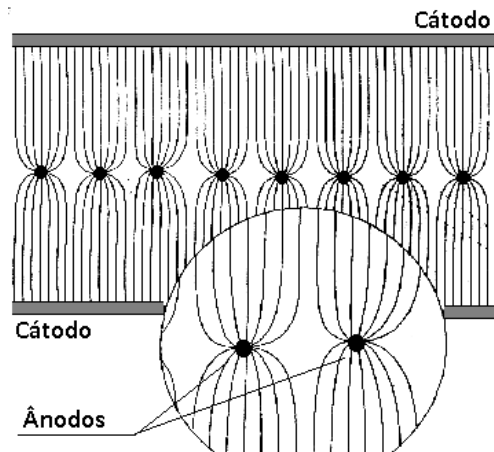


Figura 5 – Representação dos eléctrodos de uma MWPC assim como algumas linhas de campo. Adaptado de [20].

Por aplicação de tensões entre os cátodos e os ânodos os electrões primários, provenientes da interacção entre a radiação incidente, derivam em direcção aos ânodos, onde a elevada intensidade do campo eléctrico na sua proximidade inicia o processo de avalanche e multiplicação de carga que induz um sinal eléctrico no ânodo mais próximo. Por outro lado esta multiplicação de carga tem como consequência a criação de um grande número de iões positivos que derivam lentamente (centenas de μs) em direcção aos cátodos. Este “acumular” de cargas positivas para taxas de contagem elevadas ($\approx 10^4 \text{Hz/mm}^2$) modifica o campo eléctrico reduzindo o ganho rapidamente. Outra limitação deste tipo de detectores prende-se a resolução obtida, relacionada com a distância entre ânodos. Os desenvolvimentos deste tipo de detectores permitiram a sua aplicação em Time Projection Chambers (as TPC's), Drift Chambers. [2, 3, 4]

Para endereçar a limitação da resolução e da taxa de contagem as dimensões e a distância entre os eléctrodos teriam que ser reduzidas e desse modo foram desenvolvidas as micro-estruturas produzidas por processos litográficos ou microelectrónicos com duas características essenciais 1) as distâncias entre ânodos e cátodos são extremamente reduzidas e 2) é possível obter resoluções em posição muito melhores do que era possível obter com MWPC's [7]. Recentemente diversas micro-estruturas foram concebidas como as Micro-Gap Chamber (MGC), as Micro-Dot Chamber (microDOT), as Micro-Mesh Gaseous Structure (MICROMEGAS), o Compteur À Trous (CAT), os Gas Electron Multiplier (GEM), as Micro-Gap Wire Chamber (MGWC) ou as Micro-Hole and Strip Plate (MHSP), cujas dimensões

reduzidas permitem enfrentar algumas das limitações das MWPC. Neste capítulo irá fazer-se uma breve descrição de algumas das estruturas desenvolvidas.

- As Micro-Strip Gas Chamber: [10]

As MSGC consistem em finas fitas condutoras depositadas num substrato isolador a uma curta distância umas das outras. Essas fitas desempenham o papel de cátodos e ânodos, depositados alternadamente, cuja largura é distinta - enquanto os ânodos têm uma largura de alguns microns os cátodos têm habitualmente uma largura de 100µm. A distância entre cátodos e ânodos varia conforme a estrutura, mas é comum uma distância entre 50 - 100µm.

Com esta configuração torna-se possível a rápida remoção dos iões positivos, resultantes do processo de multiplicação, para os cátodos possibilitando assim a redução dos efeitos nefastos por acumulação destes no gás e aumentando a taxa de contagem possível.

Na figura 6 mostra-se esta estrutura em corte transversal assim como algumas linhas de campo e linhas equipotenciais resultantes da polarização dos eléctrodos:

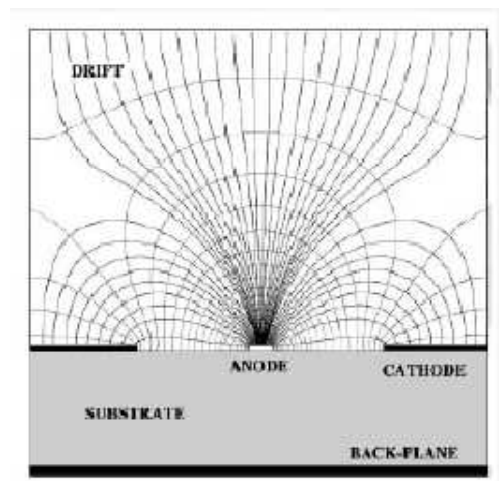


Figura 6 – Representação de parte de uma MSGC assim como algumas das linhas de campo e linhas equipotenciais.

- As Micro-Gap Chamber: [8, 13]

Nas MGC os ânodos metálicos são depositados sobre pequenas tiras de material isolador que por sua vez são depositados sobre uma base metálica que desempenha o papel de cátodo. Como suporte é utilizado um substrato isolador.

A reduzida distância entre ânodos e cátodos nesta estrutura – separados apenas pelas tiras isoladoras – permitem taxas de contagem ainda mais elevadas do que é possível obter nas MSGC, assim como tempos de subida de impulso muito reduzidos, embora o ganho seja ligeiramente inferior. Como consequência da reduzida distância entre eléctrodos aumenta o potencial de descargas entre estes à medida que as diferenças de potencial crescem.

A figura 7 mostra uma estrutura deste tipo:

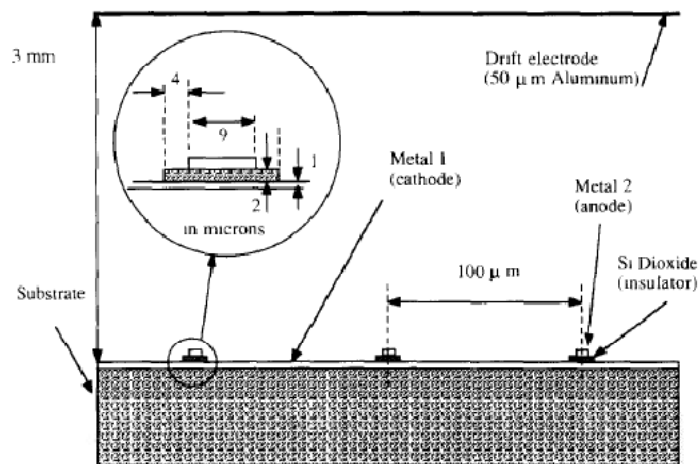
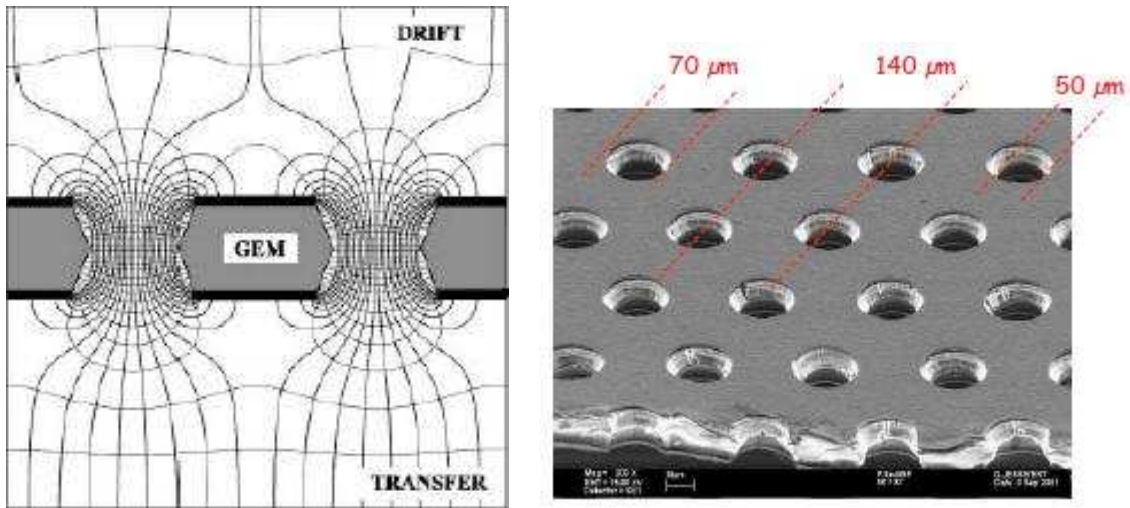


Figura 7 – Representação de vários eléctrodos de uma MGC e as suas respectivas dimensões típicas [13].

- Os Gas Electron Multiplier, ou GEM's: [3, 11, 15]

Os GEM consistem em duas camadas metálicas separadas por uma folha de polímero isolador, habitualmente Kapton, onde se perfura uma grande densidade de orifícios, tipicamente 50-100/mm². A espessura dos constituintes desta estrutura é, habitualmente, de 5μm para as camadas metálicas superior e inferior e de 50μm para a folha de polímero de Kapton. Os buracos, com um diâmetro que depende do tipo de GEM mas ronda tipicamente os 60 e os 100μm, têm uma disposição hexagonal com uma distância entre centros que, novamente, é variável conforme a concepção mas que se encontra entre 100 e 200μm.



Figuras 8 e 9 – Diagrama representativo de um GEM em corte transversal com algumas linhas de campo e equipotenciais (esquerda, adaptado) e microfotografia de um GEM com respectivas dimensões (direita) [11, 21].

Por aplicação de uma diferença de potencial adequada entre o eléctrodo superior (comumente apelidado de TOP) e inferior (apelidado de BOTTOM) gera-se um campo eléctrico no interior dos buracos (e fora deles) como está representado na figura 8. Este campo eléctrico faz derivar os electrões primários, provenientes da interacção de radiação com os átomos ou moléculas do gás, da região de Drift para o interior dos buracos, onde o intenso campo eléctrico inicia o processo de multiplicação.

Com este tipo de estrutura é possível obter um ganho próximo de 10^3 - 10^4 antes da ocorrência de descargas, dependendo do tipo de mistura gasosa e de outros factores, mas utilizando uma montagem com duas etapas de multiplicação, isto é, com dois GEM's sobrepostos, conseguem-se ganhos nitidamente mais elevados aplicando tensões mais baixas entre os eléctrodos. A figura 10 representa os ganhos obtidos numa mistura de Ar/CO₂ (70%-30%) utilizando uma montagem singular, dupla e tripla de GEM's:

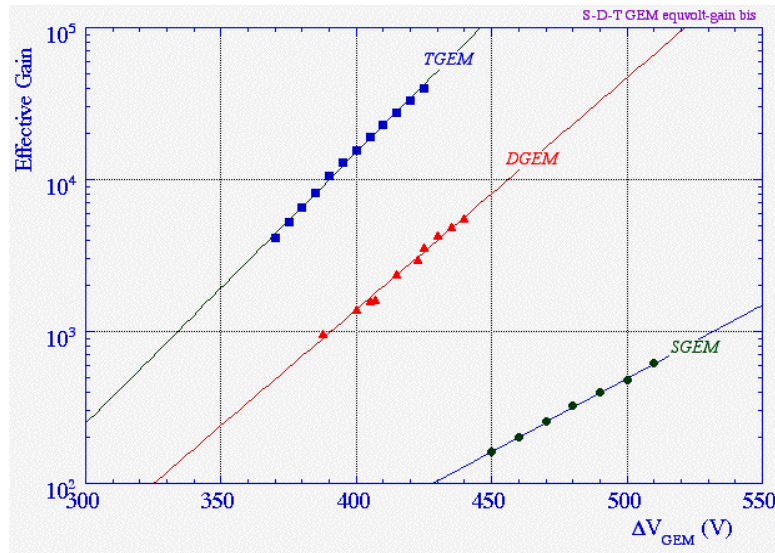


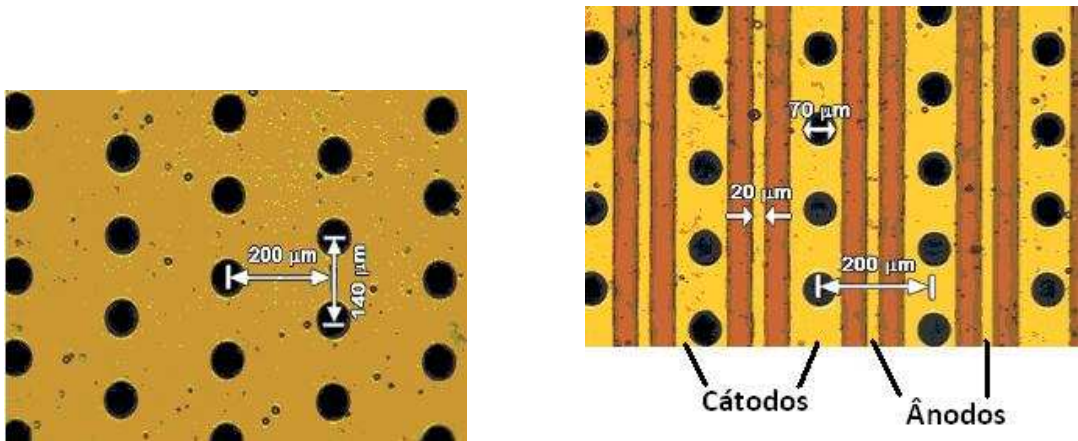
Figura 10 – Ganho em função da tensão aplicada entre os eléctrodos para uma montagem singular (pontos verdes), montagem dupla (pontos vermelhos) e montagem tripla (pontos azuis) de GEM's [12].

De notar que neste caso conseguiu-se obter um ganho com uma montagem tripla de GEM's quase duas ordens de grandeza superior quando comparado com o ganho obtido com uma montagem única de GEM's. [11]

- As Micro-Hole Strip Plates:

As MHSP's são estruturas que combinam os GEM's com as MSGC's num único elemento.

Duas etapas de multiplicação são combinadas numa única folha isolante de Kapton sob a forma de GEM's, se observada a estrutura de topo, e MHSP's se observada pela parte inferior com os buracos perfurados centrados nas fitas que desempenham o papel dos cátodos e os ânodos dispostos paralelamente a estes:



Figuras 11 e 12 – Microfotografias da parte superior (esquerda) e parte inferior (direita) de uma MHSP, assemelhando-se a um GEM e a uma MSGC, respectivamente. Adaptado de [22].

Com esta disposição conseguem-se duas etapas de multiplicação de carga numa única estrutura, permitindo atingir um ganho mais elevado ou, alternativamente, para obter o mesmo valor de ganho, as tensões aplicadas são mais reduzidas quando comparadas com, por exemplo, um GEM. A primeira etapa de multiplicação localiza-se idealmente no interior dos buracos, para onde os electrões primários são orientados, enquanto a segunda se encontra nas proximidades dos ânodos. Na figura 13 está representada, em corte transversal, uma destas estruturas onde se representam também algumas linhas de campo criado pela polarização dos eléctrodos; as regiões de multiplicação foram realçadas por elipses:

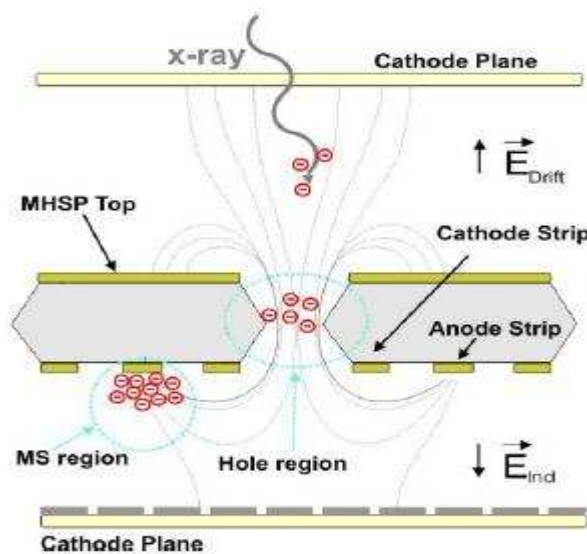


Figura 13 – Diagrama de uma MHSP em corte transversal com algumas linhas de campo e assinaladas as duas regiões de multiplicação (elipses azuis) [5].

Os iões produzidos pelo processo de multiplicação de carga nas imediações dos ânodos são rapidamente colectados pelos cátodos a uma curta distância.

3.2 – O THGEM

Um outro tipo de micro-estrutura derivado do Gaseous Electron Multiplier é o THick-Gaseous Electron Multiplier, ou THGEM.

Este tipo de estrutura apresenta uma estrutura semelhante aos GEM's típicos com a distinção que as dimensões que os caracterizam, isto é, a espessura, o “pitch” (distância entre centros de buracos) e o diâmetro dos buracos são significativamente maiores: 50 μ m, 140 μ m e 50 μ m para um GEM típico enquanto os THGEM's utilizados neste trabalho têm de dimensões 0,4mm (espessura), 1mm (“pitch”), 0,3mm (diâmetro), com uma transparência óptica de 8,1%.

Nas estruturas tipo THGEM as dimensões envolvidas são significativamente maiores facilitando a sua produção, isto é, por exemplo, enquanto na produção de um GEM típico o método fotolitográfico de “etching” (a remoção química de material) recorre a máscaras, photo-resist, luz-ultravioleta e banhos químicos para a obtenção da forma desejada da estrutura, a produção de um THGEM recorre a métodos, relativamente mais simples, de microperfuração, podendo ser usados diversos tipos de material como substrato isolador como por exemplo Kevlar[®], Teflon[®] ou G-10. Dessa forma, o fabrico de estruturas com uma área de até 100x100 é possível com relativa facilidade.

Neste tipo de estrutura a multiplicação, por avalanche, de electrões primários provenientes da deposição de energia da radiação ionizante no gás de enchimento dá-se em buracos com um diâmetro compreendido entre 0,2 a 0,7 mm, feitos num substrato isolante de duas faces com uma espessura de 0,4 a 0,8 mm, revestido em ambos os lados com uma superfície conductora de cobre. Uma característica importante, e que distingue os THGEM's dos GEM's típicos, é a remoção de uma pequena margem de cobre em redor dos buracos com uma largura de cerca de 0,05 a 0,12mm. Este é um passo importante pois conseguem-se, como resultado, aplicar tensões mais elevadas até

ocorrer uma descarga podendo-se assim atingir ganhos mais elevados quando comparados com estruturas sem a orla. Uma microfotografia deste tipo de estrutura está representada seguidamente assim como alguns dos parâmetros característicos que a caracteriza (Notar ordem de grandeza):

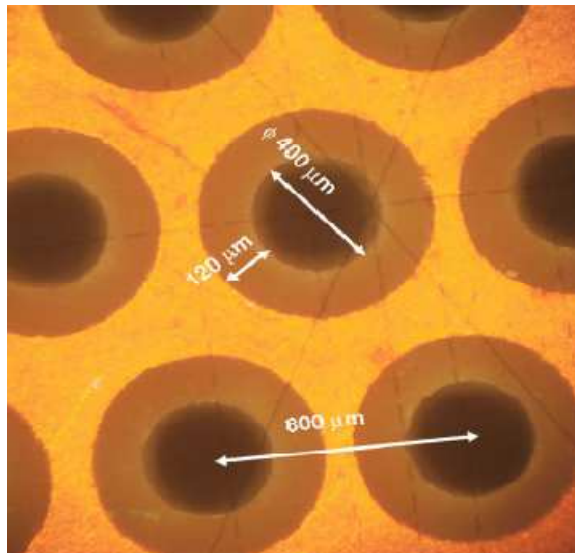


Figura 14 – Microfotografia de um THGEM com respectivas dimensões [9].

O fabrico deste tipo de estrutura é, quando comparado com o fabrico de GEM's típicos, relativamente facilitado pois a suas dimensões são substancialmente maiores podendo ser aplicadas técnicas de fabrico análogas ao fabrico de circuitos impressos, ou seja, métodos litográficos ou até mesmo recorrer, para o fabrico dos buracos, brocas com as dimensões adequadas. A utilização deste último método é impossível para o fabrico de GEM's convencionais pois o diâmetro dos buracos (cerca de 50µm) assim como o seu elevado número o torna proibitivo.

As maiores dimensões deste tipo de estrutura quando comparado com microestruturas do tipo GEM, Micro Strip Gas Chambers (MSGC's), Micro Hole Strip Plates (MHSP's), Micro Gap Chambers (MGC's), etc., fazem destas elementos robustos, tanto mecanicamente quanto a descargas eventuais, podendo ser mais facilmente aplicadas e mantidas em detectores de grandes dimensões. De facto, a grande imunidade deste tipo de estruturas a descargas permite uma capacidade de “sobrevivência” acima daquela observada em GEM's ou MHSP's. A probabilidade da estrutura ser inutilizada por uma descarga é baixa – como observado na realização deste trabalho experimental.

Num detector cuja multiplicação de carga ocorra em estruturas tipo GEM conseguem-se obter ganhos da ordem de 10^4 quando utilizada uma única estrutura, enquanto a utilização de uma montagem dupla ou tripla de GEM's permite a existência de várias regiões de multiplicação, geralmente com algumas vantagens: 1) para obter ganhos da mesma ordem de grandeza é necessário aplicar tensões mais baixas aos eléctrodos das estruturas e, 2) conseguem-se obter ganhos mais elevados antes da ocorrência de descargas conseguindo-se até obter um ganho médio da ordem de 10^7 recorrendo a uma montagem quádrupla de GEM's, com uma resolução de cerca de 20%.

Por outro lado, as estruturas tipo THGEM permitem obter ganhos de 10^5 quando operadas com uma estrutura, chegando a atingir um ganho de 10^7 numa montagem dupla, quando utilizadas em câmaras com misturas gasosas com “quenching” à pressão atmosférica. [6, 9, 14]

4 – Operação de THGEM's em misturas de Néon e CF₄ à temperatura ambiente

A utilização de néon como gás de enchimento neste trabalho em vez de outro gás nobre como o Ar deve-se ao facto de o néon permitir a aplicação de tensões relativamente baixas de operação atingindo-se, no entanto, elevados ganhos. Por outras palavras, a multiplicação de carga devido a “impactos” com electrões acelerados, e consequente ionização dos átomos do gás, ocorre para valores mais reduzidos de campo eléctrico uma vez que o *primeiro coeficiente de Townsend* é relativamente mais elevado para o Néon, isto é, o número de pares ião-electrão gerados por unidade de comprimento é mais elevado para o Néon quando comparado com Árgon.

A aplicação de tensões de operação mais baixas quando comparadas com as tensões aplicadas em ambientes de Árgon traz várias vantagens: reduzindo as tensões de trabalho reduz-se também a probabilidade de ocorrência de emissão de electrões dos eléctrodos por efeito de campo nas imperfeições das estruturas assim como as devidas a eventos altamente ionizantes (grande densidade de carga espacial); modera-se, em caso de descarga, a energia da faísca, proporcional ao quadrado da diferença entre as tensões aplicadas aos eléctrodos da estrutura; os efeitos consequentes da polarização do isolador que constitui a estrutura são minimizados (a polarização do isolador tem como efeito a redução do campo eléctrico ao longo do buraco) e, por último, no Néon quando usado como gás de enchimento não contém isótopos radioactivos com tempo de meia-vida longos, que poderiam introduzir sinais como ruído de fundo. [19]

4.1 – Objectivos

Com este trabalho pretende estudar-se o desempenho de detectores gasosos baseados na estrutura multiplicadora de electrões do tipo THGEM, nomeadamente em termos de ganho e respectivas flutuações estatísticas, em misturas néon com gases moleculares como o CF₄ e o CH₄, a baixa e a altas pressões, com vista à sua utilização em fotomultiplicadores gasosos. Para estes testes utilizaremos raios-X de 5,9keV provenientes de uma fonte de ⁵⁵Fe.

Com este tipo de estrutura esperam-se obter ganhos da ordem de 10^4 e da ordem de 10^5 utilizando uma montagem com um e dois THGEM's, respectivamente, funcionando em Ne puro (99,99%) a 1 atmosfera (1 bar), com uma resolução em energia <30%.

