



Universidade de Coimbra
Faculdade de Ciências e Tecnologia

Estudo do Funcionamento de GEM's em Detectores de Xénon Líquido

Estela Filipa dos Santos Balau

2007

Universidade de Coimbra
Faculdade de Ciências e Tecnologia

Estudo do Funcionamento de GEM's em
Detectores de Xénon Líquido

*Dissertação submetida à Faculdade de Ciências e Tecnologia da
Universidade de Coimbra para apreciação em provas do Curso de
Mestrado em Instrumentação e Microeletrónica, área de especial-
ização em Instrumentação Atómica e Nuclear.*

Orientador: Professor Doutor Vitali Iourievitch Tchepel

Estela Filipa dos Santos Balau

2007

*Ao meu irmão Zé...
a quem devo o meu encontro com o apaixonante mundo da Física!*

"A busca da verdade, só é possível através da independência do cientista perante o poder."

Walter Oswalt-Eucken

Agradecimentos

Este trabalho está inserido no âmbito do Mestrado em Instrumentação e Microelectrónica, área de especialização em Instrumentação Atómica e Nuclear.

Quero agradecer a todos que me ajudaram a concretizar este trabalho:

Aos meus professores e colegas, pelo conhecimento transmitido, os esclarecimentos e as discussões de matérias que contribuíram para o meu desenvolvimento científico, em particular, à Susete e ao Luís, que me acompanharam desde o início e ao Professor Doutor Francisco Fraga pelos conhecimentos e as oportunidades que me proporcionou enquanto meu orientador.

À Professora Doutora Isabel Lopes, pelo seu acolhimento, atenção e supervisão, reflectindo uma capacidade de liderança inigualável.

Ao Professor Doutor Vitali Tchepel, pela sua excelente orientação nos desafios que me propôs, destacando a delegação de responsabilidades que me foi concedida.

Ao Vladimir, pela valiosa colaboração e orientação no trabalho experimental e por todos os conhecimentos que me transmitiu.

Ao Américo, pela presença e disponibilidade incondicional para ajudar, pelo que me ensinou através da rica e vasta experiência que possui e, sobretudo, por ter a capacidade de enfrentar os problemas com uma predisposição muito positiva.

Aos meus amigos, com especial relevância, à Rita, à Matilde e ao Alexandre, pelo apoio e presença nos momentos mais difíceis de ultrapassar.

À minha grande família, em particular:

Aos meus pais, Carmita e Zé, por tudo o que me ensinaram sobre a

vida, pela educação e pelo amor que formaram o meu carácter e a minha personalidade.

Às minhas irmãs, São, Dita, Bia e Joana, pelo apoio incondicional, tolerância, entrega, partilha, presença, ensinamentos (mesmo os mais duros!) e acima de tudo pelas suas vidas.

À Maria, pelo sorriso, carinho, generosidade e sobretudo compreensão por todos os momentos em que este trabalho não permitiu que brincássemos juntas.

E, muito especialmente, ao Bruno, pela presença diária na minha vida ao longo deste percurso.

Muito Obrigada a todos!

Este trabalho foi financiado pela Fundação para a Ciência e Tecnologia, projectos POCI/FP/63446/2005 e POCI/FP/63925/2005.

Resumo

Este trabalho baseia-se no estudo experimental do comportamento de microestruturas do tipo **GEM** (*Gas Electron Multiplier*), em detectores de xénon como meio detector.

A relevância deste estudo prende-se com a mais valia que este tipo de detectores poderá trazer em experiências relacionadas com a procura de matéria negra no Universo, bem como em aplicações no campo da medicina.

São apresentados tópicos de continuação deste trabalho, no que respeita à substituição dos GEM's por microestruturas **MHSP** (*Micro-Hole and Strip Plate*), no detector apresentado com vista a alcançar um melhor desempenho.

Abstract

This thesis is based on the experimental study of GEM microstructure behaviour in xenon detectors.

The relevance of this study is connected with the benefits that detectors may bring in experiments related with dark matter search in the Universe, as well as medical applications.

The possibility of replacement of GEM by MHSP microstructures in the xenon detector, with the purpose of achieving a better performance, is also addressed.