Os objectivos deste trabalho passam por:

- 1- Obtenção de ganhos da ordem de 10^4 e de 10^5 com uma resolução <30%, utilizando um e dois THGEM's, respectivamente, em ambiente de Ne puro (99,99%), à pressão atmosférica e à temperatura ambiente;
- 2- Estudar o desempenho desta estrutura em ambientes de Ne puro às pressões de 2 e 3 bar, medindo parâmetros tais como o ganho obtido, a resolução em energia, tempo de subida dos impulsos e tensão máxima de operação;
- 3- Estudar o desempenho das estruturas na mistura Ne/CF₄ nas proporções de 95%/5% e 90%/10% medindo os mesmos parâmetros e;
- 4- Estudar o desempenho das estruturas na mistura Ne/CH₄ medindo os mesmos parâmetros.

Como foi referido no Cap. 2, as estruturas multi-THGEM poderão igualmente vir a ser utilizadas com várias vantagens, dada a sua robustez, baixo custo, facilidade de fabrico, alto ganho em carga e rapidez, o que poderá constituir uma excelente alternativa ao uso de estruturas multi-GEM.

4.2 – Montagem experimental

A montagem experimental utilizada nesta etapa do trabalho pode ser dividida em alguns elementos principais, são eles: a câmara utilizada, o sistema de gás, as estruturas montadas no interior da câmara (o detector) e a electrónica associada.

O sistema de gás associado à câmara permite, antes de mais, a realização de um alto-vácuo no seu interior e de seguida permitir o seu enchimento com os gases ou misturas gasosas com as quais se realiza o trabalho, assim como ainda assegurar a purificação das misturas uma vez a câmara cheia e selada. O trabalho foi realizado em sistema fechado ao invés de modo de fluxo.

O diagrama do sistema de gás utilizado representa-se de seguida:

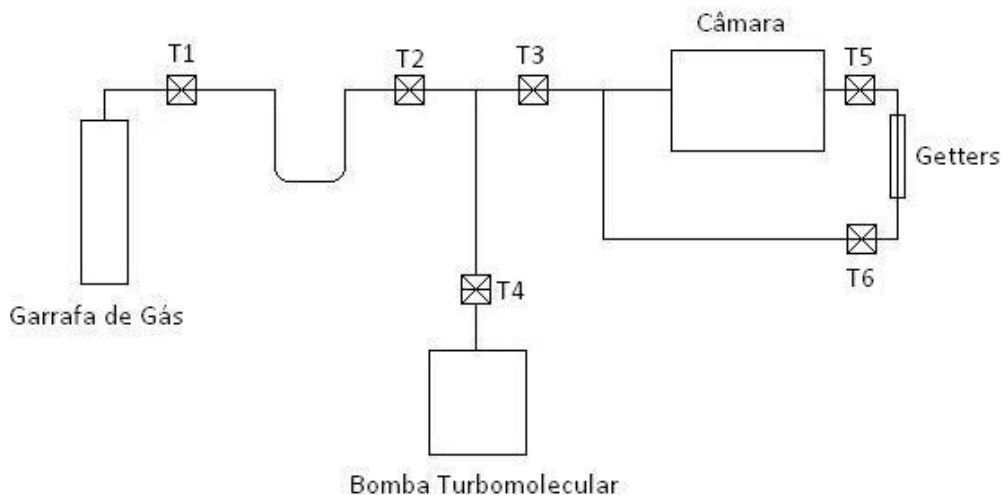


Figura 15 – Esquema do sistema utilizado, salientando os componentes principais: a câmara com o sistema de purificação por getters, a bomba turbomolecular e a linha de enchimento com a garrafa de gás.

Os principais componentes assinalados no esquema são a bomba turbomolecular, o purificador funcionando à base de getters e a linha de enchimento onde se acopla a garrafa de gás comprimido para enchimento do sistema. Não representada mas também igualmente importante é a manga de aquecimento eléctrica que permite aumentar a temperatura do purificador de gás para a activação das getters e manter, mediante um simples controlador associado a um termopar, a temperatura de trabalho.

O enchimento do sistema com o gás desejado (por exemplo Néon) iniciou-se com a realização de vácuo com uma bomba de vácuo turbo-molecular BALZERS-PFEIFFER modelo TSU-240, uma vez selada a câmara com as estruturas montadas no seu interior, fechada a torneira T₂ e todas as outras abertas, até se atingir uma pressão de aproximadamente $\sim 10^{-5}$ mbar, altura na qual se procedeu à activação das getters aumentando gradualmente a temperatura até cerca de 400°C e mantendo-a por cerca de

20 minutos – este aquecimento faz a evaporação da película protectora que reveste cada “anilha” e expõe a sua superfície ao gás. Durante este procedimento observa-se uma ligeira redução da qualidade do vácuo evidente pelo aumento da pressão de $\sim 10^{-5}$ mbar até $\sim 10^{-4}$ mbar no medidor associado – este fenómeno deve-se à evaporação da película protectora e qualquer outra substância à superfície da getters àquela temperatura. Passados cerca de 20 minutos fez-se reduzir gradualmente a temperatura da manga de aquecimento até aos cerca de 200°C - a temperatura de operação das getters para o caso do Néon – durante o qual se registou um decréscimo da pressão no medidor até $\sim 10^{-6}$ mbar o que indica que a função purificadora das getters está já a ser cumprida adsorvendo os gases residuais contaminantes no interior da câmara e melhorando consideravelmente a qualidade do vácuo.

De seguida, com a activação das getters completa e com um vazio de ordem $\sim 10^{-6}$ mbar na câmara, fecha-se a torneira T₃ e abre-se a torneira T₂ fazendo-se vazio na linha de enchimento até se atingir uma pressão de aproximadamente 10^{-6} mbar, altura em que se fecha a torneira T₂ e se abre a torneira T₁ enchendo com Néon a linha de enchimento. Fechou-se de seguida a torneira T₁ e colocou-se então um dewar com Azoto líquido na parte inferior do tubo em U, fazendo-se assim o seu arrefecimento que retêm, por condensação, quaisquer vestígios de humidade e outras impurezas cuja pressão de vapor seja superior à do azoto no seu interior. Fecha-se então a torneira T₄ e abrem-se as torneiras T₂ e T₃, fazendo circular o gás até à câmara. Repetiram-se estes passos as vezes necessárias para encher a câmara até à pressão de 3bar.

Uma vez a câmara cheia com Néon à pressão de 3bar fechou-se a torneira T₃, fechando assim o circuito de gás, e mantêm-se as torneiras T₅ e T₆ abertas permitindo a purificação do gás pelas getters, que circula por convecção.

A câmara na qual foram montadas as estruturas THGEM consiste numa câmara cilíndrica em aço inoxidável (150mm de diâmetro interno e 114mm de altura) com aproximadamente 2dm³ de volume selada por duas bases metálicas – numa destas existe uma janela central de 10mm de diâmetro de Kapton com 75µm de espessura, colada com cola epóxida TRA-BOND 2116 indicada para vácuo enquanto que na outra instalou-se um conjunto de 14 feedthroughs SHV colados através desta com a cola já referida – e de forma a assegurar uma selagem sem fugas entre o corpo da câmara e as bases usaram-se anéis fabricados em material fluoroelastómero Viton[®] da DuPont.

As figuras seguintes mostram o esquema da câmara em corte, com o detector no interior, e uma fotografia da base inferior da câmara onde se instalaram os feedthroughs SHV, podendo-se também observar o detector já montado. A estrutura no topo é grelha de deriva:

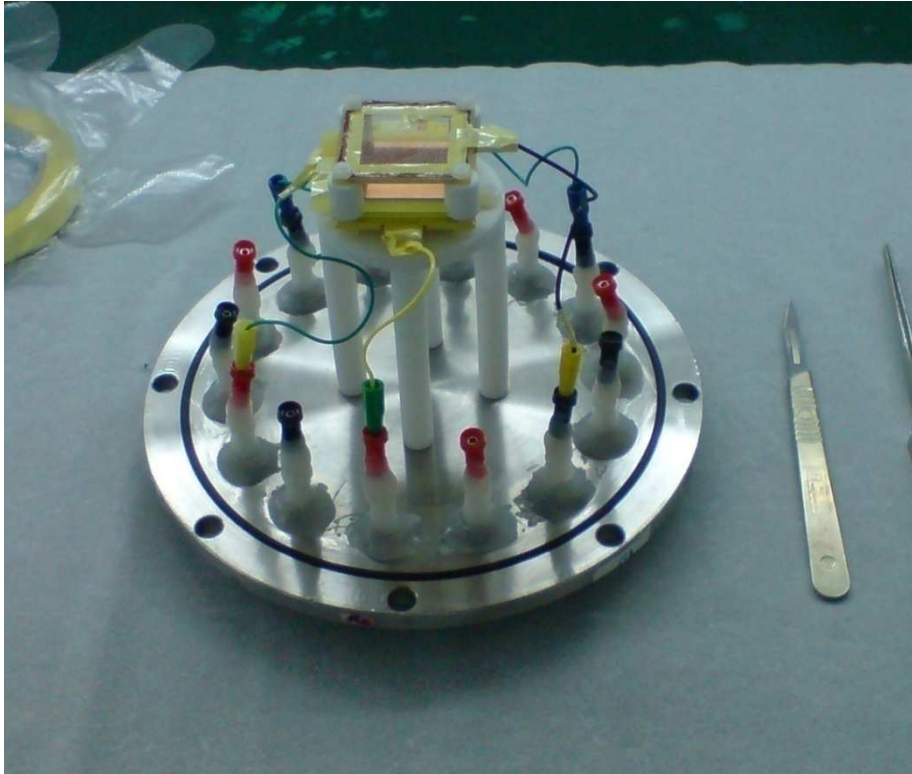


Figura 16 – Vista geral do detector montado nos pilares de Teflon, com os conectores SHV visíveis e as ligações eléctricas já efectuadas a todas as estruturas.

O detector é constituído por duas grelhas em aço-inoxidável com fios de 50 μ m de diâmetro e 500 μ m de passo montadas em armações fabricadas em material G-10 e em duas estruturas THGEM fabricados em placas de G-10 com 0,4mm de espessura revestidos por cobre em ambas as faces e perfuradas num padrão hexagonal de buracos de 0,3mm de diâmetro separados por 1mm (o passo ou em inglês “*pitch*”) por técnicas correntemente aplicadas a PCB’s – perfuração mecânica e etching químico – e em torno de cada buraco fez-se uma orla de 0,1mm no cobre de forma a evitar as descargas observadas a ganhos elevados [23]. Estas estruturas foram empilhadas em pilares fabricados em Teflon[®] aparafusados à base metálica e separadas por espaçadores de dimensões adequadas, também fabricados no mesmo material. A fotografia seguinte (figura 17) mostra em pormenor o detector numa perspectiva lateral, conseguindo-se

observar, por esta ordem, a grelha de deriva separada pelos espaçadores altos do THGEM₁, o THGEM₂ e finalmente a grelha de indução:

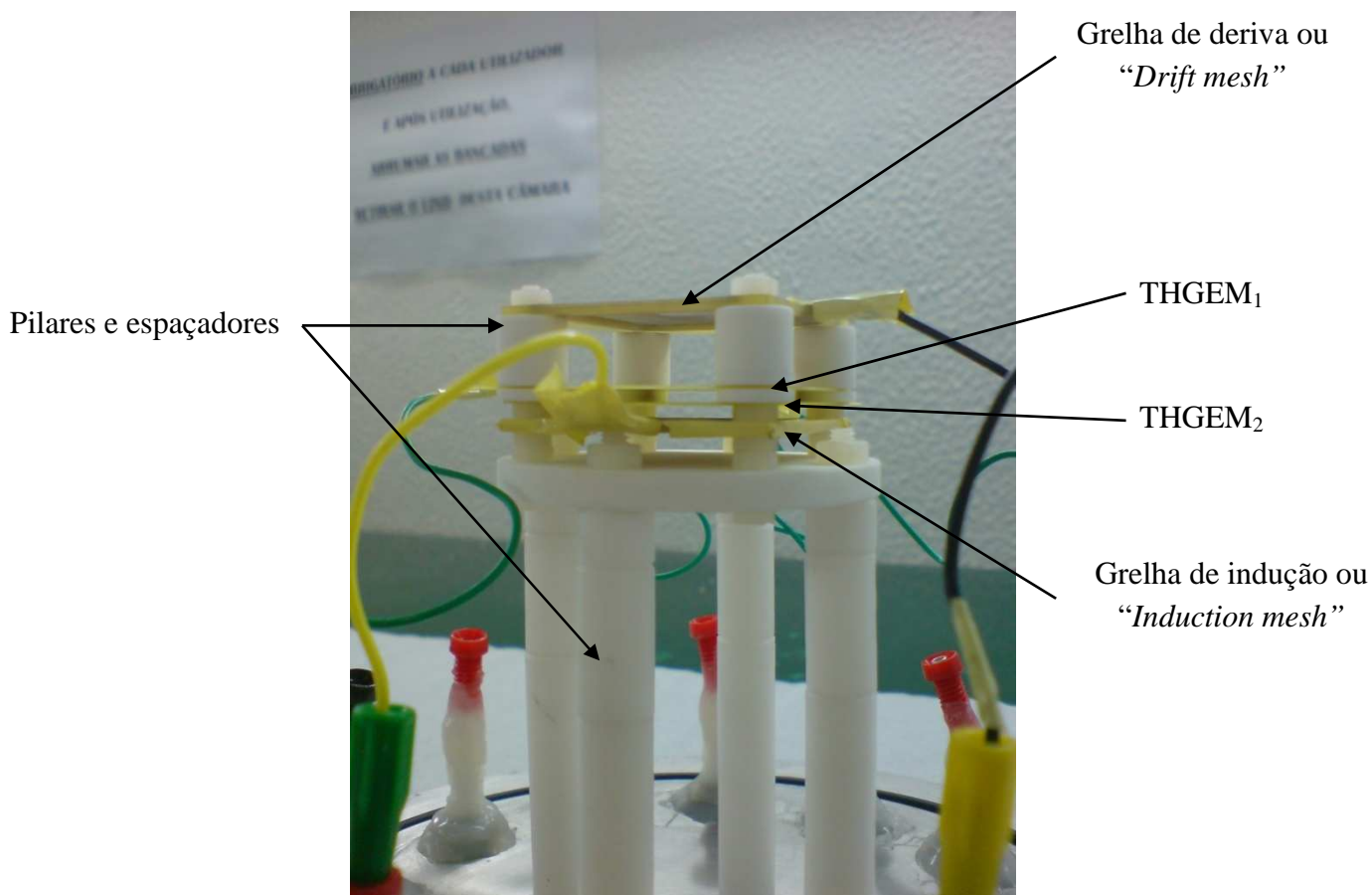


Figura 17 – Fotografia em pormenor do detector montado nos pilares com as todas as estruturas assinaladas e preparado para ser selado na câmara.

O esquema de montagem das estruturas no interior da câmara representa-se em seguida, assim como a electrónica exterior associada nomeadamente o pré-amplificador CANBERRA modelo 2006 com uma sensibilidade de 47mV/Mion-pair, o osciloscópio digital Tektronix TDS 2022B (200MHz, 2GS/s), o amplificador linear (o “LA”) CANBERRA model 2025 com constante temporal de 2 μ s e ganho variável e o multi-canal (o “MCA” Multi Channel Analyzer) Nucleus TNI PCA-II de 1024 canais. As fontes de tensão utilizadas para a polarização individual dos diversos eléctrodos e grelhas são do fabricante C.A.E.N. modelos N471 (com limitação de corrente da ordem de μ A) e N471A (com limitação de corrente da ordem de nA) e a sua ligação aos eléctrodos é filtrada por meio de filtros RC passa-baixo constituídos por uma resistência de 10M Ω e por um condensador de 1nF de capacidade, resultando numa frequência de corte de aproximadamente 16Hz, reduzindo-se assim o eventual “ripple” de alta

frequência das alimentações. Os eléctrodos estão além disso protegidos por resistências de elevado valor (10MΩ) limitando a corrente em caso de descarga. As distâncias representadas não estão à escala. Todos os espectros obtidos foram adquiridos em modo de impulso.

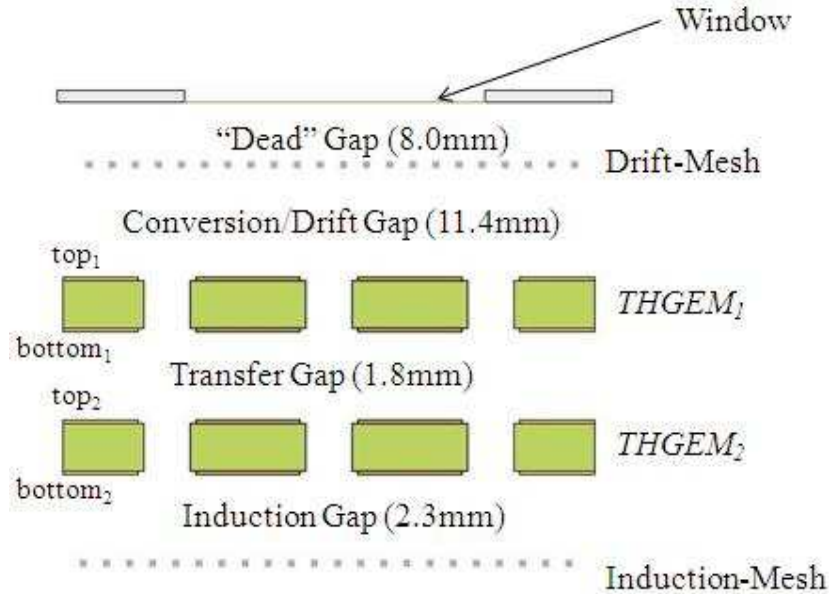


Figura 18 – Montagem no interior da câmara com as dimensões entre estruturas [40].

A montagem no interior da câmara consiste nos dois THGEM's (THGEM₁ e THGEM₂ na figura) separados por uma distância de 1,8mm e em duas grelhas (M₁ e M₂ na figura). A grelha superior, M₁, montada abaixo da janela e acima do THGEM₁, define, juntamente com o eléctrodo *top*₁ do topo do THGEM₁, uma região de deriva/conversão de 11,4mm na qual os electrões primários provenientes das interações da radiação incidente derivam para os buracos do THGEM₁. As tensões entre a grelha M₁ e o eléctrodo superior *top*₁, definem o campo eléctrico o qual tem a orientação representada na figura 20. Entre a janela de Kapton[®] na base superior da câmara e a grelha de deriva M₁ há um espaçamento de 7,8mm de altura – a zona morta do detector. O espaçamento de 1,8mm entre os dois THGEM's, isto é, entre o eléctrodo *bottom*₁ do THGEM₁ e o eléctrodo *top*₂ do THGEM₂ define a região de transferência no modo de operação de duplo THGEM. Operando em modo de THGEM único (o THGEM₁) esta zona define a região de indução. Finalmente, a segunda grelha, M₂, está instalada a 2,3mm de distância do *bottom*₂ do THGEM₂ e, operando em modo de duplo THGEM, esta é a região de indução.

A selecção dos campos aplicados na região de deriva, de transferência e de indução tem que ser feita de modo a evitar a multiplicação de electrões nestas regiões – idealmente a multiplicação só deverá ocorrer no interior dos buracos dos THGEM's. De outro modo o ganho total seria expresso como $G_{total} = G_{THGEM}G_{Transf}$, onde G_{THGEM} é o ganho devido às estruturas THGEM e G_{Transf} corresponde ao ganho da região de transferência [19].

4.3 – Calibração da electrónica

A determinação do ganho absoluto em carga do detector é feita de modo a quantificar o factor de multiplicação da carga inicial depositada na região activa do detector

Para a determinação do ganho em carga do detector a electrónica foi previamente calibrada utilizando um condensador de calibração de capacidade $C_{calib}=2\text{pF}$ ligado directamente à entrada do pré-amplificador e a um gerador de sinais de precisão, segundo o esquema em baixo. Com o gerador de sinais introduziram-se sinais (V_{calib}) com uma frequência de 250Hz, tempo de subida de 50ns e tempo de descida de 1ms que introduziam uma carga:

$$Q_{calib}=C_{calib}V_{calib}$$

na entrada do pré-amplificador (que simula a carga fornecida pelo detector), cuja amplitude corresponde a um canal médio no Analisador Multicanal (MCA) utilizado:

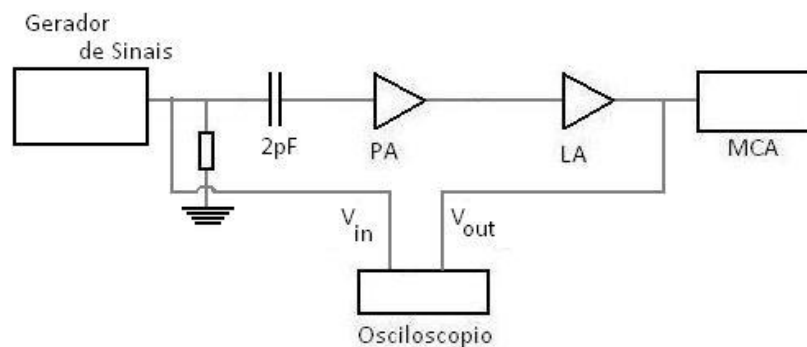


Figura 19 – Esquema da montagem utilizada na calibração da electrónica

Fazendo variar a amplitude do sinal produzido pelo gerador, V_{calib} , introduz-se uma carga Q_{calib} diferente na entrada do pré-amplificador, resultando em distribuições

distintas nos canais do MCA. Repetindo para vários valores de V_{calib} e calculando os vários pares $Q_{calib} - canal$ no MCA obteve-se a respectiva recta de calibração.

Para raios-X que depositam uma energia E_{Rx} na região de deriva/conversão e considerando o centróide do espectro correspondente no MCA, o ganho efectivo G do detector é dado por:

$$G = \frac{\left(\frac{\#electrões}{canal}\right)}{\frac{E_{Rx}}{w}} \times \#canal$$

onde w representa a energia média necessária para produzir um par electrão-ião no gás de enchimento, o quociente $\frac{E_{Rx}}{w}$ representa o número médio de pares ião-electrão (a carga primária) formada pela interacção dos raios-X e, finalmente, $\#canal$ representa o centróide correspondente aos sinais produzidos no detector após a amplificação de carga, calculado através de cada espectro de carga obtido com o programa informático adequado.

Com o amplificador linear configurado para um tempo de formatação de $\tau = 2\mu s$ e um ganho de 20, o factor de conversão, no MCA, foi de aproximadamente 1.3×10^4 electrões por canal.

4.4 – Modo de Operação

O detector foi irradiado através da janela de Kapton[®] com raios-X provenientes de uma fonte de ⁵⁵Fe (5,9 keV (Mn K_α) e 6,4 keV (Mn K_β)) num suporte de Pb de 1mm de espessura com um orifício de 2mm de diâmetro. O feixe de raios-X é finalmente colimado na janela usando uma placa de chumbo com um orifício de 1,5mm de diâmetro.

As estruturas montadas no interior da câmara foram instaladas de forma a proporcionar a possibilidade de utilização de uma (Único-THGEM) ou as duas estruturas (Duplo-THGEM) simultaneamente sem a necessidade de reabrir a câmara – rearranjando convenientemente as ligações aos passadores (“*feedthroughs*”) SHV externos. As vantagens da utilização de um e outro modo de operação foram já referidos.