Conteúdo

1	Introdução e Motivação	1
1.1	Detecção de Matéria Negra	1
1.1.1	Matéria Negra - conceito	1
1.1.2	Detecção de WIMP's	2
1.2	Imagiologia Médica	6
1.2.1	Câmara γ	7
1.2.2	PET	9
2	Xenon Líquido como Meio Detector	13
2.1	Xénon como Meio Detector	14
2.1.1	Interação de fótons	15
2.1.2	Interação de electrões	23
2.1.3	Interação de partículas α	28
2.1.4	Interação WIMP-nucleo	30
2.2	Processos fundamentais na Fase Líquida	31
2.2.1	Cintilação no Líquido	32
2.2.2	Ionização primária e recombinação no líquido	34
2.2.3	Emissão de Electrões da Fase Líquida	38
3	Microestruturas de Detecção	41
3.1	GEM	42
3.1.1	Descrição	42

3.1.2	Operação	43
3.1.3	Multiplicação e Ganho	44
3.1.4	Características	46
3.1.5	Limitações	47
3.2	MHSP	49
3.2.1	Descrição	49
3.2.2	Operação	49
3.2.3	Multiplicação e Ganho	52
3.2.4	Características	53
3.2.5	Limitações	54
3.3	GEM versus MHSP	55
4	Câmara e Procedimento Experimental	57
4.1	Constituição e Montagem da Câmara	58
4.2	Condicionamento do GEM	63
4.3	Detecção de Fugas	64
4.4	Desgaseficação e Enchimento	65
4.5	Polarização e Leitura dos Sinais	66
4.5.1	Interior da Câmara	66
4.5.2	Exterior da Câmara	68
4.6	Circuitos de Gás e Purificação do Xénon	71
4.7	Arrefecimento e Estabilização de Temperatura	73
4.8	Controlo do Nível de LXe na Câmara	76
5	Medidas e Resultados	79
5.1	Xénon na Fase Gasosa e Vapor Saturado	80
5.2	Xénon em Duas Fases	84
5.2.1	<i>Run 1</i>	85
5.2.2	<i>Run 2</i>	90

6	Preparação da Experiência para a Observação Visual da Condensação do Xénon no GEM	101
6.1	Dimensionamento	102
6.2	Projecto Mecânico	104
6.3	<i>Software</i> de Monitorização e Aquisição	106
6.4	Montagem e Testes Iniciais	108
6.5	Resultados Preliminares	110
6.6	Trabalho Futuro	110
7	Conclusões e Considerações Finais	113
7.1	Conclusões	113
7.2	Trabalho Futuro	114
A	<i>MHSP</i> - desenhos das peças executadas (quadros e suportes)	119
B	<i>Cold Finger</i> - desenhos das peças executadas	121
C	<i>Operation of Gas Electron Multipliers in pure Xenon at Low Temperatures</i>	123
D	Resumo submetido a INSTR08 - 10th INTERNATIONAL CONFERENCE ON INSTRUMENTATION FOR COLLIDING BEAM PHYSICS	125

Lista de Acrónimos

GEM *Gas Electron Multiplier*

LXe *Liquid Xenon*

LAr *Liquid Argon*

LKr *Liquid Kripton*

GXe *Gaseous Xenon*

WIMP *Weakly Interacting Massive Particle*

MHSP *Micro-Hole and Strip Plate*

PET *Positron Emission Tomography*

SPECT *Single Photon Emission Computed Tomography*

RMN *Ressonância Magnética Nuclear*

TAC *Tomografia Axial Computorizada*

LN *Liquid Nitrogen*

MCA *Multi-Channel Analyzer*

RX *Raios X*

LET *Linear Energy Transfer*

PMT *Photomultiplier Tube*

VUV *Vacuum Ultraviolet*

Lista de Figuras

1.1	Discriminação por forma de impulso entre electrões e recuos de Xe, numa gama de 10 a 20 <i>KeV</i> em ZEPLIN-I . O gráfico superior representa um impulso devido a electrões (electrões de Compton) e o inferior exhibe impulsos devidos a electrões e recuos de Xe, provenientes de uma fonte de <i>Am/Be</i> que emite radiação γ e neutrões [8].	4
1.2	Discriminação com base na LET das partículas [8].	5
1.3	Técnicas de imagem com radioisótopos em medicina [8].	7
1.4	Esquema da aplicação de uma Câmara γ em medicina nuclear [30].	8
1.5	Representação esquemática do principio de funcionamento do PET.	10
2.1	Interacção de fotões com a matéria	16
2.2	Coeficientes de atenuação mássicos totais e parciais em função da energia da radiação incidente [8]. Note-se que os simbolos τ , σ_τ , σ e κ no gráfico correspondem a μ_τ/ρ , μ_{σ_τ}/ρ , μ_σ/ρ e μ_κ/ρ respectivamente.	17
2.3	Importância relativa dos três principais processos de interacção de fotões [5].	18
2.4	Distribuição angular de fotoelectrões para energias de fotão incidente de 20, 100 e 500 <i>KeV</i> [8].	19