Os esquemas das montagens dos modos utilizados neste trabalho estão representados na figura seguinte:

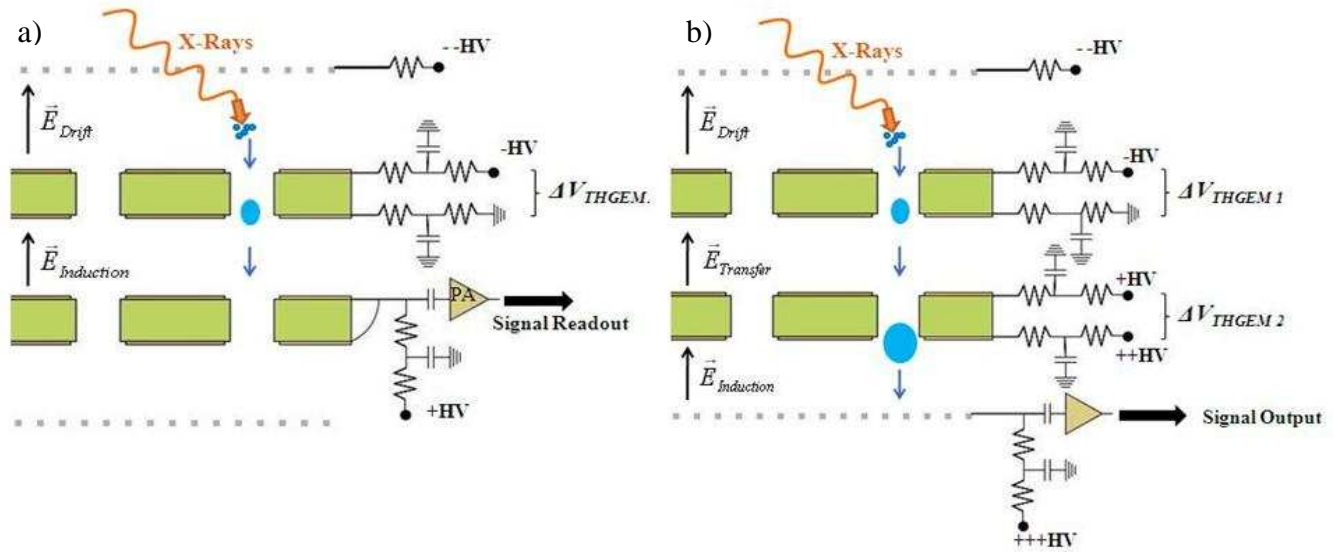


Figura 20 – Esquemas de montagem para os dois modos de operação, Único-THGEM (a) e Duplo-THGEM (b).

Em modo de Único-THGEM os electrões primários resultantes das interacções ionizantes dos raios-X com os átomos do gás da região de conversão derivam em direcção ao THGEM₁, por acção da diferença de potencial ΔV_{Drift} aplicada entre a grelha M₁ e o eléctrodo top₁ do THGEM₁, a qual dá origem ao campo eléctrico de deriva E_{Drift} estabelecido em direcção aos buracos do primeiro THGEM. No interior dos buracos, por aplicação de tensões superiores a 200V entre o eléctrodo superior e inferior do THGEM₁, top₁ e bottom₁ respectivamente, inicia-se a primeira etapa do processo de multiplicação dos electrões primários em avalanche que são depois conduzidos ocorre a multiplicação por avalanche dos electrões primários quando o campo eléctrico for superior ao limiar de ionização do gás, por aplicação da diferença de potencial ΔV_{THGEM1} entre os eléctrodos top₁ e bottom₁. De seguida a nuvem de electrões da avalanche é extraída pelo campo eléctrico de indução, E_{ind} , estabelecido pela diferença de potencial entre o eléctrodo inferior do primeiro THGEM, o bottom₁, e o eléctrodo superior do segundo THGEM, o top₂.

Para a leitura da carga neste modo de operação os eléctrodos top₂ e bottom₂ da segunda estrutura THGEM (THGEM₂) foram ligados em curto-circuito aos quais se aplicou uma tensão positiva, +HV, através do pré-amplificador de carga CANBERRA modelo 2006 enquanto que no eléctrodo superior da primeira estrutura THGEM

(THGEM₁) e na grelha superior M₁ se aplicaram tensões negativas -HV e --HV, respectivamente. A distinção entre as tensões negativas -HV e --HV é feita de modo a realçar que a primeira foi sempre menos negativa do que a segunda em todas as medidas efectuadas, caso contrário o campo eléctrico de deriva estaria orientado de tal forma que os electrões derivariam em direcção à grelha M₁.

A aplicação de uma tensão negativa de várias centenas de Volt na grelha M₁ permite fazer a discriminação dos eventos detectados devido a ionizações primárias que ocorrem na região de conversão daquelas que ocorrem na região morta do detector, inibindo estas últimas. A carga primária (leia-se electrões) gerada na região morta do detector é essencialmente proibida de derivar em direcção à zona de multiplicação (os buracos do THGEM₁).

Em modo de Duplo-THGEM mantém-se a polarização do THGEM₁ por aplicação da diferença de potencial ΔV_{THGEM1} enquanto se polariza simultânea e independentemente os eléctrodos top₂ e bottom₂ do segundo THGEM com uma diferença de potencial ΔV_{THGEM2} . Com este procedimento consegue-se a segunda zona de multiplicação por avalanche nos buracos do THGEM₂ e em todas as medidas efectuadas manteve-se a relação $\Delta V_{THGEM1} = \Delta V_{THGEM2}$.

Na região entre as duas estruturas, i.e. entre os eléctrodos bottom₁ e o top₂ do THGEM₁ e THGEM₂, respectivamente, estabelece-se o campo eléctrico de transferência, E_{Transf} , responsável pela extracção das nuvens de electrões resultantes da primeira zona de multiplicação nos buracos do THGEM₁ e sua focalização em direcção aos buracos do THGEM₂. O campo de transferência é seleccionado de forma a efectuar de um modo eficiente a remoção dos electrões que resultam da primeira etapa de multiplicação. Na zona de transferência o campo eléctrico deve ser inferior ao limiar de ionização do gás para que não haja multiplicação de electrões. No interior dos buracos do segundo THGEM o campo eléctrico é responsável pela segunda etapa de multiplicação de carga.

Finalmente, por aplicação da diferença de potencial ΔV_{Ind} entre os eléctrodos bottom₂ da segunda estrutura THGEM e a grelha M₂ define-se o campo de indução que faz a extracção da nuvem de electrões resultante da segunda zona de multiplicação nos buracos do THGEM₂ em direcção à grelha de leitura M₂.

Os campos eléctricos aplicados nas regiões de drift, transferência e indução foram seleccionados de modo a, por um lado, serem suficientemente elevados para

conseguir uma eficiente transferência e colecção dos electrões e, por outro, serem suficientemente reduzidos para minimizar a multiplicação nas regiões referidas.

Em ambos os modos de operação os sinais induzidos pela carga da nuvem de electrões nos respectivos ânodos de leitura, i.e. o top₂ no caso de Único-THGEM e a grelha M₂ no caso de Duplo-THGEM, foram convertidos em tensão pelo pré-amplificador de carga Canberra modelo 2006 com a sensibilidade nominal ajustável tanto para 47mV/Mpares-iões ou 235mV/Mpares-iões e com um tempo de subida <20ns e visualizados com o osciloscópio Tektronix TDS 1012. Os sinais, agora definidos em tensão com uma amplitude proporcional à carga total induzida no ânodo, foram posteriormente amplificados pelo amplificador linear CANBERRA 2025 com constante temporal (“*shaping time*”) igual a 2μs e ganho variável entre 5 e 1000 e os espectros correspondentes foram visualizados no multicanal Nucleus TNI PCA-II de 1024 canais, correspondentes a um ADC de 10bits.

Finalmente, para a determinação do centróide e respectiva FWHM da distribuição canal-contagens, os espectros foram ajustados a uma curva gaussiana permitindo a determinação da resolução em energia de cada espectro obtido.

4.5 – Resultados em Néon puro

Neste capítulo irão ser apresentados os resultados relativos às características da operação do THGEM nos modos já descritos com principal relevância às características de ganho efectivo em função da diferença de potencial aplicada à estrutura, resolução de espectros e forma dos impulsos de carga em Néon puro (pureza nominal de 99,99%),

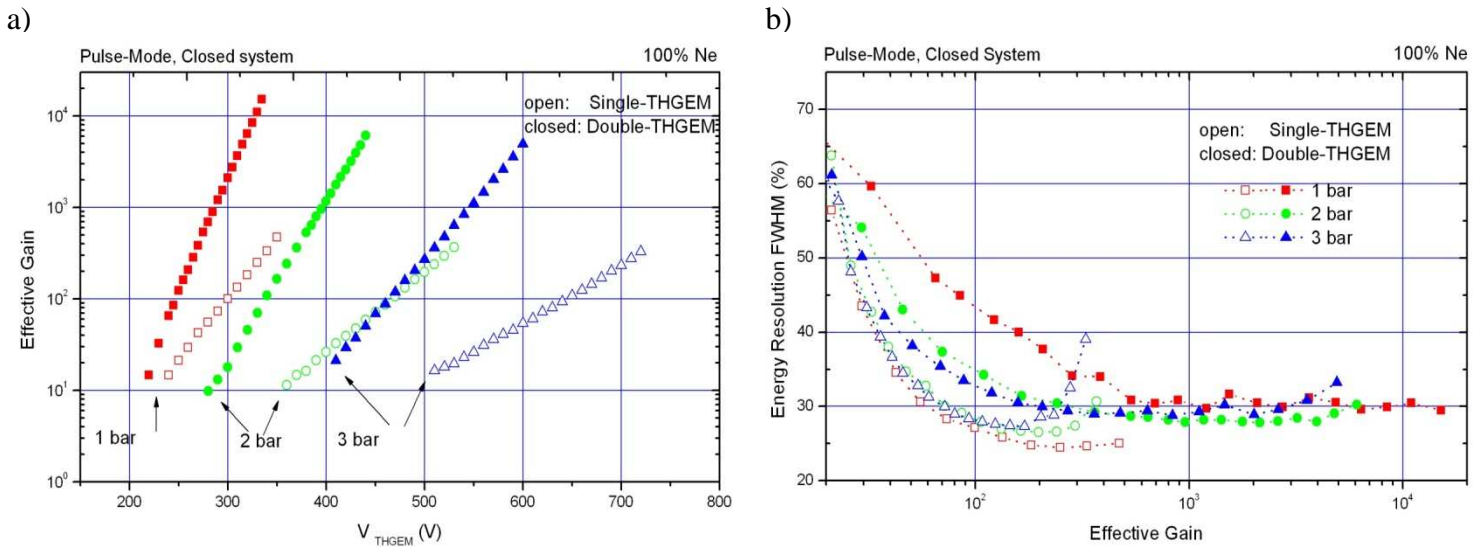
Os campos de deriva e indução aplicados foram, quando possível, de 0,2kV/cm e 0,4kV/cm, respectivamente, nas montagens de Único e Duplo-THGEM. Na montagem Duplo-THGEM o campo de transferência aplicado foi de 0,4kV/cm. Todos os campos aplicados estão abaixo do limiar de multiplicação no Néon de ~1kV/cm a 1 bar [24] e foram otimizados segundo [25].

4.5.1 – Ganho efectivo e resolução em energia

Os primeiros resultados de ganho efectivo e resolução em energia foram obtidos em Néon puro (pureza nominal de 99,99%) em diversas pressões acima da pressão atmosférica em modo impulso utilizando uma fonte de raios-X de ⁵⁵Fe (5,9 keV (Mn K_α) e 6,4 keV (Mn K_β)) para formar a carga primária.

Na figura 21a) estão representadas as curvas de ganho em carga características dos THGEM utilizados em função da diferença de potencial aplicada aos eléctrodos, nas pressões de 1, 2, e 3 bar em Néon puro (símbolos vermelhos, verdes e azuis respectivamente) com as montagens Único-THGEM e Duplo-THGEM, obtidas em modo impulso e em sistema de gás fechado. Os impulsos induzidos pela carga foram adquiridos pelo pré-amplificador conectado aos eléctrodos *top*₂ e *bottom*₂ no segundo THGEM ou na grelha M₂ quando utilizando um THGEM ou os dois THGEM's, respectivamente. Os símbolos a cheio nos gráficos representam os resultados obtidos na montagem de Duplo-THGEM enquanto que os símbolos abertos representam os resultados com Único-THGEM. O ganho máximo obtido em cada medida foi determinado pela ocorrência de descargas nos eléctrodos dos THGEM's ou quando se observavam instabilidades nos sinais provenientes do pré-amplificador quando as tensões mais elevadas são atingidas.

Na figura 21b) estão representadas as curvas da resolução para raios-X de 5,9 keV provenientes da fonte de ⁵⁵Fe em função do ganho obtido, novamente, para pressões de 1,2 e 3 bar de Néon puro, respectivamente, para Único-THGEM e Duplo-THGEM.



Figuras 21 a) e b) – Curvas de ganho em função da diferença de potencial ao THGEM em modo de Único e Duplo-THGEM e Resolução vs Ganho em Único-THGEM e Duplo-THGEM, obtidas em Néon puro, às pressões indicadas, em modo de impulso com uma fonte de Fe⁵⁵.

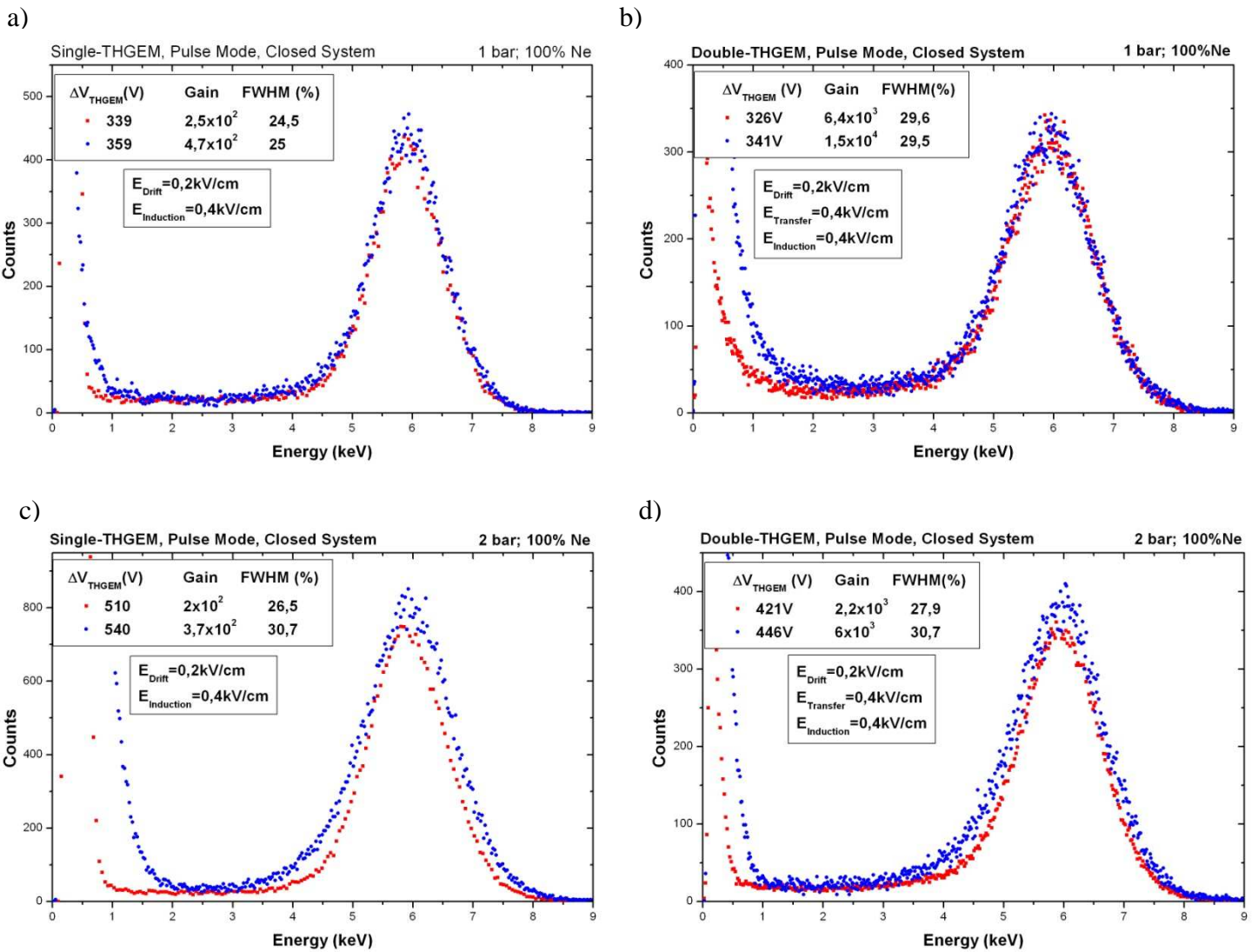
A 1 bar os ganhos máximos atingidos foram de 5×10^2 e $1,5 \times 10^4$ para as montagens Único-THGEM e Duplo-THGEM, respectivamente, enquanto se conseguiram resoluções para raios-X de 5,9keV de $\sim 25\%$ para um ganho de $2,5 \times 10^2$ (Único) e de $\sim 30\%$ a partir de um ganho de $5,4 \times 10^2$ para a montagem Duplo-THGEM, mantendo-se relativamente estável até à ocorrência de descargas no detector. Em modo de Único-THGEM observa-se uma deterioração da resolução em energia para ganhos mais elevados, quando comparada com a resolução obtida em modo de Duplo-THGEM. Com este último conseguiu-se uma estabilização da resolução em torno de $\sim 30\%$ até ao ponto de descarga, não se observando a deterioração de forma tão acentuada como observada em modo de Único-THGEM.

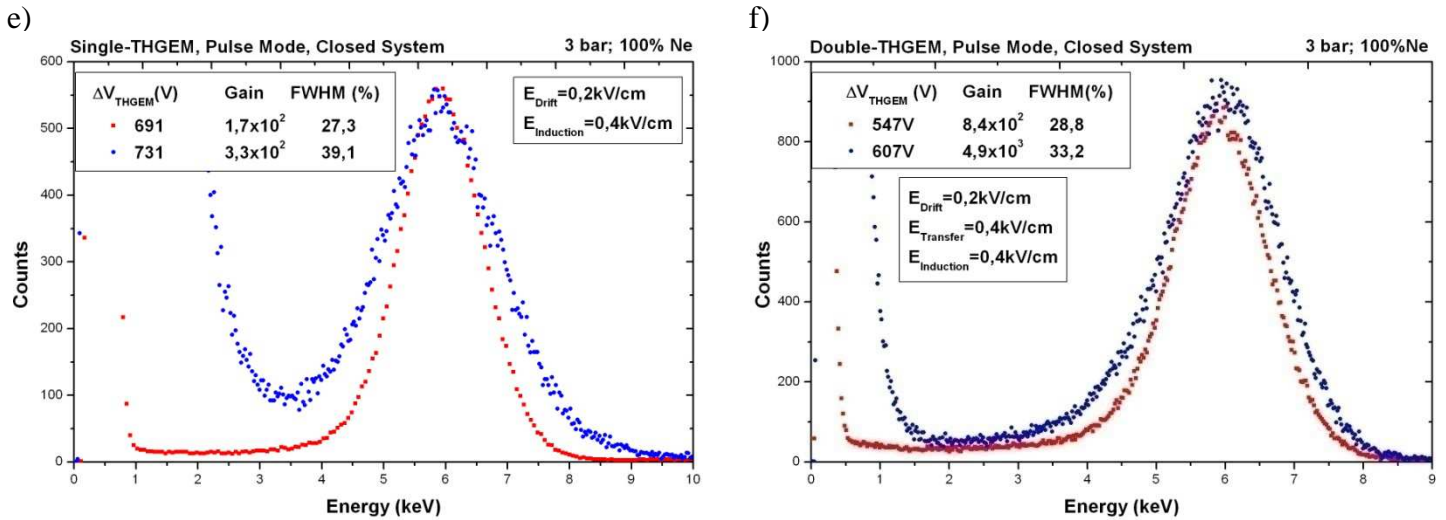
A 2 bar os ganhos máximos efectivos atingidos foram de 4×10^2 e 6×10^3 com as montagens Único e Duplo-THGEM, respectivamente, e as resoluções obtidas para raios-X de 5,9keV foram de $\sim 27\%$ para um ganho de $2,5 \times 10^2$ e de $\sim 28\%$ a partir de um ganho de 8×10^2 para Único e Duplo-THGEM.

A 3 bar os ganhos máximos efectivos atingidos foram de 3×10^2 e 5×10^3 com as montagens Único e Duplo-THGEM, respectivamente, enquanto as resoluções de raios-X de 5,9keV registadas foram de $\sim 27\%$ para um ganho de $1,7 \times 10^2$ e de $\sim 29\%$ em Único e Duplo-THGEM.

4.5.2 – Espectros, forma de impulsos e tempo de subida

Nas figuras 22 (a, b, c, d, e, f) estão representados os espectros obtidos com uma fonte de ⁵⁵Fe (raios-X de 5,9keV) nos modos de Único e Duplo-THGEM para as condições nas quais a melhor resolução em energia foi obtida e para os ganhos máximos atingidos, para as diversas pressões estudadas de Néon puro. Em cada figura, nos espectros correspondentes a estas duas situações, os centróides foram normalizados à energia de 5,9keV e em amplitude.





Figuras 22 (a, b, c, d, e, f) – Espectros obtidos com uma fonte de ⁵⁵Fe (raios-X de 5,9keV) com a montagem Único-THGEM (fig.21: a, c, e) e Duplo-THGEM (fig.21: b, d, f), a 1,2 e 3bar de Néon, respectivamente.

Pode observar-se a deterioração da resolução em energia em modo de Único-THGEM passando de ~27% para ~40%, enquanto que, em modo de Duplo-THGEM, se verificou um aumento de ~28% para ~33%.

Igualmente pode observar-se a deterioração da resolução em energia no alargamento da gaussiana correspondente aos raios-X de 5,9keV, observável tanto nos espectros em Único e Duplo-THGEM – esta perda de resolução crê-se estar associada à manifestação de efeitos secundários quando em ganhos elevados, nomeadamente devido a iões provenientes do mecanismo de multiplicação de carga, a qual se estende para fora dos buracos dos THGEM's (a realimentação devida a iões), ou então devido a fótons VUV de luminescência do Néon ($\lambda \sim 74,3 \text{ nm}$, $E = 16,6 \text{ eV}$ [26]) que, por efeito fotoelétrico extraem fotoelectrões dos eléctrodos de cobre dos THGEM's, apesar da reduzida eficiência quântica (~0,001%) [31].