2.5	Distribuição angular de fótons de Compton para $E_\gamma/m_0c^2 = 10^{-3}; 0, 1; 0, 5; 1 e 10$. [8]	21
2.6	Interacções essenciais de electrões e positrões com a matéria.	23
2.7	Poder de paragem (a) e alcance (b) de electrões em xénon [9].	27
2.8	Poder de paragem (a) e alcance (b) de partículas α em xénon [10].	29
2.9	Esquema representativo da dispersão elástica da WIMP pelo núcleo de xénon.	30
2.10	Diagrama de fases no xénon saturado [1].	31
2.11	Esquema dos mecanismos de cintilação no LXe [22].	33
2.12	Número médio de pares que escapam à recombinação produzidos por traços de partículas α em gases nobres liquefeitos como função do campo eléctrico [8].	35
2.13	Carga produzida no LXe como função do campo eléctrico para raios- γ de $570 keV$. A linha tracejada corresponde ao ajuste através da equação 2.16 e a linha contínua representa um ajuste que assenta num modelo semelhante mas mais elaborado [8].	36
2.14	Carga recolhida da deposição de electrões de $1 MeV$ em gases nobres liquefeitos como função do campo eléctrico [8].	37
2.15	Coefficiente de recombinação em função da densidade de ionização e energia para radiação X em LXe[8].	38
2.16	Coefficiente de emissão de electrões - fracção de electrões extraídos do líquido para o gás - em função do campo eléctrico [8].	39
3.1	Pormenor dos orifícios (a) e vista em corte de um canal (b) [16].	42
3.2	Zonas adjacentes ao plano do GEM em operação.	43
3.3	Linhas de campo eléctrico (a vermelho) e linhas equipotenciais (a verde) nos canais do GEM [16].	44

3.4	Ganho total (recolha na face do GEM) e efectivo (recolha na grelha) do GEM em função da tensão aplicada para xénon puro a diferentes pressões [32].	46
3.5	Pormenor das faces de uma MHSP (inutilizada), observada com o microscópio digital.	50
3.6	Dimensões dos orifícios e das pistas em ambas as faces da MHSP [26].	50
3.7	Esquema (em corte) e dimensões de um exemplo da implementação de uma MHSP entre dois eléctrodos [12].	51
3.8	Simulação das linhas de campo na MHSP [25].	52
3.9	Ganho efectivo na MHSP (G_{total}) em função da tensão entre V_{A-C} (face MSP ver figura 3.7) para $Ar - 5\% Xe$, $800 Torr$ [12].	53
3.10	Resolução em energia e ganhos efectivos (G_{total} e G_{hole}) em função da tensão nos canais (V_{C-T}), para $Ar-5\% Xe$, $800 Torr$ [12].	54
3.11	Ganho máximo em função da pressão para GEM [32], triple-GEM [33] e MHSP [34] em Xe, Ar e mistura Ar-50mbar Xe	55
3.12	Quadros em cerâmica (<i>Macor</i>) para a MHSP.	56
3.13	Suportes em aço inoxidável para os quadros da figura 3.12.	56
4.1	Vista exterior da câmara e da <i>flange</i> com as ligações para o exterior.	58
4.2	Interior da câmara em posição invertida relativamente à figura 4.1.	60
4.3	Espaçadores de vidro e cerâmica.	61
4.4	GEM com ligações nos eléctrodos.	61
4.5	Dimensões e esquema do interior da câmara.	62
4.6	Desgaseificação da câmara e tubos de entrada/saída de gás por aquecimento.	65