Alguns impulsos foram observados e registados pelo osciloscópio e encontram-se representados nas figuras seguintes:

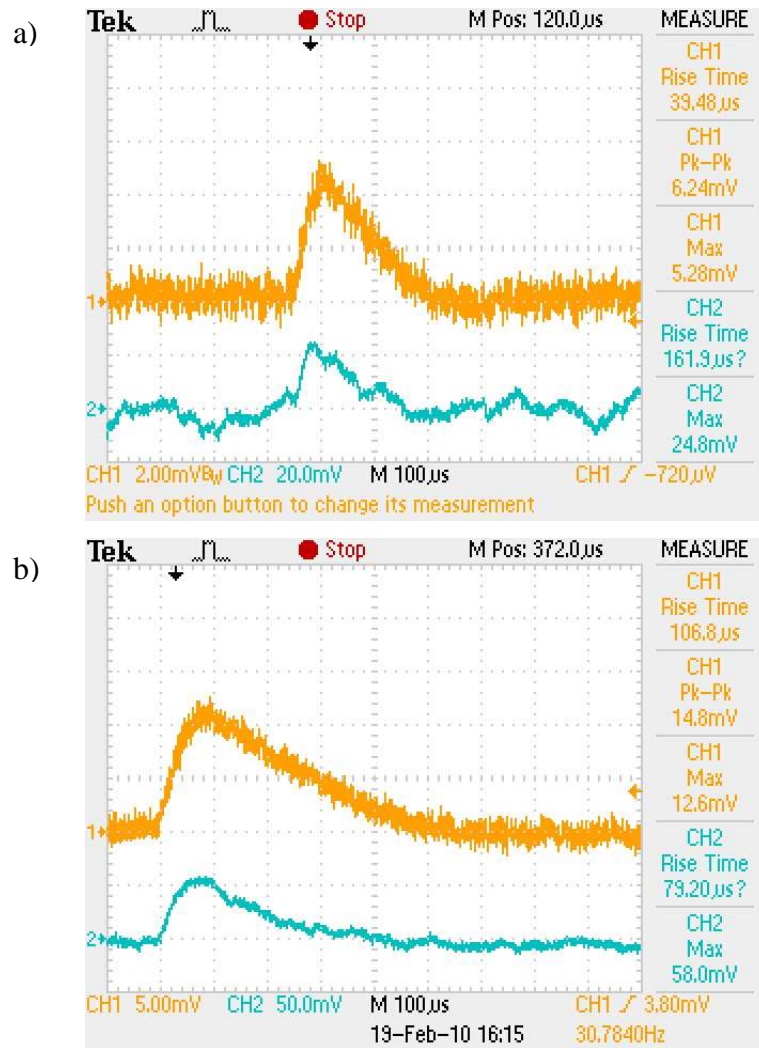


Figura 23 a) e b) – Imagens registadas pelo osciloscópio de sinais típicos induzidos no ânodo em Néon puro na montagem de Único-THGEM a 1 bar de pressão.

Ambas as imagens foram registadas em modo de Único-THGEM à pressão de 1 bar de Néon puro.

Na figura 23 a), obtida no osciloscópio, o ganho era de $\sim 7 \times 10^3$, o tempo de subida é $\sim 20 \mu$ s com uma amplitude de $\sim 6,24$ mV enquanto na figura 23 b), para um ganho de $\sim 1,3 \times 10^4$ o tempo de subida do sinal é de $\sim 80 \mu$ s com uma amplitude de $\sim 14,8$ mV. Verificou-se um aumento do tempo de subida do sinal, assim como da amplitude, com o aumento do ganho.

4.6 – Resultados em Ne/CF₄ (5%)

Com a obtenção dos resultados em Néon puro procedeu-se à realização de vazio na câmara. Os resultados seguintes foram obtidos na mistura de Néon/CF₄ na proporção de 95:5.

A execução da mistura foi realizada em dois passos uma vez que a linha de enchimento, à qual estava conectada a câmara, apenas permitia estar ligada uma garrafa de gás.

Dessa forma, depois de se fazer vácuo de ordem $\sim 10^{-6}$ mbar, procedeu-se ao enchimento da câmara com $\sim 3,44$ bar de Néon, selando-se de seguida a torneira T3 (ref. fig. 13). O passo seguinte consistiu na produção de vácuo ($\sim 10^{-6}$ mbar) nas tubagens da linha de enchimento para, depois de trocada a garrafa de Néon pela de Tetrafluormetano, se encher a linha de enchimento com 0,87 bar de CF₄. Finalmente, abrindo a torneira T3, os dois gases misturam-se na proporção de 95:5 à pressão de 3 bar.

Usaram-se as mesmas estruturas THGEM, com os mesmos espaçamentos, com os quais foram obtidos os resultados anteriores.

Os campos de drift, indução e transferência aplicados nas diferentes regiões do detector foram de 0,2, 0,4 e 0,4 kV/cm, respectivamente.

4.6.1 – Ganho efectivo e resolução em energia

Na figura 24a) estão representados os resultados obtidos para o ganho efectivo em carga do detector usado em modo de Único e Duplo-THGEM na mistura de Néon/CF₄ (95:5), à pressão de 1, 2 e 3 bar, utilizando uma fonte de raios-X de ⁵⁵Fe (5,9 keV (Mn K_α) e 6,4 keV (Mn K_β)). A carga proveniente da multiplicação nos buracos dos THGEM's induziu os sinais registados, em modo de Único-THGEM, no ânodo constituído pelos eléctrodos *top*₂ e *bottom*₂ interligados do THGEM₂, enquanto que em modo de Duplo-THGEM os sinais foram induzidos na grelha M₂. Os símbolos a cheio representam os resultados obtidas em modo de Duplo-THGEM enquanto os símbolos vazios representam os resultados obtidos em modo de Único-THGEM.

Na figura 24b) estão representadas a resoluções obtidas com em função do ganho efectivo do detector

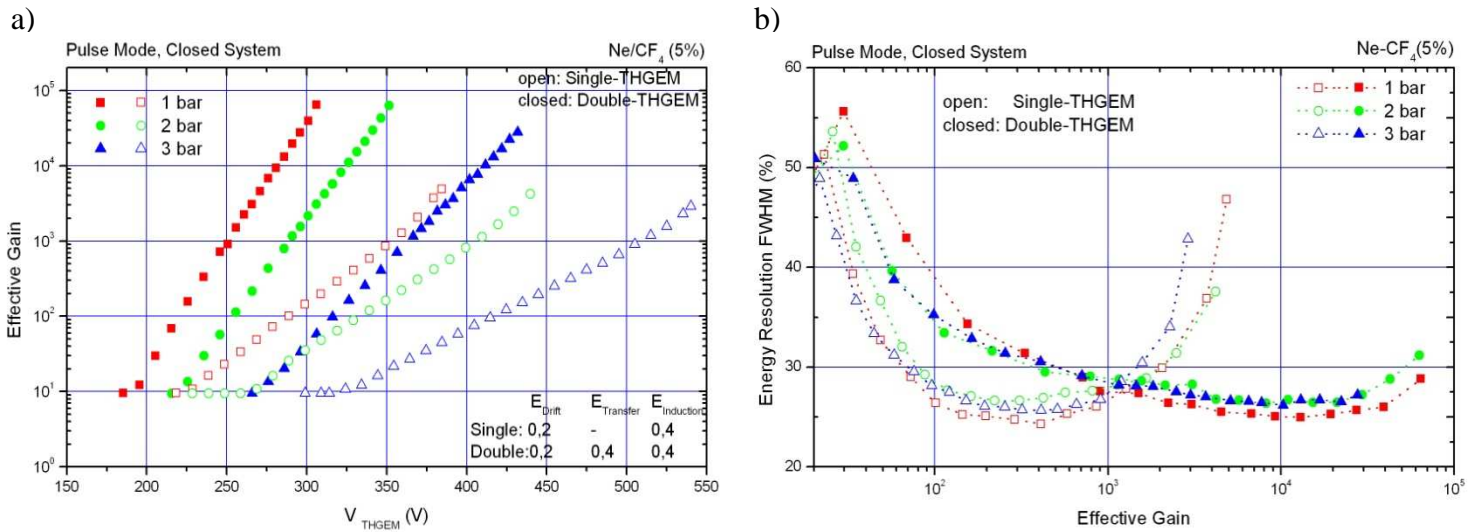


Figura 24 a) e b) – Curvas de ganho em função da diferença de potencial ao THGEM em modo de Único e Duplo-THGEM e Resolução vs Ganho em Único-THGEM e Duplo-THGEM, obtidas na mistura de Ne/CF₄ (5%), às pressões indicadas, em modo de impulso com uma fonte de Fe⁵⁵.

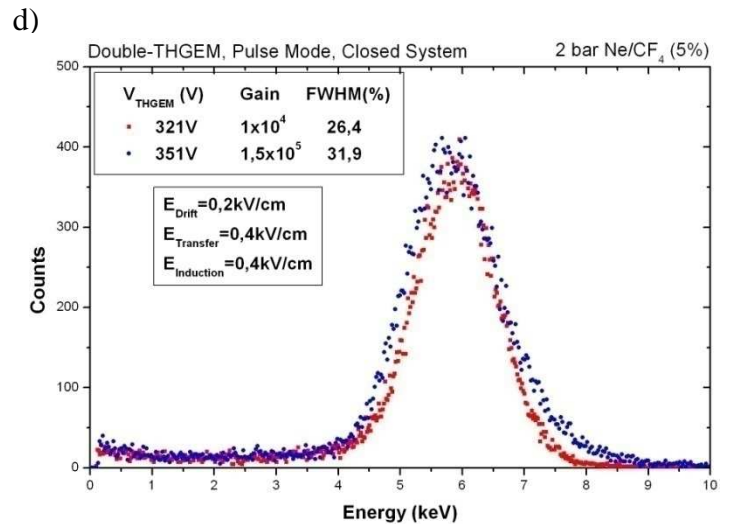
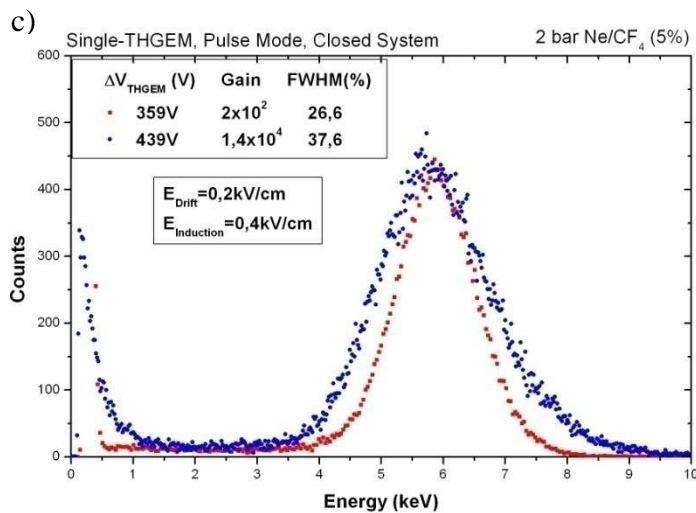
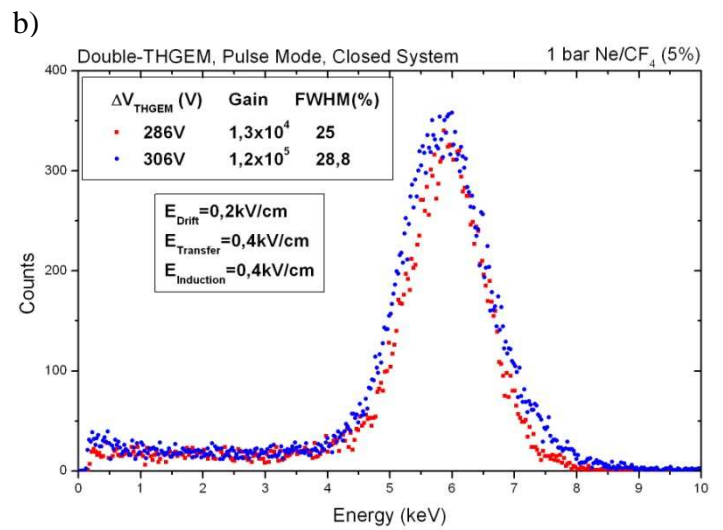
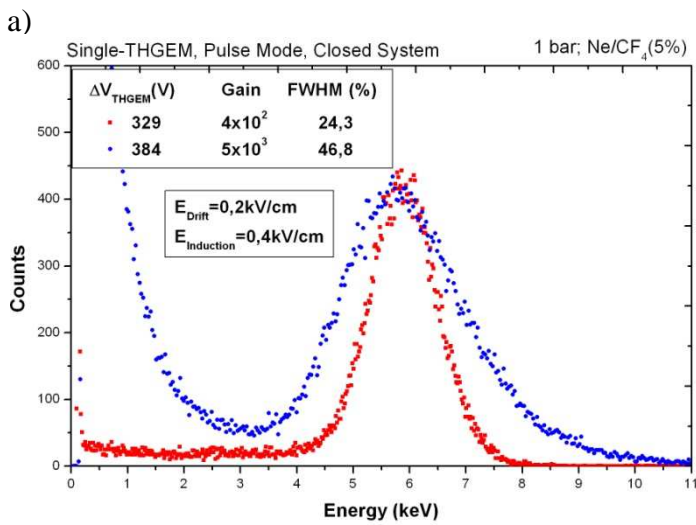
A 1 bar os ganhos máximos atingidos foram de 5×10^3 e $6,5 \times 10^4$ para as montagens Único-THGEM e Duplo-THGEM, respectivamente, enquanto se conseguiram resoluções para raios-X de 5,9keV de ~24% para um ganho de $\sim 4 \times 10^2$ (Único) e de ~25% para um ganho de $1,3 \times 10^4$ na montagem Duplo-THGEM.

A 2 bar os ganhos máximos efectivos atingidos foram de $4,2 \times 10^3$ e $6,3 \times 10^4$ com as montagens Único e Duplo-THGEM, respectivamente, e as resoluções obtidas para raios-X de 5,9keV foram de ~27% para um ganho de 3×10^2 e de ~26% para um ganho de $8,2 \times 10^3$ para Único e Duplo-THGEM, respectivamente.

A 3 bar os ganhos máximos efectivos atingidos foram de 3×10^3 e $2,8 \times 10^4$ com as montagens Único e Duplo-THGEM, respectivamente, enquanto as resoluções de raios-X de 5,9keV registadas foram de ~26% para um ganho de 4×10^2 e de ~26% para um ganho de 1×10^4 em Único e Duplo-THGEM, respectivamente.

4.6.2 – Espectros, forma de impulsos e tempo de subida

Nas figuras 25 (a, b, c, d, e, f) estão representados os espectros obtidos com uma fonte de ⁵⁵Fe (raios-X de 5,9keV) nos modos de Único e Duplo-THGEM para as condições nas quais a melhor resolução em energia foi obtida e para os ganhos máximos atingidos, para as diversas pressões estudadas da mistura de Néon/CF₄ (5%). Em cada figura, tal como foi feito nos espectros em Néon puro, os centróides dos espectros correspondentes á melhor resolução e ao melhor ganho foram normalizados à energia de 5,9keV e em amplitude.



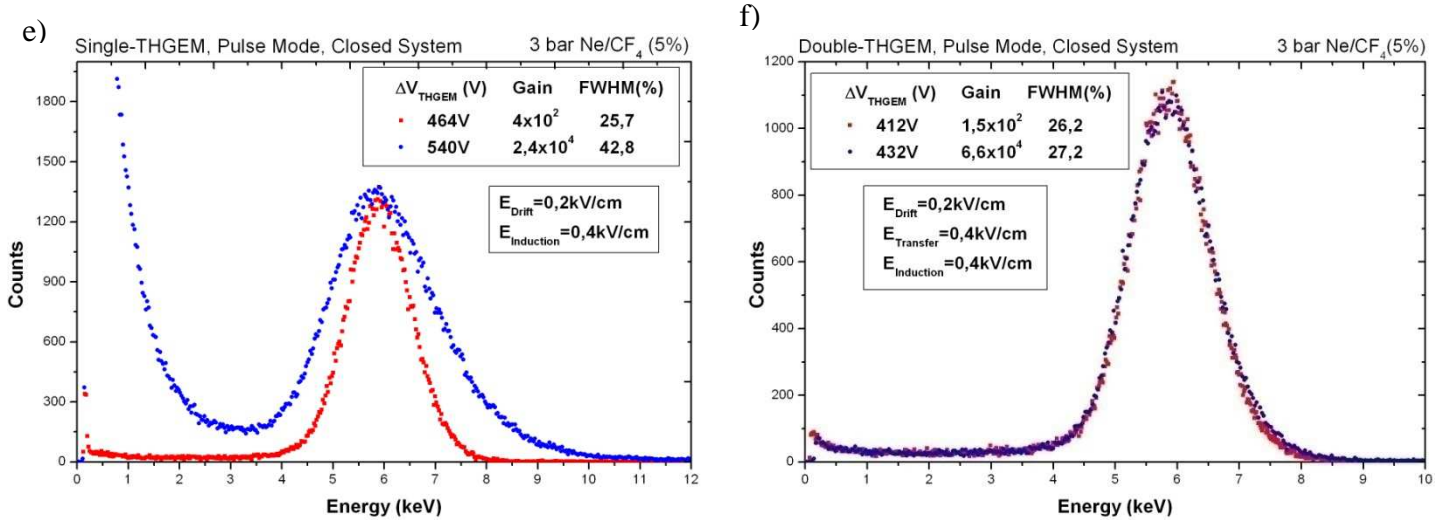
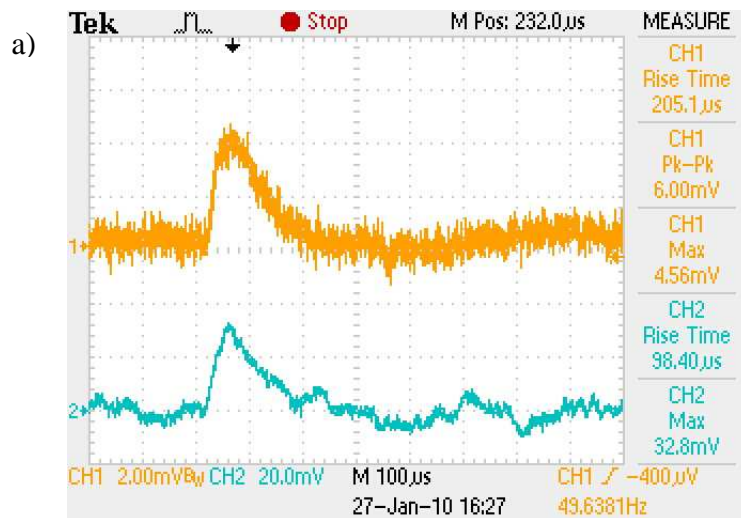


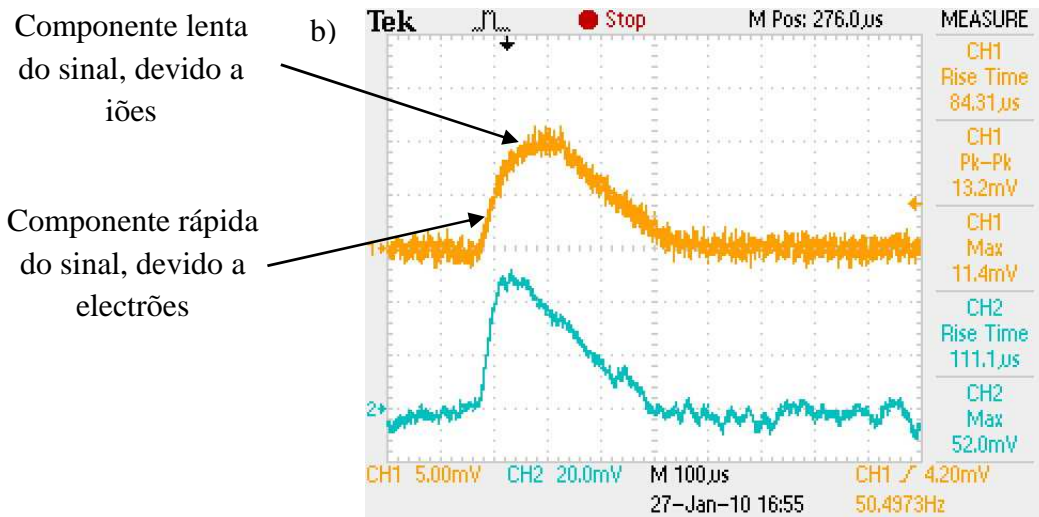
Figura 25 (a, b, c, d, e, f) – Espectros obtidos com uma fonte de ⁵⁵Fe (raios-X de 5,9keV) com a montagem Único-THGEM (fig.18: a, c, e) e Duplo-THGEM (fig.18: b, d, f), a 1,2 e 3bar de Ne/CF₄(5%).

Tal como nos espectros obtidos em Néon puro, pode-se observar a deterioração da resolução em energia dos espectros no alargamento das gaussianas correspondentes à aos raios-X de 5,9keV provenientes da fonte de ⁵⁵Fe, em ganho elevados.

As caudas verificadas nos espectros para ganhos elevados devem-se a efeitos secundários consequência da extensão da avalanche para fora dos buracos [19].

Nas figuras seguintes estão representados sinais típicos lidos à saída do detector e registados no osciloscópio na mistura de Ne/CF₄ (5%).





Figuras 26 a) e b) – Imagens registadas pelo osciloscópio de sinais típicos induzidos no ânodo na mistura de Ne/CF₄ (5%) na montagem de Único-THGEM a 1 bar de pressão.

Ambas as imagens foram registadas em modo de Único-THGEM à pressão de 1 bar na mistura de Ne/CF₄ (5%).

Na primeira imagem obtida no osciloscópio o ganho era de $\sim 6 \times 10^2$, o tempo de subida é $\sim 20 \mu\text{s}$ com uma amplitude de $\sim 6 \text{ mV}$ enquanto na segunda, para um ganho de $\sim 1,3 \times 10^3$ a amplitude é de $\sim 13,2 \text{ mV}$ e observa-se um arrastamento da subida do sinal, podendo distinguir-se 2 componentes: uma rápida devido a electrões e outra mais lenta, devida a iões.

4.7 – Resultados em Ne/CF₄ (10%)

Obtidos os resultados com a mistura de Néon/CF₄(95:5) foi feito novamente vazio na câmara para iniciar o enchimento com a nova mistura de Néon/CF₄ na proporção de 90:10.

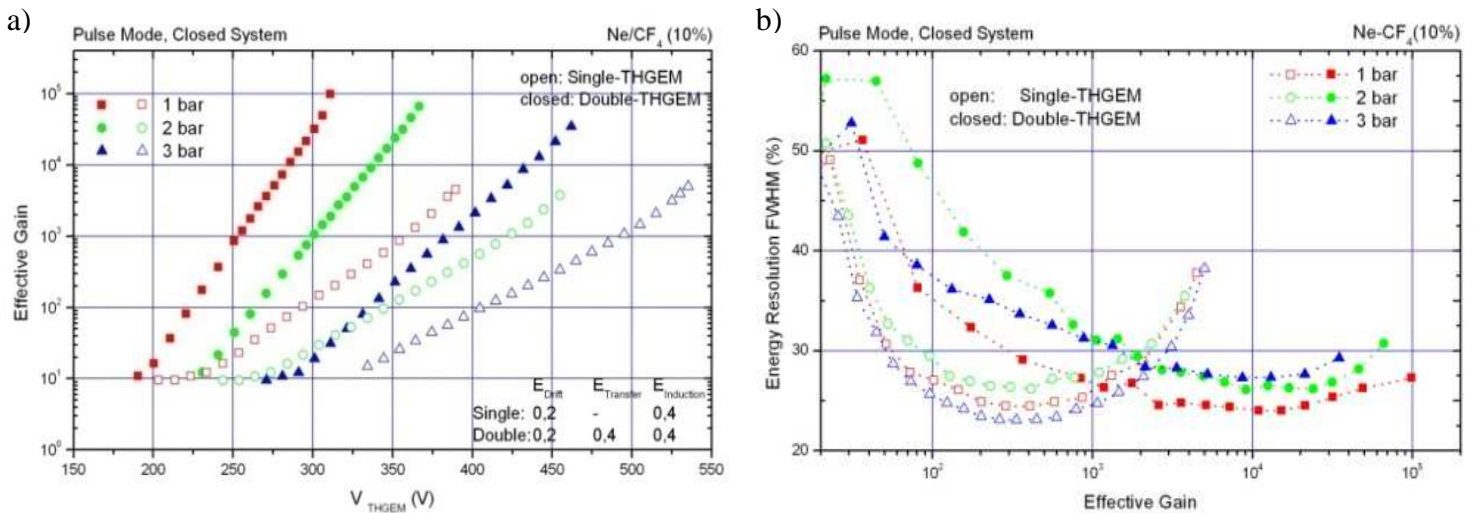
Foi feito novamente vazio de ordem $\sim 10^{-6}$ mbar e procedeu-se ao enchimento da câmara com os calculados $\sim 3,24$ bar de Néon, selando-se de seguida a torneira T3 (ref. fig. 13). O passo seguinte consistiu na produção de vácuo ($\sim 10^{-6}$ mbar) nas tubagens da linha de enchimento para, depois de trocada a garrafa de Néon pela de Tetrafluormetano, se encher a linha de enchimento com 0,76 bar de CF₄. Finalmente,

abrindo a torneira T3, os dois gases misturam-se na proporção de 90:10 à pressão de 3bar.