4.7	Configuração A.	66
4.8	Configuração B	66
4.9	Exemplo de um interfaces gráfico usado no controlo e monitorização da tensão no GEM.	68
4.10	Pormenor do acoplamento dos sensores de temperatura com pasta térmica.	69
4.11	Câmara com as ligações para o exterior.	70
4.12	Parte do circuito de gás fechado para operar unicamente com xénon.	71
4.13	Circuito de xénon utilizado.	72
4.14	Esquema do crióstato fechado em corte.	74
4.15	Medidor de nível no crióstato aberto durante a calibração.	75
4.16	Enchimento do crióstato com LN.	76
4.17	Interface gráfico para monitorização da experiência.	77
5.1	Medição em gás (a) e vapor saturado (b), com a rede de Frish - Configuração A.	81
5.2	Ganho em função do campo de extracção para cada uma das densidades, $4,9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (a) e $6,1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (b).	82
5.3	Medição em duas fases - Configuração B. Nível de LXe $\approx 7\text{mm}$ acima do cátodo - <i>Run 1</i>	86
5.4	Espectro obtido em duas fases ($HV_{gem} = 625 \text{ V}$ e $Q_{ext}/Q_0 = 15$).	87
5.5	Ganho visível em função da tensão no GEM para um campo de extracção $E_{ext} = 2 \text{ kV/cm}$	89
5.6	Configuração B. Nível de LXe $\approx 5\text{mm}$ acima do cátodo - <i>Run 2</i>	91
5.7	Campo de extracção (E_{ext}) em função da tensão no GEM (<i>Run 2</i>).	92
5.8	Campo no LXe (E_1) e no GXe (E_2) em função da altura de LXe (<i>Run 2</i>).	92

5.9	Pico correspondente à carga Q_0 recolhida na face inferior do GEM ($gem-$), com $HV_{alpha} = -4,46 kV$, $HV_{coll} = HV_{gem} = 0V$	93
5.10	Espectros de carga Q_{ext} recolhida em $coll$ para várias tensões aplicadas no GEM; $HV_{alpha} = -4,46 kV$, $HV_{coll} = 1,3 kV$. . .	94
5.11	Ganho visível em função da tensão no GEM para $E_{ext} \approx 2 kV/cm$	95
5.12	Curva de saturação do xénon. A densidade de vapor correspondente ao ponto de operação de $1,04 mbar$ e $-107,7^\circ C$ é de $4,71 \times 10^{19} cm^{-3}$ [11].	97
5.13	Resolução em energia para $5,5 MeV$	97
5.14	Ambos os espectros correspondem a $HV_{gem} = 624V$, mas o segundo foi adquirido com maior ganho no amplificador e com mais tempo de aquisição ($HV_{alpha} = 4,46 kV$, $HV_{coll} = 1,3 kV$).	99
6.1	Esquema do CF inserido na montagem experimental.	103
6.2	Flange inferior em aço inox (parte introduzida no <i>dewar</i>).	104
6.3	Partes que constituem o CF.	105
6.4	Interface gráfico que faz a monitorização de cinco sensores de temperatura.	107
6.5	Colocação do sensor $T_{CuBottom}(a)$ e o anel de teflon na rosca que encaixa na <i>flange</i> inferior em contacto com LN (b).	108
6.6	Sistema pronto para bombeamento.	109
6.7	Evolução da temperatura no CF durante o arrefecimento.	111

Lista de Tabelas

1.1	Algumas características típicas para vários tipos de Câmara γ . A resolução em energia é dada para 140 keV [1].	9
1.2	Parâmetros mais significativos num módulo para PET, por ordem decrescente de importância [1].	10
2.1	Algumas propriedades físicas do xénon [1].	15
5.1	Ganho máximo atingido nas diferentes condições.	84
5.2	Densidade, temperatura (fundo da câmara) e pressão do xénon para os dois <i>runs</i>	85
5.3	Ganho máximo atingido em duas fases nas diferentes condições (<i>Run 1</i> e <i>Run 2</i>).	96

Capítulo 1

Introdução e Motivação

Este capítulo aborda duas das principais aplicações para as quais o desenvolvimento de detectores de xénon líquido (LXe) está direccionado, a *procura de matéria negra* e a *imagiologia médica*. Aqui são apresentados os conceitos básicos destas aplicações e o estado da arte de cada uma, com as respectivas limitações actuais, que por si só constituem a motivação deste trabalho.

1.1 Detecção de Matéria Negra

1.1.1 Matéria Negra - conceito

O conceito de *matéria negra* ou *matéria escura* surgiu pela primeira vez em 1933 com *Fritz Zwicky* [3], quando este tentava explicar o movimento de galáxias distantes. Ao estimar a massa total de um grupo de galáxias por dois métodos distintos, deparou-se com uma enorme diferença nas massas estimadas por cada um dos métodos. No primeiro método, que media a luminosidade, foi encontrado um valor de massa 400 vezes inferior (daí a designação de *matéria negra*) ao valor obtido para a massa pelo segundo método, que não dependia da luminosidade[3].

Pensa-se que da massa total do Universo, cerca de 5% seja matéria bar-

iónica conhecida e os restantes 95% sejam constituídos por matéria escura (25%) e energia escura (75%) [17]. Acredita-se que é no halo galáctico - região que rodeia o espaço à volta das galáxias espirais - que se encontra a maior concentração de matéria negra além de gases, estrelas e pó.

Sendo a composição da matéria negra desconhecida existe, no entanto, uma teoria que afirma que esta seja constituída em grande parte por partículas com massa $\gtrsim 10 \text{ GeV}/c^2$, que interagem fracamente com a matéria bariónica, denominadas *WIMPs* (*Weakly Interacting Massive Particles*), e para a detecção das quais se têm desenvolvido grandes esforços, à escala mundial, com o objectivo de as detectar.

1.1.2 Detecção de WIMP's

A detecção de WIMP's pode ser realizada de duas formas: através da colisão elástica WIMP - núcleo (detecção directa), ou através da medida dos produtos resultantes da aniquilação da WIMP (detecção indirecta) [18]. Neste trabalho focar-se-á apenas a detecção directa por via experimental.

Da colisão WIMP-núcleo, resulta o recuo dos núcleos dos átomos constituintes do meio detector. É a ionização do meio por estes recuos que produz o sinal a detectar, correspondente à interacção de WIMPs.

As experiências centradas na detecção de WIMP's têm como principal requisito a construção de detectores com fundo reduzido¹ uma vez que a taxa de contagem das interacções de WIMPs é muito baixa ($\lesssim 1 \text{ evento}/\text{dia}/\text{kg}$) relativamente às taxas de contagem de radiação cósmica e de radioactividade natural. O fundo reduzido consegue-se à custa da blindagem do detector, do seu posicionamento a grande profundidade² e do uso de materias de elevada pureza no tocante a isótopos radioactivos, na construção do próprio detector. Apesar destes esforços não se consegue eliminar completamente a radiação

¹Correntemente denominados de detectores/experiências de fundo reduzido.

²Como exemplo, no caso da experiência ZEPLIN, o detector está localizado numa mina a 1100 m da superfície.

de fundo, sobretudo na zona de energia de interesse ($E \lesssim 100 \text{ keV}$), portanto terão que haver ainda mecanismos adicionais criteriosos de rejeição de fundo [8].

Outros requisitos importantes na detecção de WIMPs prendem-se com o meio de detecção. É desejável ter uma elevada densidade do meio detector, possibilitando a construção de detectores de grandes massas, e a facilidade de projectar um grande volume activo. Além disto, é importantíssimo que o meio escolhido tenha um fundo radioactivo intrínseco reduzido, como já referido anteriormente. Alguns gases nobres liquefeitos (e.g. LXe e LAr) apresentam características interessantes para este tipo de experiências sobretudo porque permitem implementar métodos de discriminação de fundo activos [8].

Nas experiências de detecção directa de WIMPs há que distinguir entre eventos gerados por recuos de electrões (interacções de fundo γ , essencialmente) e gerados por recuos nucleares (devidos a interacção de WIMPs e neutrões de fundo). Entre os últimos, eventos gerados por recuos nucleares, há que distinguir aqueles que se devem exclusivamente à interacção de WIMPs.

No caso da procura de WIMPs com cintiladores líquidos a rejeição de fundo pode ser realizada por discriminação de forma de impulsos aproveitando o facto dos tempos de decaimento dos dois estados excitados serem diferentes (figura 1.1).

O método de rejeição de fundo pode ainda ser optimizado tendo em conta a LET (*Linear Energy Transfer*) de cada partícula³. Num traço de uma partícula com baixo LET, a maior parte dos electrões escapam à recombinação num campo electrico relativamente fraco ($\geq 90\%$ para 1 keV/cm).

³LET traduz a quantidade de energia transferida para o meio pela partícula incidente sem que se formem raios - δ (2.1.2).

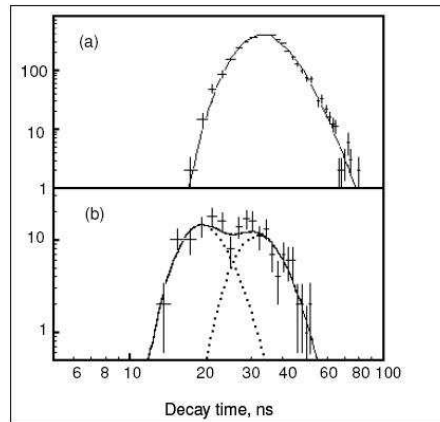


Figura 1.1: Discriminação por forma de impulso entre electrões e recuos de Xe, numa gama de 10 a 20 KeV em ZEPLIN-I . O gráfico superior representa um impulso devido a electrões (electrões de Compton) e o inferior exhibe impulsos devidos a electrões e recuos de Xe, provenientes de uma fonte de Am/Be que emite radiação γ e neutrões [8].