4.7.1 – Ganho efectivo e resolução em energia

No gráfico 5 estão representadas as curvas de ganho efectivo características dos THGEM utilizados neste trabalho em função da diferença de potencial aplicada aos eléctrodos, nas pressões de 1, 2 e 3 bar na mistura de Néon/CF₄(10%), em Único-THGEM e Duplo-THGEM, obtidas em modo impulso e em sistema de gás fechado. Os impulsos induzidos foram adquiridos pelo pré-amplificador conectado aos eléctrodos *top₂* e *bottom₂* no segundo THGEM ou na grelha M₂ quando utilizando um THGEM ou os dois THGEM's, respectivamente. Os símbolos a cheio nos gráficos representam os resultados obtidos na montagem de Duplo-THGEM enquanto que os símbolos vazios representam os resultados com Único-THGEM.

No gráfico 6 estão representadas as curvas da resolução para raios-X de 5,9 keV provenientes da fonte de ⁵⁵Fe em função do ganho obtido, novamente, para as pressões de 1,2 e 3 bar na mistura de Néon/CF₄(10%) para Único-THGEM e Duplo-THGEM.



Figuras 27 a) e b) – Curvas de ganho em função da diferença de potencial ao THGEM em Único setup e Duplo setup e Resolução vs ganho efectivo em Único-THGEM e Duplo-THGEM, obtidas em mistura de Ne/CF₄(10%) às pressões indicadas em modo de impulso com uma fonte de Fe⁵⁵.

A 1 bar os ganhos efectivos máximos atingidos foram de $4,5 \times 10^3$ a 389V e 1×10^5 a 311V para as montagens Único-THGEM e Duplo-THGEM, respectivamente, enquanto se conseguiram resoluções para raios-X de 5,9keV de ~24% para um ganho de 4×10^2 (Único) e de ~24% a partir de um ganho de $1,5 \times 10^4$ para a montagem Duplo-THGEM.

A 2 bar os ganhos máximos efectivos atingidos foram de 4×10^3 a 454V e $6,5 \times 10^4$ a 366V com as montagens Único e Duplo-THGEM, respectivamente, e as resoluções obtidas para raios-X de 5,9keV foram de ~26% para um ganho de 4×10^2 e de ~26% a partir de um ganho de 9×10^3 para Único e Duplo-THGEM.

A 3 bar os ganhos máximos efectivos atingidos foram de 5×10^3 a 535V e $3,5 \times 10^4$ a 461V com as montagens Único e Duplo-THGEM, respectivamente, enquanto as resoluções de raios-X de 5,9keV registadas foram de ~23% para um ganho de $4,5 \times 10^2$ e de ~27% para um ganho de $8,6 \times 10^3$ em Único e Duplo-THGEM, respectivamente.

4.7.2 – Espectros, forma de impulsos e tempo de subida

Nas figuras 28 (a, b, c, d, e, f) estão representados os espectros obtidos com uma fonte de ⁵⁵Fe (raios-X de 5,9keV) nos modos de Único e Duplo-THGEM para as condições nas quais a melhor resolução em energia foi obtida e para os ganhos máximos atingidos, para as diversas pressões estudadas da mistura de Ne/CF₄ (10%). Em cada figura, tal como foi feito nos espectros obtidos em Néon puro e na mistura de Ne/CF₄ (5%), os centróides dos espectros correspondentes á melhor resolução e ao melhor ganho foram normalizados à energia de 5,9keV e em amplitude.

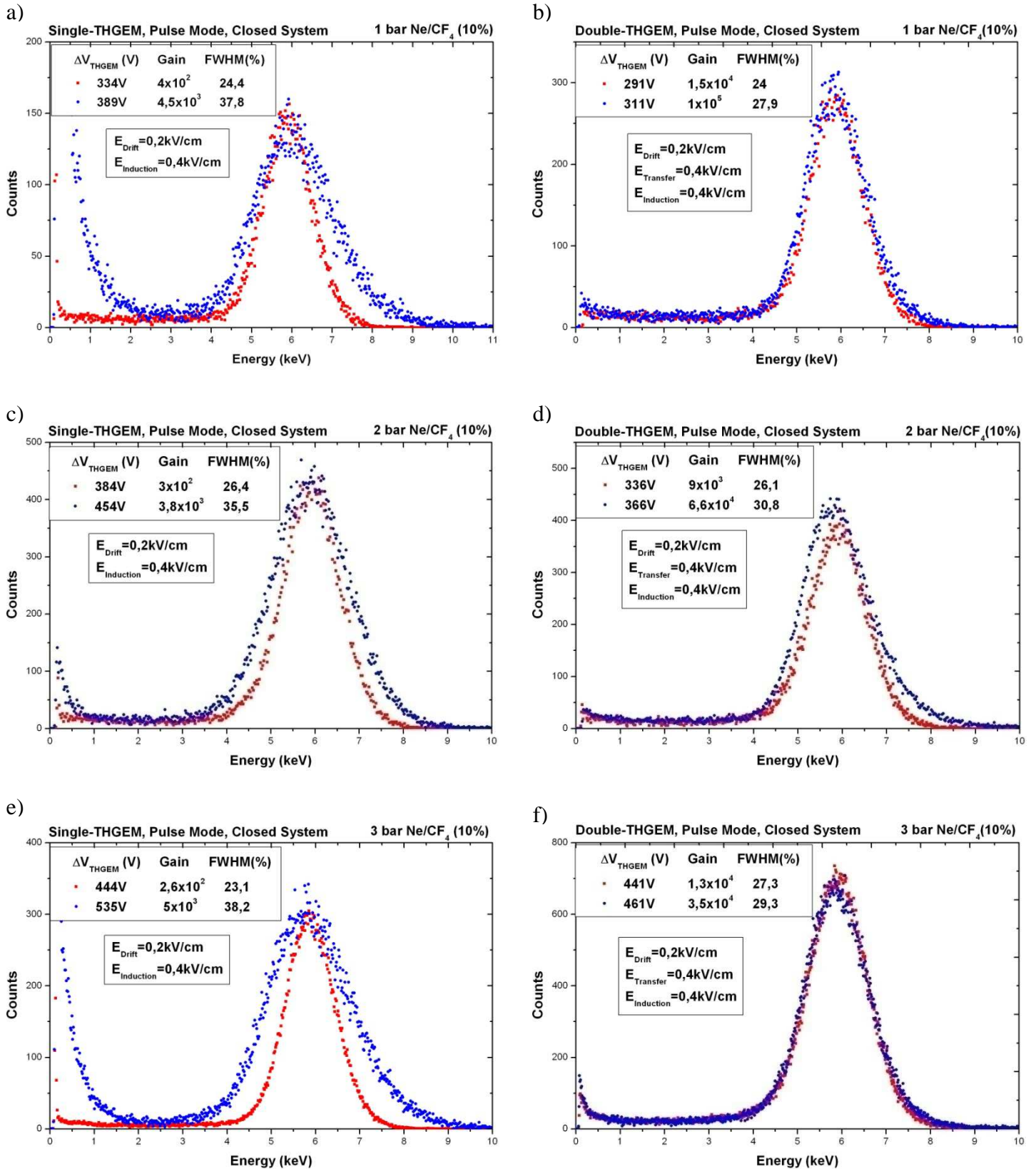
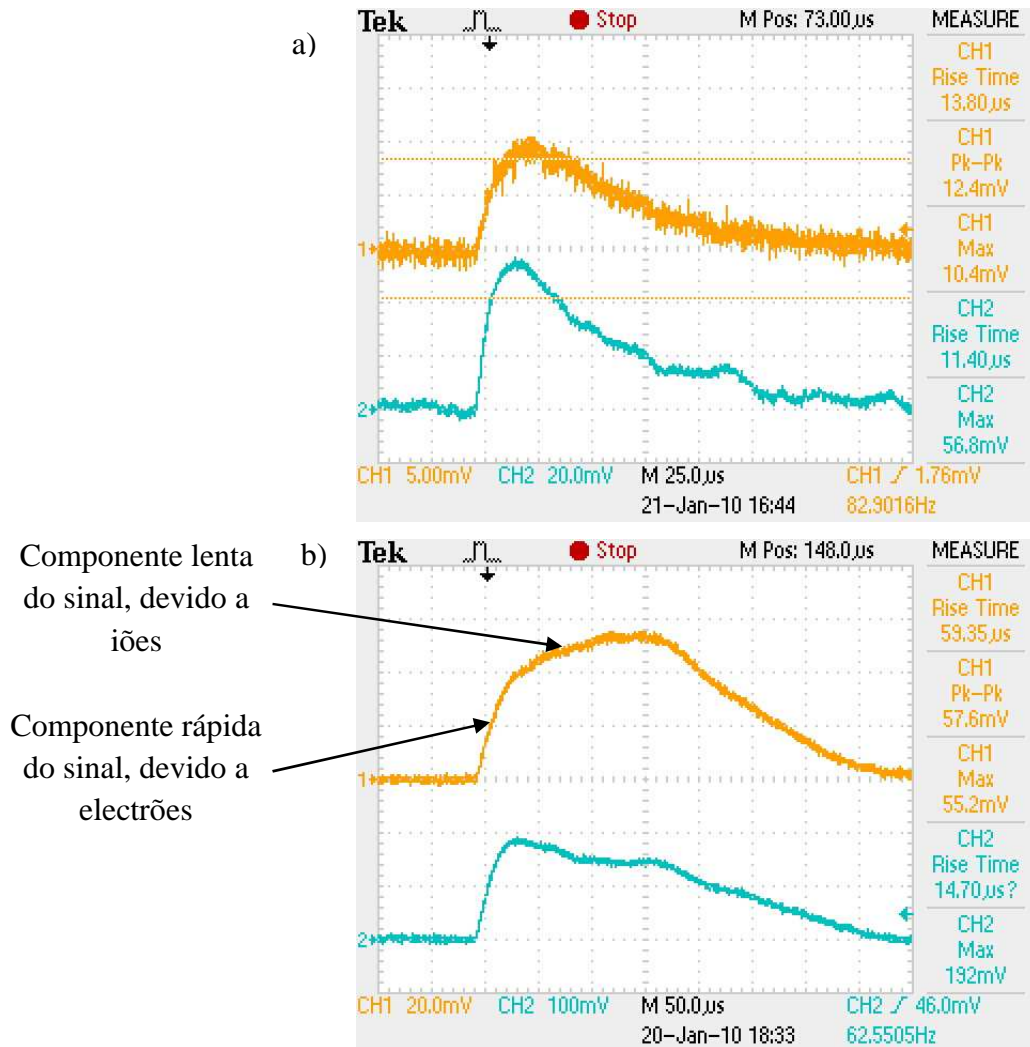


Figura 28 (a, b, c, d, e, f) – Espectros obtidos com uma fonte de ⁵⁵Fe (raios-X de 5,9keV) com a montagem Único-THGEM (fig.25: a, c, e) e Duplo-THGEM (fig.25: b, d, f), a 1,2 e 3bar de Ne/CF₄(10%).

Nas figuras seguintes encontram-se representados sinais de carga típicos lidos à saída do detector, observados e registados com o osciloscópio usado na mistura de Ne/CF₄ (10%) a 1 bar de pressão:



Figuras 29 a) e b) – Imagens, registadas pelo osciloscópio, de sinais típicos induzidos no ânodo na mistura de Ne/CF₄ (10%) na montagem de Único-THGEM a 1 bar de pressão em condições de típicas (a) e em ganho elevado (b)).

Na primeira das imagens, registada num ganho de $\sim 1,9 \times 10^3$, na mistura de Ne/CF₄ (10%), observa-se um tempo de subida de $\sim 12 \mu\text{s}$ com uma amplitude de $\sim 12,4 \text{ mV}$.

Na segunda imagem, registada em ganho elevado, pode-se observar claramente a existência de duas componentes na subida do sinal. A primeira componente com um tempo de subida de $\sim 20 \mu\text{s}$, corresponde ao sinal de electrões enquanto que a segunda

componente (mais lenta) com um tempo de subida de $\sim 100\mu\text{s}$ corresponde ao sinal devido à deriva de iões, formados como consequência da avalanche de Townsend.

4.8 – Conclusões

Com este trabalho pretendeu-se estudar o desempenho de um detector baseado na estrutura THGEM, a operar em Néon puro e misturas de Néon com CF₄ para pressões entre 1 e 3 bar à temperatura ambiente – as principais características investigadas foram o ganho efectivo do detector a operar em modo de Único e Duplo-THGEM, a resolução em energia e representando por vezes a forma dos sinais induzidos pela carga formada no ânodo de leitura.

Nesta etapa do trabalho experimental demonstrou-se a possibilidade de obtenção de ganhos elevados em misturas de Néon/CF₄ à temperatura ambiente, de ordem 10^3 utilizando um THGEM e de ordem 10^4 , chegando-se a atingir ganhos de ordem 10^5 à pressão de 1 bar na mistura de Ne/CF₄ (10%) com Duplo-THGEM.

Na tabela seguinte encontram-se sumariados os ganhos máximos obtidos nas misturas estudadas, nas diversas pressões, com Único e Duplo-THGEM:

	Único-THGEM			Duplo-THGEM		
	1 bar	2 bar	3 bar	1 bar	2 bar	3 bar
Ne (100%)	5×10^2	4×10^2	3×10^2	$1,5 \times 10^4$	6×10^3	5×10^3
Ne/CF ₄ (5%)	5×10^3	$4,2 \times 10^3$	3×10^3	$6,5 \times 10^4$	$6,3 \times 10^4$	$2,8 \times 10^4$
Ne/CF ₄ (10%)	$4,5 \times 10^3$	4×10^3	5×10^3	1×10^5	$6,5 \times 10^4$	$3,5 \times 10^4$

Tabela 3 – Ganhos máximos atingidos nas misturas de Néon/CF₄ (5%), Néon/CF₄ (10%) e Néon puro, para as pressões de 1, 2 e 3 bar e Único e Duplo-THGEM

Verificou-se que o ganho máximo atingido em todas as misturas estudadas diminui gradual mas não significativamente com a pressão das misturas. A variação máxima ocorreu em Néon puro entre a pressão atmosférica e 3 bar, com um decréscimo de um factor de 3.

Em todas as misturas gasosas estudadas verificou-se um aumento das tensões de operação com a pressão da mistura de gás i.e. para a obtenção do mesmo ganho foram

necessárias maiores diferenças de potencial entre os eléctrodos dos THGEM's. Este efeito é explicado pela redução do campo eléctrico reduzido E/p no interior dos buracos dos THGEM's com a pressão, sendo necessário aplicar tensões mais elevadas para obter o mesmo valor de campo eléctrico. Havendo uma redução do campo eléctrico reduzido máximo atingido com o aumento da pressão.

Verifica-se claramente que a operação em modo de Duplo-THGEM permite obter ganhos consideravelmente mais elevados do que em modo de Único-THGEM. Em todas as misturas estudadas esta diferença de ganhos máximos foi de aproximadamente 1 ordem de grandeza. Em ambos os modos de operação os ganhos máximos foram limitados pela ocorrência de descargas.

Verificou-se também que este aumento de ganho em modo de Duplo-THGEM foi conseguido aplicando tensões mais baixas em cada THGEM. Este efeito era esperado uma vez que com a existência de duas etapas de multiplicação de carga nos buracos dos dois THGEM's, com um campo eléctrico de transferência adequado entre os dois, consegue-se, para os mesmos valores de tensão aplicada, ganhos mais elevados.

Além das misturas estudadas e cujos resultados foram apresentados neste relatório, também se tentou estudar a operação deste sistema em atmosfera de CF₄ puro a 1,2 e 3 bar. As altas tensões necessárias para operar o THGEM neste gás (~2000V), tal como R.Chechik *et al* verificaram em [28], provocavam descargas frequentes antes da obtenção de um ganho mensurável, pela electrónica associada, tanto em modo de Único-THGEM como em Duplo-THGEM. As descargas estão provavelmente relacionadas com a limitação para altas tensões das grelhas utilizadas nas regiões de deriva e indução.

Comparando os sinais registados pelo osciloscópio em modo de Único-THGEM nas três misturas estudadas (Néon puro, Néon/CF₄(5%) e Néon/CF₄(10%)), em condições de ganho semelhantes, pode-se concluir que a adição de CF₄ a Néon causa uma diminuição dos tempos de subida da componente rápida (dos electrões) dos sinais induzidos pela carga formada.

A tabela seguinte mostra os tempos de subida registados em condições de ganho semelhantes nas três misturas estudadas.

	Ganho efectivo	Tempo de subida (μ s)
Ne (100%)	$1,3 \times 10^3$	~ 80
Ne /CF ₄ (5%)	$1,3 \times 10^3$	~ 30
Ne/CF ₄ (10%)	$1,9 \times 10^3$	~ 12

Tabela 4 – Tempos de subida dos impulsos medidos nas misturas de Néon/CF₄ e Néon, em condições de ganho semelhantes

Em Néon, para um ganho em carga de $\sim 1,3 \times 10^3$, o tempo de subida do sinal induzido foi de $\sim 80 \mu$ s; na mistura de Néon/CF₄(5%), para um ganho em carga de $\sim 1,3 \times 10^3$, o tempo de subida do sinal foi de $\sim 30 \mu$ s; finalmente, na mistura de Néon/CF₄(10%), para um ganho em carga de $\sim 1,9 \times 10^3$, o tempo de subida do sinal foi de $\sim 12 \mu$ s. A hipótese levantada por esta observação levou a deduzir que à medida que se acrescenta tetrafluormetano à mistura de Néon o tempo de subida dos sinais é reduzido – podendo-se conseguir a formação de sinais mais rápidos. Esta observação tem interesse para aplicações onde o tempo de formação de sinais é importante.

Esta hipótese foi fundamentada por pesquisas bibliográficas efectuadas, onde foram medidas as velocidades de deriva de electrões em Néon e em tetrafluormetano por aplicação de um campo eléctrico variável. Com efeito concluiu-se que a velocidade de deriva de electrões em tetrafluormetano num campo eléctrico de 0,4kV/cm (a mesma intensidade aplicada na região de indução) é de $\sim 8 \text{cm}/\mu$ s [33], enquanto que em Néon puro, para o mesmo valor de campo eléctrico aplicado, a velocidade de deriva é de aproximadamente $3 \text{cm}/\mu$ s [29] – aproximadamente um factor de 2 de diferença.

Por outro lado, com a adição de CF₄ às misturas de Néon também se verificou que a componente lenta de formação dos impulsos (devido à deriva de iões) se acentua.

5 – Operação de THGEM's em misturas de Néon/CF₄ e Néon/CH₄ a temperaturas criogénicas

Em colaboração com o Weizmann Institute of Science (WIS) em Rehovot, Israel, a possibilidade de estudar as estruturas THGEM em temperaturas criogénicas foi materializada – a construção de uma câmara adaptada para operação em baixas temperaturas no Department of Particle Physics and Astrophysics do WIS, permitiu a montagem de um detector constituído por estruturas THGEM's, com um sistema de fluxo constante de gás e preparado para operação em modo de impulso (com uma fonte de raios-X de 5,9keV de ⁵⁵Fe) ou em modo de corrente (com um fotocátodo e iluminação UV de comprimento de onda 185nm).

5.1 – Montagem experimental

A montagem experimental usada nesta fase do projecto pode ser dividida nalguns dos seus elementos: a câmara dentro da qual foi montado o detector com 2 estruturas THGEM, o sistema de gás, o sistema de arrefecimento, sistema de monitorização da temperatura e a electrónica associada.

As estruturas THGEM's usadas neste projecto têm características geométricas semelhantes às estruturas já usadas nos estudos em temperatura ambiente no Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear em Coimbra: as dimensões geométricas foram: espessura de 400µm, diâmetro de buracos de 300µm, pitch de 700µm e orla em torno dos buracos de 50µm.

Os eléctrodos de cobre dos THGEM's usados foram revestidos com uma camada de ouro – Esta camada de ouro servirá como substrato à deposição de um fotocátodo de iodeto de cézio por evaporação mais tarde no trabalho.

A câmara foi construída em aço inoxidável com duas flanges (superior e inferior) seladas com O-rings de cobre. Na flange superior foram conectados 2 tubos, também em aço inoxidável: - um destes tubos era utilizado para entrada do fluxo de gás

e dentro do qual foram passados os cabos de ligação dos conectores SHV exteriores até ao detector no interior da câmara. No topo deste tubo foi instalada uma janela em fluoreto de magnésio (MgF₂) que serve de entrada à luz UV contínua proveniente de uma lâmpada ORIEL 6035 Hg (Ar) ($\lambda=185\pm 5$ nm) (fonte de alimentação: ORIEL model 6048). O outro tubo instalado na flange serviu como saída de gás e através do qual foram instalados 2 termopares tipo K no interior da câmara que permitiram o registo da temperatura, à qual se efectuavam as medidas, do gás no interior da câmara e da flange metálica. Um dos termopares foi colocado em contacto com a flange enquanto que outro foi afastado da superfície metálica.

O detector foi operado em modo de fluxo de gás contínuo, com a composição e fluxo de cada gás da mistura controlado por controladores de fluxo MKS tipo 1179A e um módulo de leitura MKS tipo 247. As misturas usadas foram Néon/CH₄(5%) e Néon/CF₄(5%).

A pressão de operação do detector foi a pressão atmosférica equalizada através de um simples borbulhador e monitorizada com um detector de pressão Baratron MKS tipo 626.

Para a realização de medidas a baixa temperatura a câmara era arrefecida. O arrefecimento da câmara era feito através de termo (“*dewar*”) cheio com ~7litros de etanol (96%) ao qual eram adicionadas quantidades suficientes de azoto líquido para se atingir uma temperatura de ordem $\sim(-)110^{\circ}\text{C}$. Nessa altura a câmara era lentamente descida no dewar até se encontrar totalmente submersa na mistura de etanol/azoto líquido.

Além dos dois termopares, instalados no interior da câmara, um terceiro termopar do mesmo tipo foi imerso na mistura permitindo a monitorização da temperatura à medida que se introduzia o azoto líquido.