Num traço de uma partícula com LET elevado (como acontece nos recuos nucleares ou interacção de partículas α) muito poucos electroes escapam á recombinação no mesmo campo (1% para 1 kV/cm). Deste modo, para a mesma energia depositada, a carga extraída será muito menor no caso da interacção de WIMPs do que no caso de electrões (produzidos pela interacção de radiação γ - fundo). Este facto pode ser usado para distinguir partículas com LETs diferentes.

Este último método é explorado numa nova geração de detectores - detectores de duas fases (líquida e gasosa) - onde a interacção da partícula incidente ocorre na fase líquida originando cintilação primária (sinal primário) e o sinal secundário é formado pela cintilação na fase gasosa devido aos electrões extraídos dos traços das partículas em campo eléctrico. [19].

A figura 1.2 exhibe os sinais de cintilação primária e secundária para cada tipo de partícula [8].

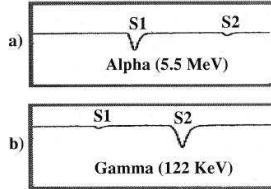


Figura 1.2: Discriminação com base na LET das partículas [8].

Observa-se então que o sinal de cintilação secundária (gerado pelos electrões que escaparam à recombinação) é superior no caso da interacção da partícula de baixo LET enquanto que se passa o inverso olhando para o sinal de cintilação primária (gerado pela interacção da partícula incidente).

Uma vantagem dos detectores de duas fases reside no facto de que, dada a menor densidade da fase gasosa relativamente à fase líquida, a probabilidade de interacção da partícula incidente nessa fase é menor, proporcionando uma maior separação em tempo entre os sinais primários e secundários, permitindo assim uma discriminação mais clara.

Existem actualmente vários trabalhos experimentais que estão vocacionados para a detecção directa de WIMPs com LXe em duas fases, nomeadamente o projecto de colaboração europeia ZEPLIN a decorrer na mina de Boulby (North Yorkshire, UK), a experiência XENON10 (USA) a decorrer no laboratório subterrâneo em Gran Sasso (Itália) e XMASS a decorrer na mina de Kamioka, no Japão.

A detecção de sinais de baixa amplitude, como é o caso das WIMPs, requer uma amplificação do sinal no próprio detector, através dos mecanismos de multiplicação de carga e/ou cintilação secundária⁴. Nos detectores que

⁴Estes mecanismos estão bem estudados na fase gasosa, mas no meio líquido encontram alguns obstáculos, devidos à elevada densidade, que requer um campo eléctrico elevado.

usam gases nobres liquefeitos em duas fases para detecção de WIMPs, o grande desafio consiste em alcançar uma sensibilidade elevada a sinais de ionização muito baixos em condições de baixo fundo radioactivo⁵, no limite, a sensibilidade a electrões únicos.

Numa linha de optimização deste tipo de experiências que usam PMT's, urge a sua substituição com o principal objectivo de eliminar o fundo radioactivo por eles criado (essencialmente n e γ). Neste contexto surge a importância de estudar microestruturas do tipo GEM, exploradas neste trabalho, de modo a atingir o objectivo referido.

1.2 Imagiologia Médica

A imagiologia médica possui aplicações no campo do diagnóstico da doença, em investigação e no planeamento do tratamento em radioterapia. Actualmente existem várias técnicas de diagnóstico por imagem. A radiologia engloba os Raios X (2D) e a TAC (3D) com imagens anatómicas, a Medicina Nuclear abrange a Cintigrafia (2D), o SPECT (3D) e o PET(3D), com imagens funcionais, e a RMN(3D), com imagens anatómicas mas com a melhor resolução espacial.

O contexto deste trabalho apenas engloba as técnicas com a utilização de radioisótopos, nomeadamente técnicas que usam a Câmara γ (Cintigrafia e

⁵Uma sensibilidade a dezenas/centenas de electrões já seria bom.

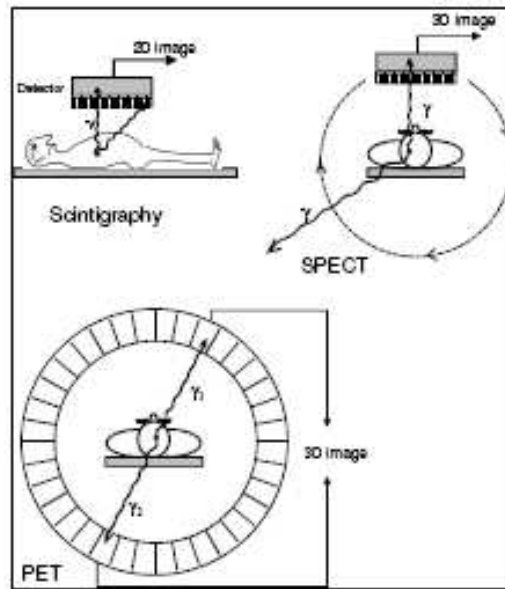


Figura 1.3: Técnicas de imagem com radioisótopos em medicina [8].

SPECT) e a técnica tomográfica de imagem funcional PET (figura 1.3).

1.2.1 Câmara γ

A câmara γ é o módulo de detecção fundamental em Cintigrafia e SPECT. Ela é constituída por um detector de radiação γ sensível à posição com um colimador acoplado. Normalmente este colimador é um plano espesso de chumbo ou tungsténio perfurado, de modo a que, apenas a radiação que possui a mesma direcção dos eixos dos orifícios, atravessa o colimador sendo detectada no detector.

Como meio de diagnóstico este módulo é usado para detectar a radiação γ proveniente do paciente quando lhe é administrado um radiofármaco⁶ específico para a região ou órgão em estudo, podendo seguir-se a localização do

⁶Os radioisótopos utilizados, emissores γ , possuem meia vida da ordem de algumas horas e podem ser, e.g. ^{99m}Tc , ^{123}I ou ^{133}Xe .

radiofármaco enquanto é metabolizado por determinada zona do organismo (figura 1.4).

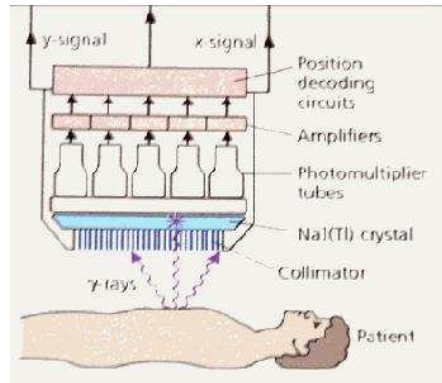


Figura 1.4: Esquema da aplicação de uma Câmara γ em medicina nuclear [30].

Tal como se vê na figura 1.4, a radiação γ proveniente do paciente é detectada através de um meio cintilador acoplado a PMT's com electrónica respectiva que convertem o sinal luminoso em energia depositada em determinado local.

Os detectores de semiconductor (nomeadamente de $CdTe$ ou de CZT) são outra vertente do desenvolvimento de Câmaras γ , no entanto, estas tornam-se muito caras tendo em conta as dimensões necessárias.

A tabela 1.1 apresenta algumas das melhores opções.

Uma das limitações dos cintiladores sólidos é que cada cristal tem que ser produzido e testado individualmente. Assim uma alternativa atraente passa pela escolha de um meio de detecção líquido. E é neste contexto que surge o LXe como candidato.

	Conventional (Anger type)	Pixellated scintillator	Pixellated semiconductor
Active material	Nal(Tl)	CsI(Tl)	CZT
Size (mm ²)	400 × 400	12 × 12	216 × 216
Spatial resolution (mm)	~3	1.5	3
Energy resolution (%)	11	—	8
Detection efficiency (%)	90	85	70
Status	Commercial	R&D	Commercial
Price (US Dollars)	~350000	—	~250000

Tabela 1.1: Algumas características típicas para vários tipos de Câmara γ . A resolução em energia é dada para 140 keV [1].

Em 2003 foi desenvolvido um protótipo de uma Câmara γ de LXe, com $50 \times 50 \text{ mm}$ (FOV), e leitura por *mini-strip* [1]. Com esta câmara a operar com um fonte γ de ^{57}Co , obteve-se uma resolução em energia de 30% ($FWHM$)⁷ para 122 KeV e resolução espacial de 2 mm em ambas as direcções [1]. Note-se que este valor para a resolução espacial é melhor do que o valor apresentado para a câmara Anger convencional (tabela 1.1), podendo ser melhorado [1].

1.2.2 PET

Em PET é administrado ao paciente um radiofármaco (fármaco marcado com radioisótopo) que se dirige para o alvo em estudo no interior do paciente⁸. O radiofármaco possui um emissor de positrões que, ao interagir com um electrão do meio perto do local onde é libertado, se aniquila emitindo dois fótons de 511 keV colineares e em sentidos opostos. A imagem é obtida

⁷19% após correcção de ruído electrónico.