A fotografia seguinte mostra o sistema utilizado na realização de medidas com alguns dos componentes assinalados, e preparado para a realização de medidas à temperatura ambiente:

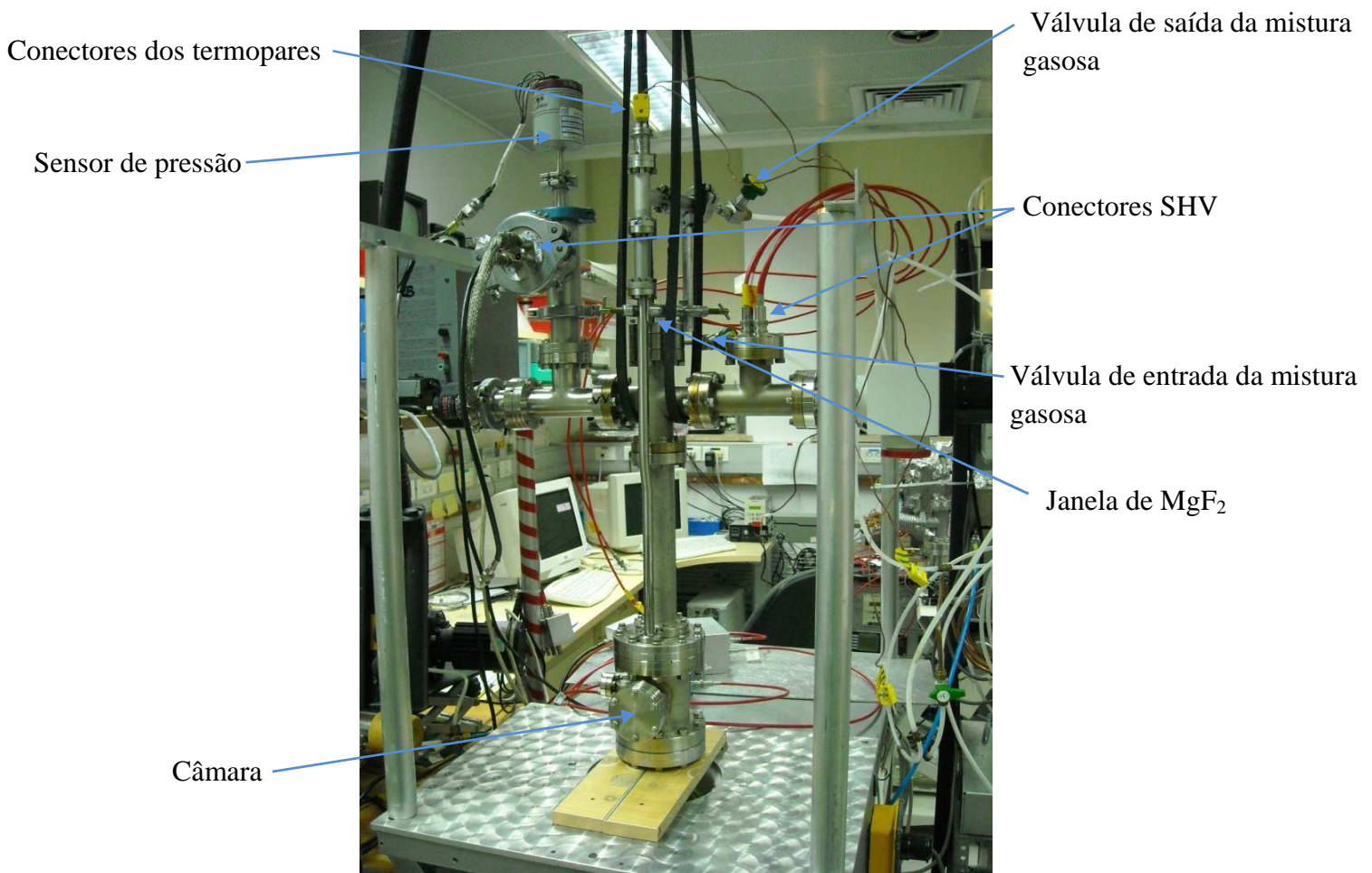


Figura 30 – Sistema utilizado neste trabalho, instalado fora do dewar para a realização de medidas à temperatura ambiente.

Na fotografia seguinte mostra-se o sistema preparado para a realização de medidas a baixa temperatura. A câmara, com os THGEM's instalados no interior, encontra-se no interior do dewar completamente submersa na mistura de etanol/azoto líquido:

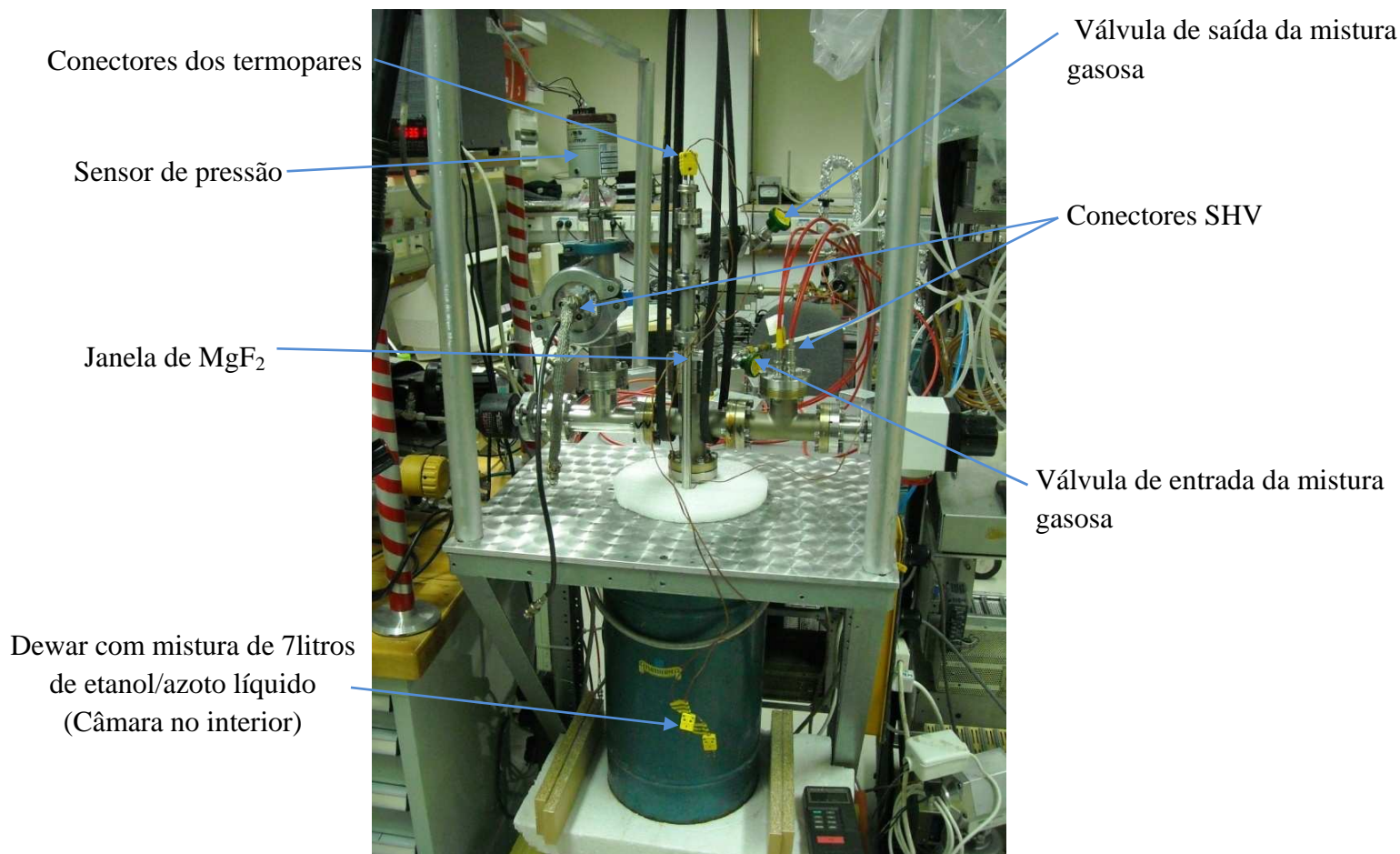


Figura 31 – Sistema preparado para a realização de medidas a baixa temperatura. Câmara no interior do dewar.

No interior da câmara instalou-se o detector constituído por dois THGEM (THGEM₁ e THGEM₂) fabricados pela companhia Tech-Etch em Israel, com a geometria já descrita, duas grelhas de aço inoxidável montadas em “frames” de material G10 (Grid₁ e Grid₂) que definem regiões de deriva e indução e finalmente, num pequeno suporte, foi instalada uma fonte de raios-X de ⁵⁵Fe (5,9 keV (Mn K_α)) permitindo assim a realização de medidas em modo de impulso.

No topo do detector instalou-se a janela de MgF₂ acima da qual se instalou uma lâmpada de luz UV contínua ORIEL 6035 Hg (Ar) ($\lambda=185\pm 5$ nm) ligada a uma fonte de alimentação ORIEL model 6048. A janela de fluoreto de magnésio é transparente a uma gama de comprimentos de onda de 120nm a $\sim 6\mu\text{m}$, i.e., mantém uma transmissão de radiação acima dos 90% naquela região [34].

Os THGEM, as grelhas e o suporte para a fonte de ⁵⁵Fe foram montados em pilares de Teflon aparafusados à flange superior, separados por espaçadores também em

Teflon que asseguram a correcta distância entre todas as estruturas instalados no interior. Na figura 32 está representado o esquema das estruturas no interior da câmara com as distâncias das regiões (deriva, transferência e indução) assinaladas:

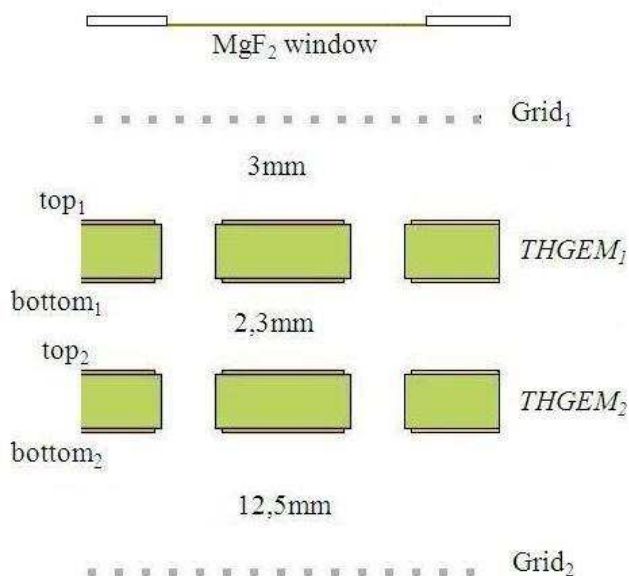


Figura 32 – Esquema da montagem do detector instalado no interior da câmara com a distância entre as estruturas assinalada [40].

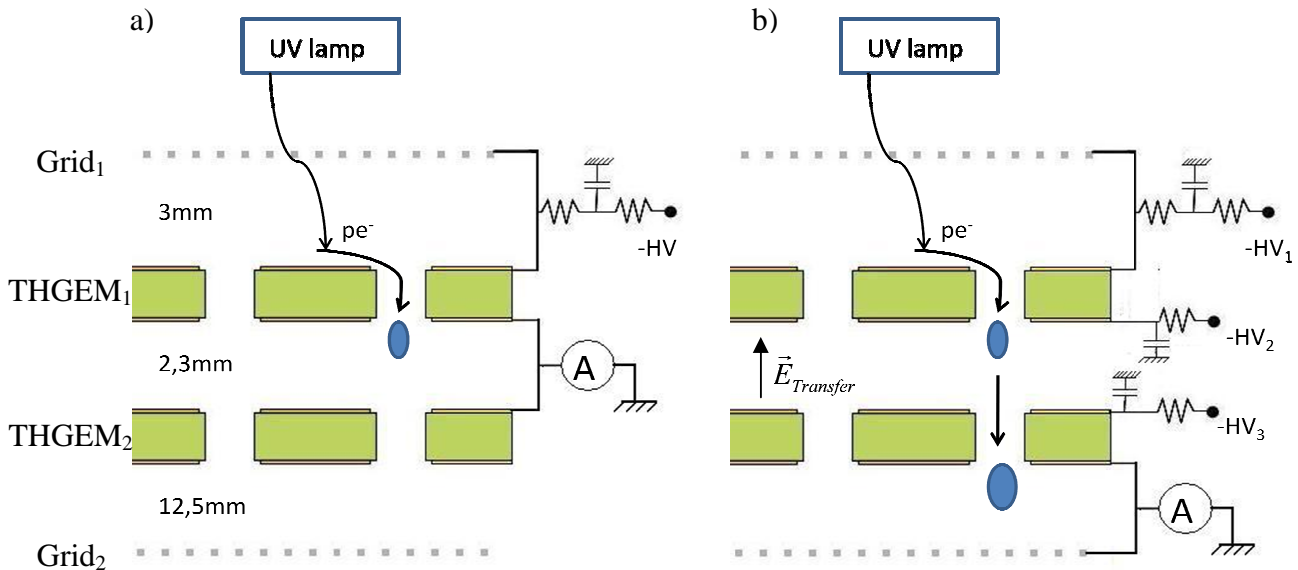
As distâncias entre as estruturas Grid₁ e THGEM₁, entre o THGEM₁ e o THGEM₂ e entre o THGEM₂ e a Grid₂ foram de 3mm, 2,3mm e 12,5mm, respectivamente.

A polarização de todos os eléctrodos e grelhas foi efectuada através de fontes de tensão CAEN modelo N471A com canais independentes para cada elemento a ser polarizado. Entre a fonte de tensão e os elementos polarizados foram aplicados filtros passa-baixo – com uma frequência de corte baixa de modo a eliminar o eventual ruído de alta-frequência proveniente das fontes de tensão.

5.2 – Modo de operação

Nesta fase do projecto foram efectuadas medidas de ganho em carga do detector em modo de impulso (com uma fonte de raios-X de ⁵⁵Fe) e modo de corrente (com uma lâmpada de UV contínua ORIEL 6035 Hg (Ar) ($\lambda=185\pm 5$ nm)), à temperatura ambiente e a baixas temperaturas, com Único e Duplo-THGEM.

Operando o detector em modo de corrente fez-se a extracção de fotoelectrões do eléctrodo top_1 do THGEM₁ fazendo-se incidir a luz UV, proveniente da lâmpada referida. Os fotoelectrões extraídos são então orientados, pelo campo eléctrico que se estabelece por aplicação de tensões aos eléctrodos, para o interior dos buracos do THGEM, onde o campo eléctrico intenso provoca a multiplicação de carga pelo mecanismo de avalanche de Townsend. A figura 33 esquematiza as ligações:



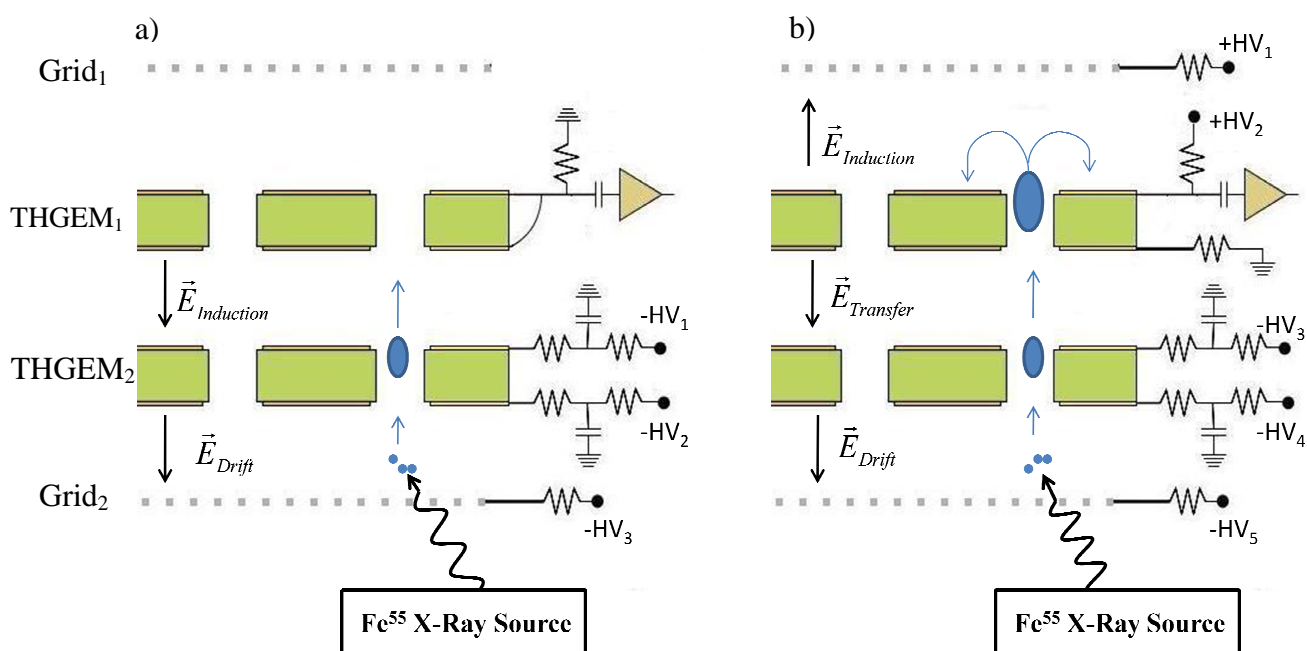
Figuras 33, a) e b) – Esquema das ligações em Único (a)) e Duplo-THGEM (b)) em modo de corrente. Representam-se também simbolicamente as nuvens de electrões provenientes das avalanches, o pico-amperímetro e a lâmpada de UV [40].

Em Único-THGEM a carga proveniente da multiplicação dos fotoelectrões no buracos do THGEM₁ é lida sob a forma de corrente, num pico-amperímetro KEITHLEY 610C, nos eléctrodos $bottom_1$ e top_2 (do THGEM₁ e THGEM₂, respectivamente) interligados – assegura-se assim a leitura de toda a carga.

Em Duplo-THGEM os fotoelectrões são removidos do fotocátodo, direccionados para os buracos do THGEM e aí multiplicados. Os electrões da avalanche são extraídos por aplicação do campo eléctrico de transferência ($E_{Transfer}$ na figura 33 b)) estabelecido entre o THGEM₁ e THGEM₂ e são direccionados em direcção aos buracos do THGEM₂. A aplicação da diferença de potencial adequada entre os eléctrodos do THGEM₂ estabelece uma segunda etapa de multiplicação nos buracos do THGEM₂ e

finalmente a carga final é lida na forma de corrente no pico-amperímetro KEITHLEY 610C, ligado ao eléctrodo bottom₂ e à grelha de indução.

Em modo de impulso utilizou-se a fonte de raios-X de ⁵⁵Fe (5,9 keV (Mn K_α) e 6,4 keV (Mn K_β)) para a medição de impulsos de carga induzidos nos ânodos de recolha assim como para a obtenção de alguns espectros em energia dos raios-X da fonte de ⁵⁵Fe. Para tal fizeram-se as ligações representadas na figura 34 a) e b) para operação em Único e Duplo-THGEM, respectivamente:



Figuras 34, a) e b) – Esquemas das ligações em Único (a) e Duplo-THGEM (b) em modo de impulso [40].

Os sinais neste modo de operação foram recolhidos, em Único-THGEM, nos eléctrodos interligados do THGEM₁ e, em Duplo-THGEM, no eléctrodo top₁ do THGEM₁ e convertidos em tensão por um pré-amplificador de carga Canberra modelo 2003 (sensibilidade de 180mV/pC) e visualizados e registados por um osciloscópio Tektronix modelo TDS5054B. Os sinais provenientes do pré-amplificador foram então amplificados por um amplificador linear Ortec 572A (ganho variável na gama de 20 a 1000 e shaping time de 2μs) e posteriormente processados por um multicanal Amptek MCA-8000A.

5.3 – Resultados

5.3.1 – Resultados em Ne/CH₄ (5%)

O estudo das características de operação de THGEM's na mistura de Ne/CH₄ (5%) a baixa temperatura iniciou-se com a realização de vácuo no sistema atrás descrito. Após a realização de vácuo na câmara regulou-se o sistema de controlo de fluxo de gás para uma mistura de Néon com CH₄ na proporção de 95:5 durante cerca de 24h antes de se iniciarem as medidas.

Para as medidas de ganho em modo de corrente fez-se inicialmente a medição da fotocorrente extraída do fotocátodo com a montagem esquematizada na figura 35:

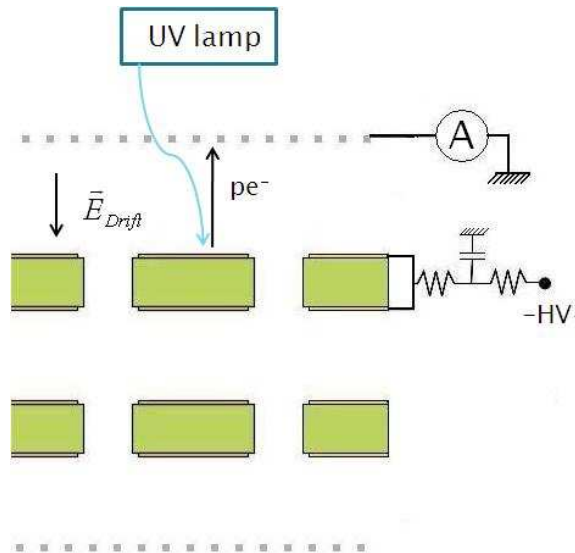


Figura 35 – Montagem usada para a medição da fotocorrente extraída pela luz UV [40].

Fotoelectrões extraídos do fotocátodo pela luz UV foram colectados na grelha de deriva e a corrente foi medida em função da diferença de potencial, entre a grelha e os eléctrodos interligados do THGEM₁, no pico-amperímetro KEITHLEY 610C. Esta medição foi repetida para cada temperatura na qual se iriam realizar medidas.

A figura 36 representa a fotocorrente em função da diferença de potencial, para várias temperaturas da mistura gasosa de Ne/CH₄ (5%):

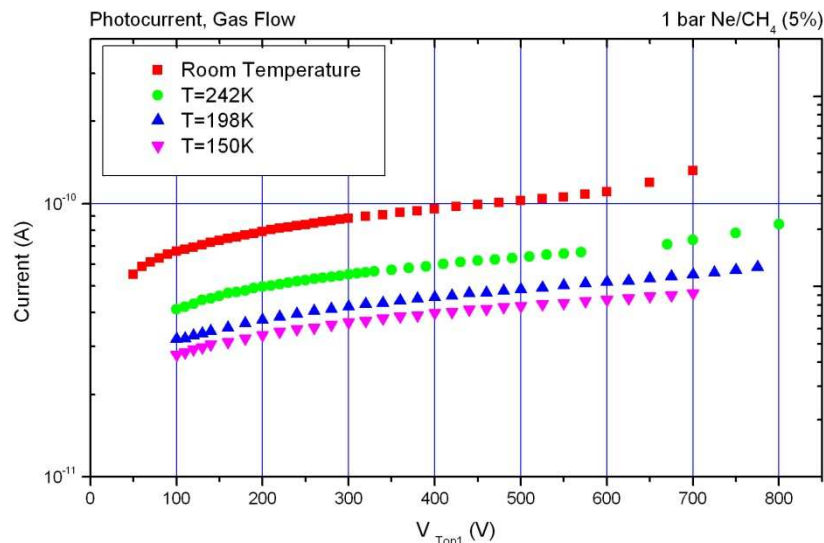


Figura 36 – Fotocorrente medida em função da diferença de potencial aplicada entre a grelha e os eléctrodos interligados do THGEM₁, para diferentes temperaturas de funcionamento.

Verificou-se que a fotocorrente medida na mistura de Ne/CH₄ (5%) diminuiu quando se baixou a temperatura da mistura. Com 400V aplicados entre a grelha e o THGEM₁, à temperatura ambiente, mediu-se uma corrente de $\sim 1 \times 10^{-10}$ A, enquanto que a uma temperatura de ~ 150 K a corrente medida foi de $\sim 4 \times 10^{-11}$ A – Uma diminuição por um factor de 2,5.

Das fotocorrentes medidas foi então extraído um valor que corresponde aproximadamente a um regime em que os fotoelectrões extraídos são todos colectados na grelha (100% de extracção) [36] – correspondendo a um regime tipo câmara de ionização. O regime de operação descrito é visível na figura 36 como sendo um patamar (“plateau”) entre os 150 e 300V – o valor assim obtido foi então usado para a normalização das correntes que viriam a ser obtidas àquelas temperaturas, nas montagens Único e Duplo-THGEM, determinando-se o ganho do detector.

Estas medidas da fotocorrente levantaram a questão do porquê da diminuição da eficiência de extracção de fotoelectrões do fotocátodo – foram realizados estudos adicionais (Cap 5.4) relativamente a esta diminuição.

Utilizando as montagens Único e Duplo-THGEM descritas anteriormente foram obtidas curvas de ganho a várias temperaturas. Os campos eléctricos de deriva, de indução e de transferência usados foram de 0kV/cm, 0,5kV/cm e 0kV/cm,

respectivamente. Os resultados encontram-se representados nas figuras 37 e 38 para Único e Duplo-THGEM, respectivamente:

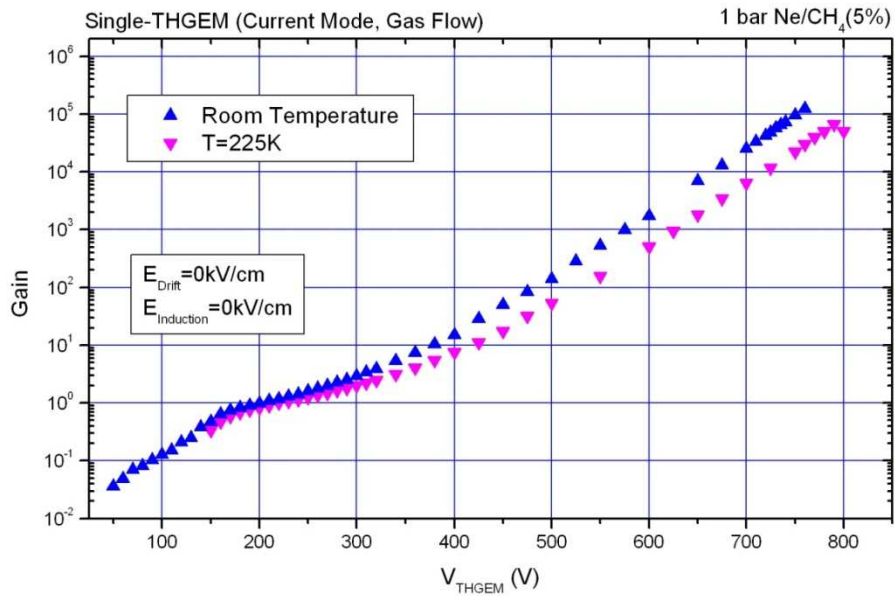


Figura 37 – Curvas de ganho em função da tensão aplicada ao THGEM, em Único-THGEM, obtidas a duas temperaturas na mistura de Ne/CH₄ (5%).

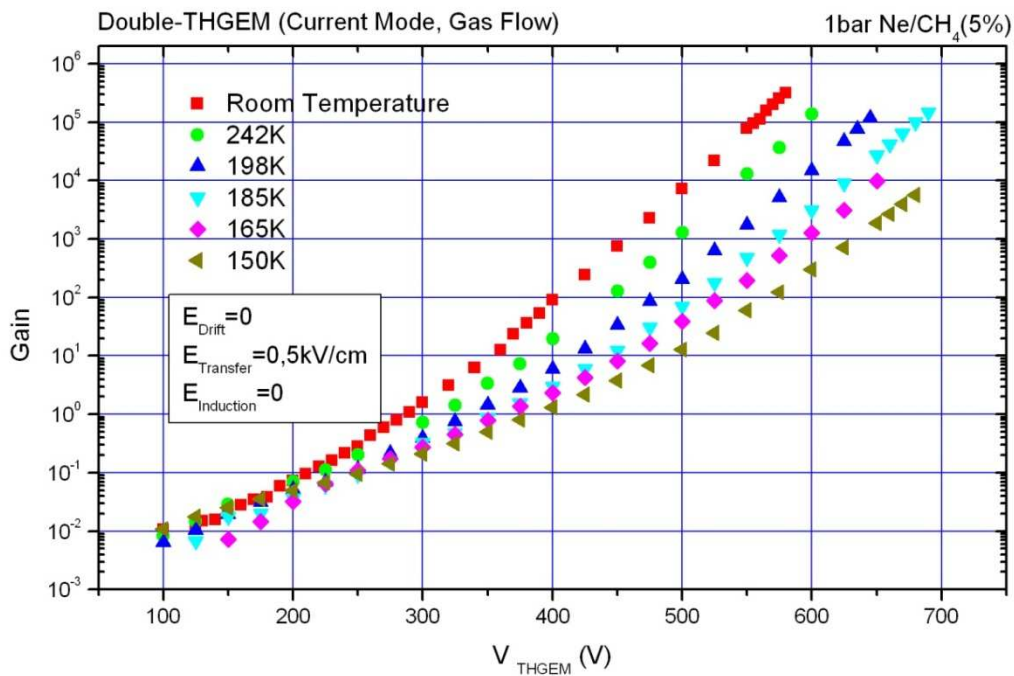


Figura 38 – Curvas de ganho em função da tensão aplicada aos eléctrodos dos THGEM's, em Duplo-THGEM, obtidas para seis temperaturas na mistura de Ne/CH₄ (5%).

Na figura 37 encontram-se os resultados obtidos na montagem Único-THGEM. Verificou-se a obtenção de um ganho de $\sim 10^5$ à temperatura ambiente.

Após o arrefecimento da mistura etanol+azoto líquido no dewar baixou-se a câmara ficando completamente submersa. Deixou-se estabilizar a temperatura no interior da câmara até $\sim 225\text{K}$ (-48°C), fazendo-se de seguida as medidas de ganho. A esta temperatura verificou-se um ligeiro decréscimo do ganho máximo atingido para $\sim 7 \times 10^4$.

Na figura 38 estão representados os resultados obtidos com a montagem Duplo-THGEM para seis valores de temperatura, desde a temperatura ambiente até $\sim 150\text{K}$ (-123°C). Foi utilizado um campo de transferência de $0,5\text{kV/cm}$. Os ganhos máximos obtidos para as diferentes temperaturas encontram-se sumariados na tabela 5:

Temperatura (K)	Ganho máximo
293 (Ambiente)	$3,1 \times 10^5$
242	$1,4 \times 10^5$
198	$1,2 \times 10^5$
185	$1,5 \times 10^5$
165	$9,8 \times 10^3$
150	$5,7 \times 10^3$

Tabela 5 – Ganhos máximos atingidos na mistura de Ne/CH₄ (5%) às temperaturas estudadas

Em geral verificou-se um ligeiro decréscimo do ganho máximo atingido quando a temperatura foi reduzida desde 293K (temperatura ambiente) até 198K, baixando cerca de um factor de 2. A redução mais significativa do ganho verificou-se quando a temperatura foi reduzida abaixo dos 165K até aos 150K, com uma redução em mais de uma ordem de grandeza quando comparado com o ganho máximo obtido à temperatura ambiente.

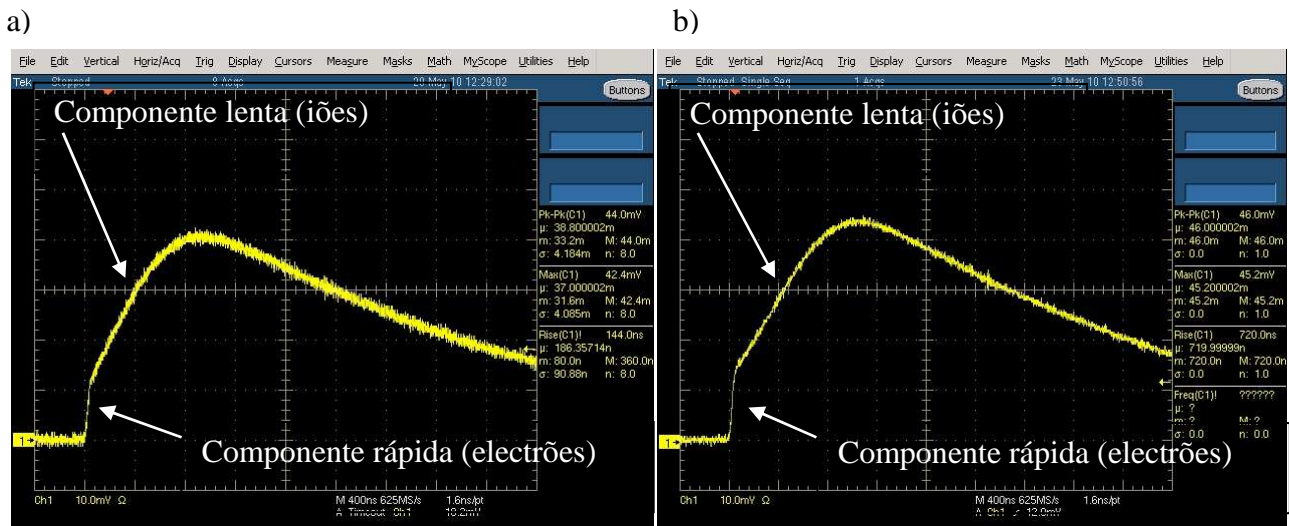
Este decréscimo abrupto no ganho máximo atingido, a temperaturas inferiores a 165K, crê-se estar relacionado com limitações da montagem do detector no interior da câmara. O volume reduzido da câmara possivelmente levou a que algum fio de ligação tocasse nas paredes, ocorrendo descargas sempre que um determinado valor de tensão era aplicado a uma das grelhas.

Verificou-se também a esperada tendência de aumento da tensão de operação do THGEM com a diminuição da temperatura. Considerando apenas os processos de

ionização por impacto electrónico, o ganho obtido num gás ou mistura depende, não só da energia mínima média necessária para produzir ionização mas também da energia que cada electrão adquire graças ao campo eléctrico ao ser acelerado entre cada colisão. Para o mesmo valor de campo eléctrico e para a mesma pressão a energia adquirida por cada electrão depende do livre percurso médio na direcção do campo, que por sua vez, depende da densidade do gás. A diminuição da temperatura do gás, para a mesma pressão, é acompanhada com o aumento da densidade do gás no interior da câmara que diminui o caminho livre médio dos electrões entre cada colisão, num fenómeno análogo ao que ocorre ao aumentar a pressão.

Com a fonte de raios-X de ⁵⁵Fe (5,9keV) foram investigadas as formas de impulsos induzidos nos ânodos de recolha, tendo como objectivo verificar alguma alteração (nos tempos de subida) com a temperatura. Para tal foram usadas as ligações descritas no capítulo 6.2, figura 31 a) e b), relativas à operação em modo impulso.

Nas figuras 39 a) e b) estão representados sinais típicos obtidos com a montagem Duplo-THGEM e registados no osciloscópio Tektronix TDS5054B. Os sinais foram lidos do eléctrodo *top₁* do THGEM₁ à temperatura ambiente (~193K) e à temperatura de 159K:



Figuras 39, a) e b) – Sinais típicos lidos em Duplo-THGEM à temperatura ambiente (a) e à temperatura de 159K (-114°C)

Em ambos os sinais registados e aqui representados se pode observar a contribuição de duas componentes para a formação do sinal à saída do detector. Uma componente rápida, com um tempo de subida de ~80ns, devido aos electrões colectados no ânodo e uma outra componente significativamente mais lenta, com um tempo de

subida de $\sim 1\mu\text{s}$, devido à deriva de iões formados na avalanche, próximo dos buracos do THGEM. Tal comportamento já tinha sido verificado nos estudos previamente efectuados no Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear em Coimbra nas misturas de Ne/CF₄ (5%) e Ne/CF₄ (10%).

A amplitude dos sinais é, em ambos os casos, da ordem dos 42mV e não foram verificadas alterações significativas entre a formação dos sinais à temperatura ambiente e a baixas temperaturas.

5.3.2 – Resultados em Ne/CF₄ (5%)

Os ganhos obtidos com os THGEM a operar em modo de corrente na mistura de Ne/CF₄ (5%) encontram-se representados nas figuras 40 e figura 41, para Único e Duplo-THGEM, respectivamente.

Os campos eléctricos de drift, transferência (quando aplicável) e indução foram de 0kV/cm, 0,5kV/cm e 0kV/cm.

Em Único-THGEM verifica-se que foram atingidos aproximadamente os mesmos ganho máximos de ordem 1×10^5 para as temperaturas estudadas, temperatura ambiente ($\sim 293\text{K}$) e 173K.

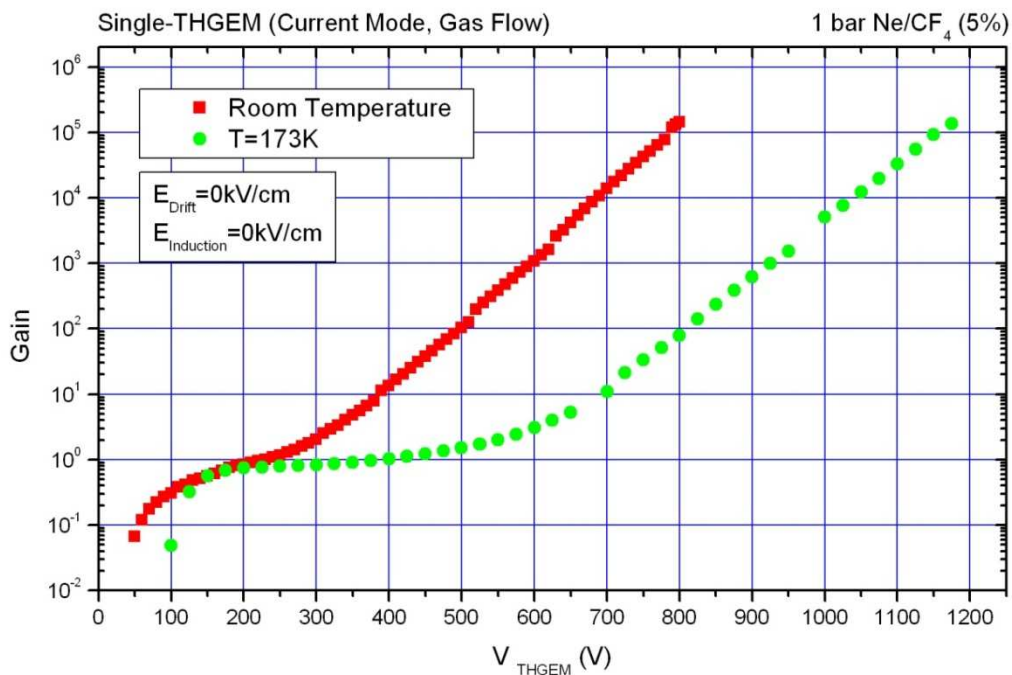


Figura 40 – Curvas de ganho em função da tensão aplicada ao THGEM, em Único-THGEM, obtidas à temperaturas ambiente e 173K na mistura de Ne/CF₄ (5%).

Verificou-se um aumento considerável da tensão (~300V) de operação do THGEM quando se reduziu a temperatura da mistura gasosa. Na curva de ganho à temperatura de 173K observam-se claramente 2 regiões: a primeira, visível como um patamar ou “plateau”, de 150 a ~450V correspondente ao aumento da extracção de fotoelectrões para os buracos do THGEM; e a segunda, de ~450 até à descarga a ~1180V, corresponde à região de crescimento exponencial devido à multiplicação nos buracos do THGEM [36].

A curva de ganho à temperatura ambiente apresenta um patamar substancialmente mais estreito, de 150 a 250V, quando se inicia a evolução exponencial correspondente à multiplicação de carga no THGEM.

Este efeito deve-se, novamente, à redução do campo eléctrico no interior dos buracos do THGEM para temperaturas baixas, uma vez que a densidade do gás aumenta consideravelmente – a multiplicação só se inicia para valores de tensão elevados.

Na figura 41 encontram-se representados os resultados obtidos na mistura de Ne/CF₄ (5%), à temperatura ambiente e à temperatura de ~168K, com a montagem Duplo-THGEM, já descrita anteriormente:

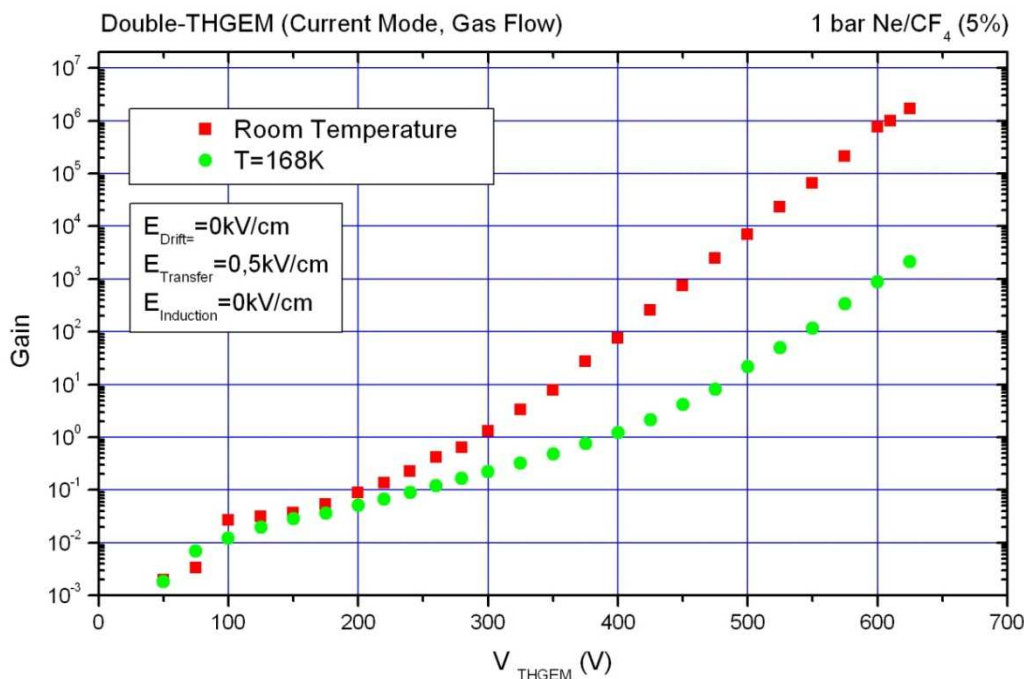


Figura 41 – Curvas de ganho em função da tensão aplicada aos eléctrodos dos THGEM's, em Duplo-THGEM, obtidas na mistura de Ne/CF₄ (5%), à temperatura ambiente e a 168K.

O ganho máximo atingido com a configuração Duplo-THGEM foi de $\sim 2 \times 10^6$ à temperatura ambiente; cerca de uma ordem de grandeza mais elevado do que o atingido na configuração de Único-THGEM, à mesma temperatura, e com tensões cerca de 200V menores.

À temperatura de $\sim 168\text{K}$ o ganho máximo atingido baixou consideravelmente, cerca de 3 ordens de grandeza, para $\sim 2 \times 10^4$. Este efeito crê-se estar novamente relacionado com as limitações da câmara usada, pois o limite atingido não está relacionado com o ganho mas sim pela com a tensão aplicada a uma das grelhas.

A comparação das curvas de ganho nas configurações de Único e Duplo-THGEM na figura 42 às temperaturas estudadas para esta mistura mostra que, a baixas temperaturas, se atingiram ganhos máximos cerca de duas ordens de grandeza mais elevados na configuração Único-THGEM do que em configuração Duplo-THGEM i.e. $\sim 2 \times 10^6$ para $\sim 2 \times 10^4$, respectivamente. O comportamento esperado seria o de atingir com a configuração Duplo-THGEM os mesmos ganhos máximos atingidos em Único – este efeito veio demonstrar definitivamente a limitação (técnica) da montagem no interior da câmara para operação a baixas temperaturas na configuração Duplo-THGEM.

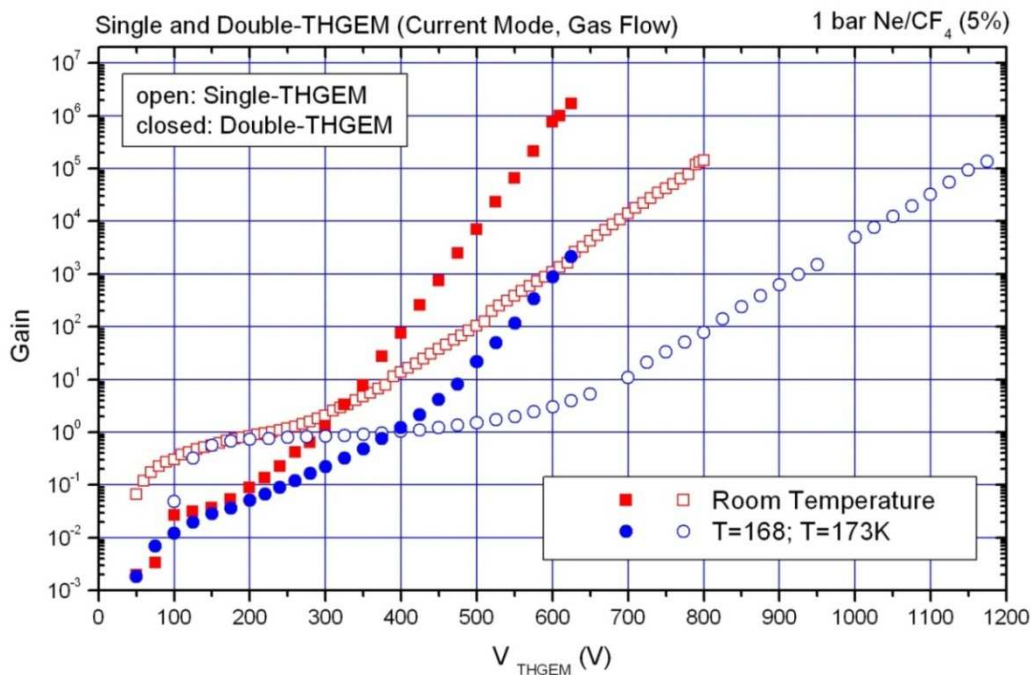


Figura 42 - Comparação de curvas de ganho em função da tensão aplicada aos eléctrodos dos THGEM's, em Único e Duplo-THGEM, obtidas na mistura de Ne/CF₄ (5%) às temperaturas estudadas.

5.4 – Estudo da diminuição da fotocorrente

A medição da fotocorrente extraída do fotocátodo pela luz UV em função tensão aplicada na região de drift, efectuada aquando das medidas em Ne/CH₄ (5%), mostrou uma diminuição de cerca de um factor de 2,5 quando se passa da temperatura ambiente para cerca de 150K. Como a intensidade da luz emitida pela lâmpada de UV contínua ORIEL 6035 Hg (Ar) ($\lambda=185\pm 5\text{nm}$) não varia, uma vez aquecida a lâmpada, o número de fótons emitidos é aproximadamente constante.

A explicação da diminuição da fotocorrente pode ser encarada de duas formas: 1) menos fotoelectrões extraídos ou; 2) menos fotoelectrões colectados.

Com o objectivo de estudar este efeito foi depositado, por evaporação, um fotocátodo de iodeto de cézio (CsI) de espessura $\sim 2000\text{\AA}$ num dos eléctrodos de um dos THGEM e foram repetidas as medidas da fotocorrente na mistura de Ne/CH₄ (5%). A instalação das estruturas no interior da câmara foi efectuada em menos de 10 minutos,

sob um constante fluxo de azoto, de forma a reduzir a exposição do fotocátodo à humidade do ar.

Foi determinado anteriormente que, com efeito, ocorre uma diminuição da colecção de fotoelectrões extraídos do fotocátodo com a temperatura – o que consequentemente diminui a corrente medida. Medindo a corrente directamente no fotocátodo com o picoamperímetro Keithley 610C, como se representa na figura 43, em função da diferença de potencial aplicada na região de drift pretendeu-se estudar a extracção de fotoelectrões.

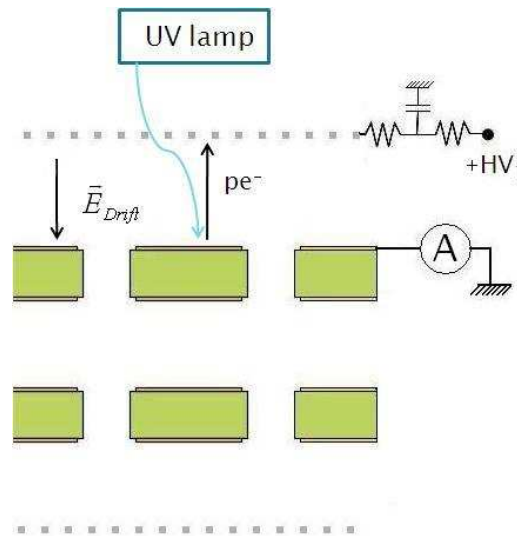


Figura 43 – Montagem usada na medição da corrente extraída do fotocátodo [40].

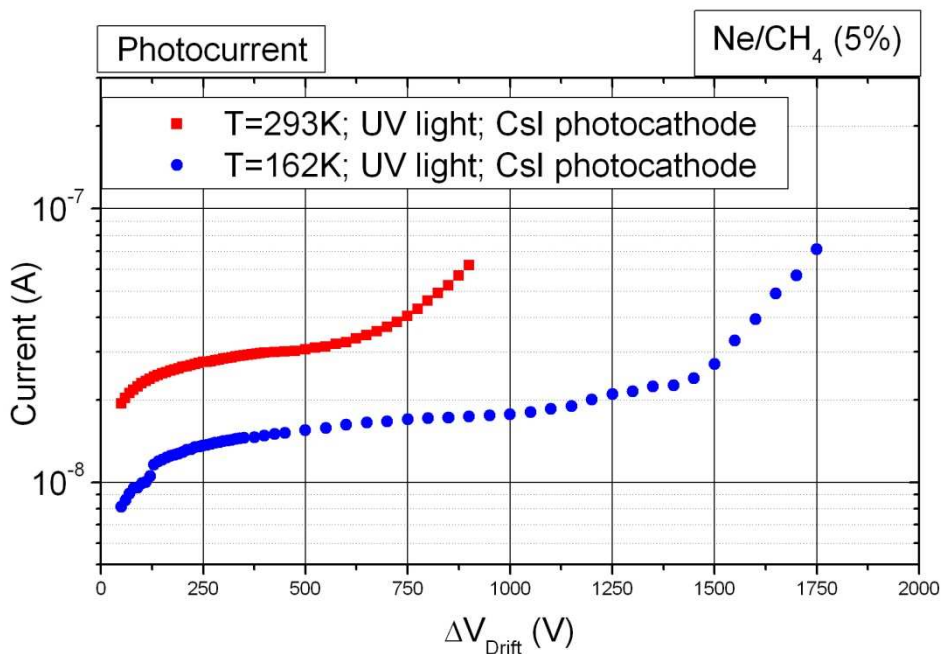


Figura 44 – Fotocorrente medida em função da diferença de potencial na região de drift, às temperaturas de 293K e 162K na mistura de Ne/CH₄ (5%).

O resultado das medidas da fotocorrente, efectuadas à temperatura ambiente e à temperatura de 162K, encontra-se representado na figura 44, em função da diferença de potencial aplicada na região de drift, de 3mm.

Verificaram-se nas duas medidas efectuadas duas regiões: à temperatura ambiente, até uma tensão aplicada de ~600V, verifica-se um patamar (ou "plateau") que corresponde á extracção dos fotoelectrões, mantendo-se, em grande medida, constante [19]. A partir de ~700V torna-se evidente um crescimento exponencial da corrente medida até ao valor máximo da diferença de potencial aplicada de 850V – este aumento está relacionado com o início de multiplicação de carga na região de deriva [38]; À temperatura de 162K verificou-se que o aumento exponencial da corrente só se iniciou a uma tensão de ~1300V – indicando o início da multiplicação de carga para tensões mais elevadas [36], como já foi discutido anteriormente.

Observa-se que os "plateaus" medidos nas duas temperaturas apresentam uma diferença de corrente de um factor de 2, medindo-se $\sim 3 \times 10^{-7}$ A à temperatura ambiente e de $\sim 1,5 \times 10^{-7}$ A à temperatura de 162K. O fluxo de fotões emitidos pela lâmpada assume-se ter sido constante uma vez que a montagem não foi alterada.

Com estes resultados determinou-se que existe de facto uma diminuição da extracção de fotoelectrões com a temperatura – que provavelmente estaria relacionado com o backscattering de fotoelectrões, devido a colisões com os átomos e moléculas da mistura [31].

Os últimos resultados obtidos em vácuo parecem indicar que o efeito de backscattering não é o responsável pela diminuição da fotocorrente, uma vez que se observa novamente uma diminuição por um factor de 100 e 10 para temperaturas de -67°C e -78°C, respectivamente, quando comparadas com as medidas à temperatura ambiente, como se pode observar pela figura 45:

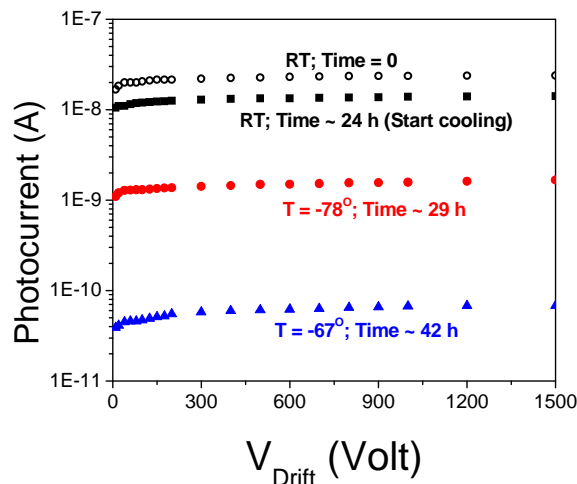


Figura 45 – Fotocorrente medida a diferentes temperaturas em vácuo. Iluminação do fotocátodo com a lâmpada de UV

Os resultados relativos a esta última figura foram obtidos por M. Cortesi no sistema usado na realização deste estudo.

5.5 – Conclusões

Neste trabalho estudaram-se as características de operação de THGEM's em misturas de Ne/CH₄ (5%) e Ne/CF₄ (5%) em temperaturas criogénicas com vista à sua aplicação em GPM's criogénicos, para a detecção de luz UV. Obtiveram-se ganhos elevados e operação estável em ambas as misturas usadas à temperatura ambiente e em temperaturas da ordem de 170K em configurações de Único e Duplo-THGEM.

Em ambas as misturas estudadas foi observado que a configuração de Duplo-THGEM apresentou limitações ao ganho máximo atingível a baixas temperaturas, com um decréscimo de duas ordens de grandeza observável tanto na mistura de Ne/CH₄ (5%), de $3,1 \times 10^5$ para $5,7 \times 10^3$, como na de Ne/CF₄ (5%), de 2×10^6 para 2×10^4 , quando a temperatura foi reduzida da temperatura ambiente para 150K e 168K, respectivamente. O novo sistema actualmente em construção no WIS, com uma câmara de maiores dimensões, permitirá excluir as limitações técnicas do sistema nos quais foram efectuados estes estudos.

Por outro lado, a configuração de Único-THGEM, na mistura de Ne/CF₄ (5%) permitiu obter ganhos de ordem 10⁵ tanto à temperatura ambiente como à temperatura de 173K.

Foi observado um aumento da tensão de operação das configurações Único e Duplo-THGEM com a diminuição da temperatura – num processo análogo ao que já foi observado aumentando a pressão das misturas. Este aumento das tensões de operação deve-se ao aumento da densidade do gás que diminui o caminho livre médio dos electrões entre colisões. A energia adquirida por um electrão entre colisões é proporcional a:

$$\frac{eEkT}{\sigma p}$$

Onde e é a carga do electrão, E a intensidade do campo eléctrico aplicado, T a temperatura, k a constante de Boltzmann, σ a secção eficaz de colisão e p a pressão do gás [35].

Sendo todas as outras variáveis iguais, diminuindo a temperatura reduz-se a energia média adquirida pelos electrões entre duas colisões – como forma de compensar este efeito o campo eléctrico é aumentado, traduzindo-se no aumento das tensões aplicadas.

Foram estudados os impulsos provenientes da detecção de raios-X de uma fonte de ⁵⁵Fe em configuração de Duplo-THGEM à temperatura ambiente e à temperatura de 159K. Em condições semelhantes de ganho não foram observadas diferenças nos tempos de subida dos impulsos às temperaturas investigadas.

Puderam-se distinguir claramente duas contribuições para a formação do sinal: uma componente com um curto tempo de subida (~80ns) e outra com um tempo de subida mais longo (~1µs); esta primeira contribuição deve-se à recolha dos electrões (rápidos) no ânodo enquanto que a segunda se deve à deriva dos iões, mais lentos [31].

Neste trabalho foi observado o efeito da diminuição da fotocorrente extraída de um fotocátodo por luz UV, proveniente de uma lâmpada de Hg, com a temperatura. Este efeito tem como consequência a diminuição da fotocorrente por um factor de 2 quando se reduziu a temperatura da mistura Ne/CH₄ (5%) da temperatura ambiente para 162K –

traduzindo-se numa diminuição da eficiência de detecção de fótons UV àquela temperatura para metade.

Os resultados obtidos em vácuo parecem descartar a hipótese de backscattering dos fotoelectrões devido a colisões com os átomos e moléculas da mistura, pelo que a última hipótese apresentada é a formação de condensação de contaminantes residuais, ou devido a “*outgassing*” à superfície do fotocátodo, reduzindo, com efeito a intensidade de luz UV que atinge o fotocátodo.

Como trabalho futuro pretende-se estudar este efeito com o objectivo de determinar com exactidão o mecanismo pelo qual a diminuição da fotocorrente medida ocorre.

Com este trabalho demonstrou-se que um detector baseado em estruturas THGEM permite operação estável, com ganhos elevados, a temperaturas da ordem de 160K (abaixo da temperatura de ebulição do Xénon), tendo como potenciais aplicações a construção de fotodetectores de grande área para, por exemplo, as experiências XENON ou em aplicação em RICH, sendo uma alternativa viável aos PMT's.

6 – Apêndice

Neste trabalho foram observadas variações nas tensões de operação das estruturas THGEM na mistura de Ne/CF₄ (5%) à temperatura ambiente, quando comparadas as curvas de ganho obtidas nesta mistura, no sistema utilizado em Coimbra e no sistema utilizado no WIS.

Nos estudos realizados foram observadas pequenas variações das tensões de operação e, tal como observado por M. Cortesi *et al* em [19], verificámos que estas variações se devem a diferenças na pureza da mistura.

Na montagem experimental utilizada a purificação das misturas gasosas é realizada por um sistema constituído por “*getters*” SAES ST707, no interior de um tubo adjacente, uma manga de aquecimento e um controlador de temperatura. Fechando as torneiras de acesso ao tubo adjacente, com efeito, desliga-se o sistema de purificação.

Com o objectivo de estudar o efeito da pureza da mistura nas tensões de operação, realizaram-se várias medidas de ganho com uma fonte de ⁵⁵Fe:

- 1) Repetiram-se medidas variando indirectamente o grau de pureza com o sistema de purificação inicialmente ligado, desligado e novamente ligado e;
- 2) Realizou-se vazio na câmara voltando-se a encher de seguida com a mistura de Ne/CF₄ (5%) a 1bar e, com o sistema de purificação continuamente desligado, realizaram-se medidas ao longo de várias horas.

Os resultados obtidos estão representados nas figuras 46 e 47. As condições de operação foram iguais às já usadas nesta mistura variando apenas o estado do sistema de purificação. As linhas usadas a unir os pontos experimentais servem de guia visual, não tendo qualquer significado físico.

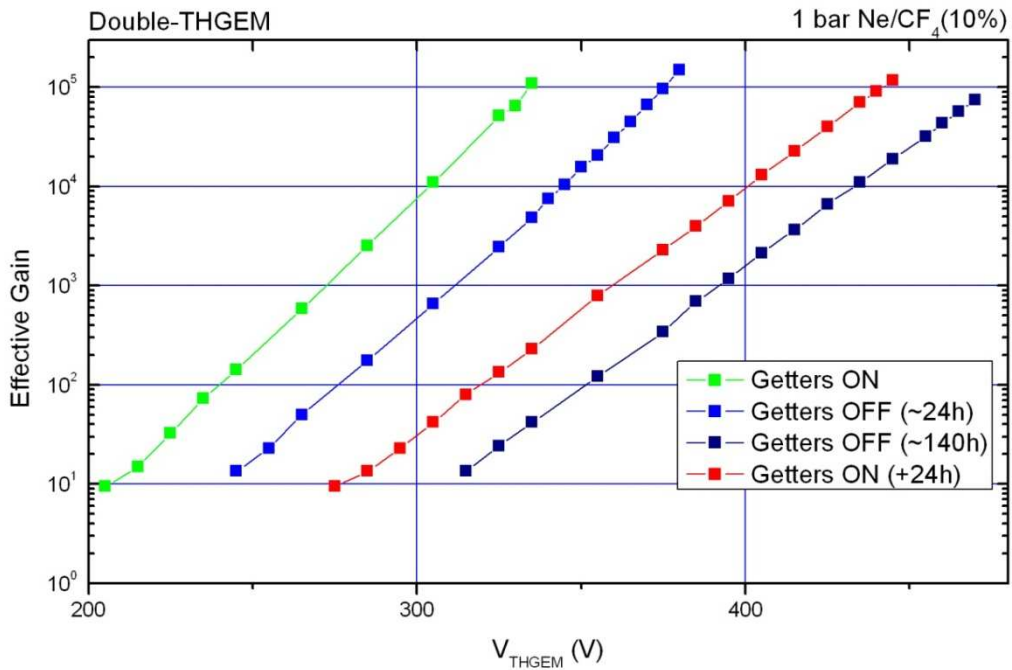


Figura 46 – Curvas de ganho em função da diferença de potencial aos THGEM's em configuração de Duplo-THGEM, obtidas em mistura de Ne/CF₄ (10%) à pressão atmosférica, com o sistema de purificação ligado e desligado.

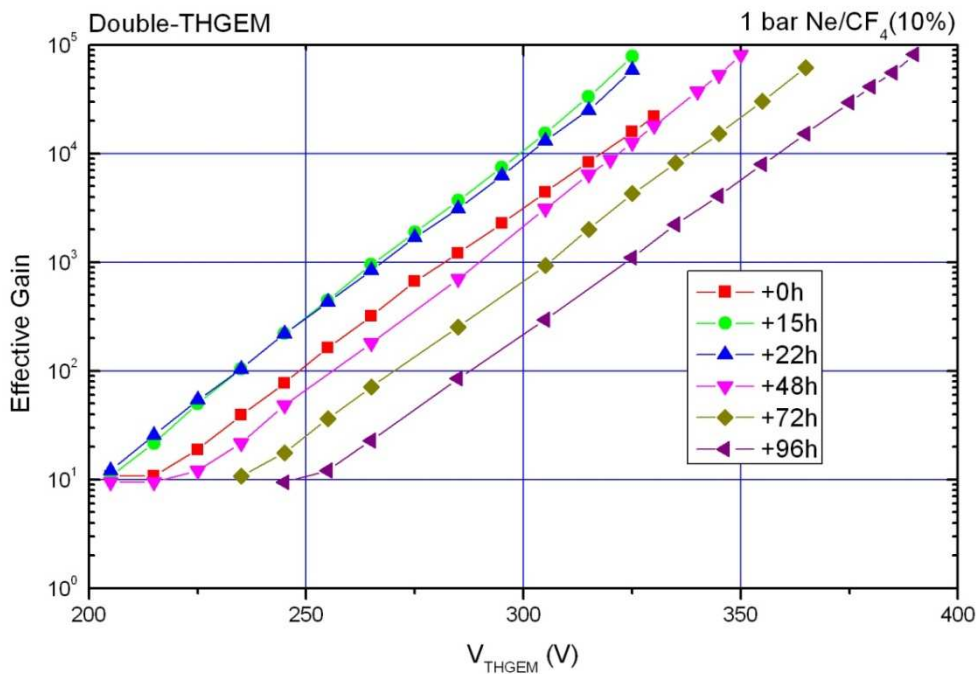


Figura 47 – Curvas de ganho em função da diferença de potencial aos THGEM's em configuração de Duplo-THGEM, obtidas em mistura de Ne/CF₄ (10%) à pressão atmosférica, com o sistema de purificação continuamente desligado.

Verificou-se (figura 46) que o sistema de purificação tem um efeito dramático nas tensões de operação. Com o sistema ligado (grau de pureza elevado) aplicaram-se as menores tensões de operação enquanto que, depois de desligado durante 24h e 140h, verificou-se a tendência de aumento das tensões em ~40V e ~120V, respectivamente. Quando se ligou novamente o sistema durante 24h, as tensões de operação diminuíram. Não se verificaram alterações significativas dos ganhos máximos obtidos com o grau de pureza da mistura.

Na figura 47 encontram-se representados os resultados obtidos com o sistema de purificação continuamente desligado na mistura de Ne/CF₄ (10%), após reenchimento da câmara.

Nestas medidas verificou-se uma pequena diminuição, de aproximadamente 15V, das tensões de operação nas primeiras 24h horas a seguir ao enchimento. De seguida verificou-se um aumento gradual das tensões de operação com o tempo, relativamente à medida efectuada imediatamente após o enchimento, em cerca de 5V 25V e 50V quando foram feitas medidas 48h, 72h e 96h depois.

Este aumento das tensões deve-se provavelmente à existência de micro-fugas no sistema e/ou ao efeito de “*outgassing*” dos elementos no interior na câmara, aumentando a quantidade de impurezas contaminantes (moléculas de N₂, O₂ e H₂O [19]) na mistura. A remoção destes contaminantes é realizada pelo sistema de purificação e, estando desligado, a sua quantidade deverá aumentar gradualmente tendo o efeito dramático observado nas tensões de operação.

Com estes resultados verificou-se que as tensões de operação em misturas de Néon variam na proporção inversa do grau de pureza da mistura, como observado em [19], explicando as diferenças entre os resultados obtidos nos sistemas de Coimbra e WIS. O sistema de purificação por “*getters*” SAES St707 utilizado é um método eficaz de remoção de contaminantes, o que permitiu a aplicação das tensões de operação mais reduzidas na montagem experimental utilizada em Coimbra, com as misturas de Néon estudadas.

7 – Referências

- [1] G.F. Knoll, “*Radiation Detection and Measurement*”, John Wiley and Sons, New York, 2000.
- [2] W. R. Leo, “*Techniques For Nuclear And Particle Physics Experiments*”, Springer-Verlag, Berlin, 1987
- [3] F. Sauli, “*Gas detectors: Recent developments and future perspectives*”, Nuclear Instruments and Methods in Physics A 419 (1998) 189-201.
- [4] F. Sauli, “*Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*”, CERN Academic Training Lecture ; 81.
- [5] F.D. Amaro et al., “*Operation of MHSP multipliers in high pressure pure noble-gas*”, Journal of Instrumentation, P04003, 2006.
- [6] R. Alon et al., “*Operation of a Thick Gas Electron Multiplier (THGEM) in Ar, Xe and Ar-Xe*”, Journal of Instrumentation, P01005, 2008.
- [7] V. Peskov, “*Advances in Micro-Pattern Gaseous Detectors and their Applications*”, arXiv:0906.5215v1
- [8] F. Angelini et al, “*The MicroGap chamber: new developments and aging tests*”, paper presented at International Workshop on Micro-strip Gas Chambers: Developments and Applications, Lyons, France, 30 Nov - 2 Dev. 1995
- [9] V. Inshakov et al., “*Developments of detector active element based on THGEM*”, arXiv:0906.4441
- [10] A. Oed, “*Micro pattern structures for gas detectors*”, Nuclear Instruments and Methods in Physics A 471 (2001) 109-114

- [11] F.Murtas, “*Development of a gaseous detector based on Gas Electron Multiplier (GEM) Technology*”, (LNF-INFN), Nov.2002
- [12] A. Bamberger et al., “*Experimental study of Duplo GEM readout using MediPix2 chip*”
- [13] F. Angelini et al., “*The micro-gap chamber*”, Nuclear Instruments and Methods in Physics A 335 (1993) 69-77
- [14] R. Chechik et al., “*Thick GEM-like (THGEM) Detectors and Their Possible Applications*”, arXiv:physics/0606162v1
- [15] F. Sauli, “*GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*”, Nuclear Instruments and Methods in Physics A 263 (1988) 351-359
- [16] Craig Woody, “*How Can We Improve the Performance of GEM Detectors?*”, Instrumentation Seminar, BNL/Physics April 18, 2007
- [17] *Apontamentos de Instrumentação para Física da Radiação*
- [18] Properties of some gas mixtures used in tracking detectors.
[Http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/gas/trans2000.html](http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/gas/trans2000.html)
- [19] M. Cortesi et al., “*THGEM operation in Ne and Ne/CH₄*”, Journal of Instrumentation, P08001, 2009
- [20] [Http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/ANP/Cascade/Einfuehrung/](http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/ANP/Cascade/Einfuehrung/)
- [21] Autor desconhecido, *MPGD, Introduction of Gas Detector*
- [22] [Http://gian.fis.uc.pt/pt/index.html](http://gian.fis.uc.pt/pt/index.html)

- [23] C. Shalem et al., “*Advances in Thick GEM-like gaseous electron multipliers – Part I: atmospheric pressure operation*”, Nuclear Instruments and Methods A 558 (2006) 475-489.
- [24] F.P. Santos et al, IEEE Trans. Nucl. Sci. 45(2) (1998) 176.
- [25] D. Mörmann et al, “*Operation principles and properties of the multi-GEM gaseous photomultiplier with reflective photocathode*”, Nuclear Instruments and Methods A 530 (2004) 258
- [26] E. Aprile, “*Noble Gas Detectors*”, Wiley-VCH, 2006.
- [27] “*Photomultiplier Tubes – Basics and Applications, third edition*”, Hamamatsu Photonics K.K.
- [28] R. Chechik et al, “*Thick GEM-like multipliers - a simple solution for large area UV-RICH detectors*”, Nuclear Instruments and Methods in Physics A 553 (2005) 35-40.
- [29] S.A. Mayorov, “*Calculation of Characteristics of Electron Drift in Neon under a DC Electric Field*”, Bulletin of the Lebedev Physics Institute, 36 10 (2009) 299-304.
- [30] XCOM: Photon Cross Sections Database, [Http://www.nist.gov/physlab/data/xcom/index.cfm](http://www.nist.gov/physlab/data/xcom/index.cfm).
- [31] A. Buzulutskov et al, “*The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures*”, Nuclear Instruments and Methods in Physics A 443 1 (2000) 164-180.
- [32] E. Aprile, “*Xenon: a liquid xenon experiment for dark matter*”, Presentation at Beijing, September 2008
- [33] V. A. Lisovkiy et al, “*Electron-Drift velocity determination in CF₄*”, 26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics 14 - 18 June 1999, Maastricht, Europhysics Conference Abstracts Volume 23 J

- [34] Saint-Gobain Crystals, “*MgF₂, Magnesium Fluoride*”
- [35] Essam Nasser, “*Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics*”, John Wiley & Sons, Inc, 1971
- [36] I. Ravinovich et al, “*Operation of a Triple GEM Detector with CsI Photocathode in Pure CF₄*”
- [37] A. di Mauro et al, “*Photoelectron backscattering effects in photoemission from CsI into gas media*”, Nuclear Instruments. and Methods. A 371 (1996) 137
- [38] L.C.C. Coelho et al, “*Measurement of the photoelectron-collection efficiency in noble gases and methane*”, Nuclear Instruments. and Methods. A 581 (2007) 190-193
- [39] SAES[®] getters, “*St 707 Non Evaporable Getters Activatable at Low Temperatures*”
- [40] Relatório Interno WIS – Nantes – Coimbra, “*Results with THGEM's operating in Ne/CH₄ (5%) and Ne/CF₄ (5%) at low temperature*”