⁸O fármaco é escolhido por forma a ser absorvido pelas zonas ou órgãos que se desejam avaliar ou estudar.

por detecção destes fotões que emergem do interior do paciente e só são considerados válidos quando detectados em coincidência. A figura 1.5 ilustra o funcionamento do PET.

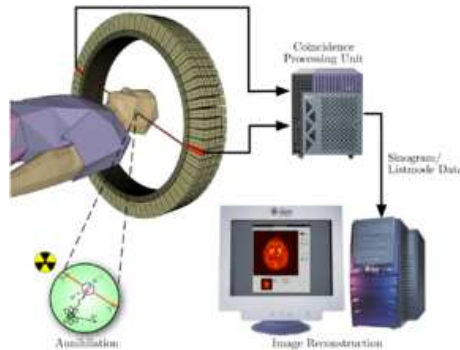


Figura 1.5: Representação esquemática do princípio de funcionamento do PET.

Num detector para PET é importante obter uma resolução temporal da ordem dos ns , uma resolução em energia $< 20\%$ (importante para a rejeição de fotões dispersos no interior do paciente), e uma resolução em posição $< 5mm$. Além disto, eficiência de detecção e taxa de contagem elevadas são essenciais para minimizar a dose no paciente [8]. A tabela 1.2 quantifica estes e outros requisitos relevantes para imagiologia com PET.

Parameter	Required value
Detection efficiency for 511 keV γ -rays	$> 85\%$
Spatial resolution	< 5 mm (FWHM)
Cost	< 100 euro/cm ²
Dead time	< 4 μ s
Time resolution	< 5 ns (FWHM)
Energy resolution	< 100 keV (FWHM)

Tabela 1.2: Parâmetros mais significativos num módulo para PET, por ordem decrescente de importância [1].

O estado da arte da imagiologia médica por imagens funcionais estará sempre focado na melhor resolução espacial que se conseguir obter com maior redução possível da dose administrada no paciente. Portanto, na instrumentação para a imagiologia médica (PET e SPECT) pretende-se melhorar a relação sinal/ruído com a possibilidade da detecção de sinais equivalentes à carga de < 1000 electrões, usar radiação γ de energia mais baixa e aproveitar a dispersão de Compton para a reconstrução de imagem [20, 21].

O LXe exhibe algumas características de eleição para o uso em PET.

Em 2003 foi também apresentado um protótipo baseado numa câmara de ionização de multifios com LXe. Este módulo revelou uma resolução espacial transaxial de $0,75\text{ mm}$ ($FWHM$), uma resolução temporal de $\approx 1\text{ ns}$ e resolução em energia de $16,7\%$ ($FWHM$), tendo ainda a possibilidade de determinar a profundidade de interacção (DOI) com uma precisão de 5 mm . A eficiência de detecção de 60% foi obtida para radiação γ de 511 KeV [1].

A tese está estruturada do seguinte modo:

Capítulo 2 - Xénon Líquido como Meio Detector: neste capítulo são abordadas algumas propriedades físicas do xénon líquido como meio de detecção, faz-se referência à interacção de radiação com a matéria e são apresentados os processos fundamentais na fase líquida.

Capítulo 3 - Microestruturas de Detecção: neste capítulo são apresentadas duas microestruturas relevantes no âmbito deste trabalho: o *Gas Electron Multiplier* e a *Micro Hole and Strip Plate*.

Capítulo 4 - Câmara e Procedimento Experimental: neste capítulo é descrita a anatomia da câmara de detecção e o seu

funcionamento bem como os procedimentos de detecção de fugas, degaseificação, enchimento, purificação do xénon, arrefecimento e polarização.

Capítulo 5 - Medidas e Resultados: neste capítulo são apresentados os resultados das medidas efectuadas com GEM em xénon: fase gasosa, vapor saturado e duas fases.

Capítulo 6 - Preparação da Experiência para Observação Visual da Condensação do Xénon no GEM: neste capítulo descreve-se a montagem experimental efectuada para a observação visual da condensação de xénon nos orifícios do GEM, através de um *cold finger*, onde foram efectuados alguns testes iniciais. Referem-se ainda as alterações a efectuar ao sistema com vista a optimizar a sua operação.

Capítulo 7 - Conclusões e Considerações Finais: neste capítulo é realizado um breve resumo do trabalho com os respectivos resultados decorrentes e são apresentadas linhas de continuidade para a continuação do desenvolvimento deste tipo de detectores.

Capítulo 2

Xenon Líquido como Meio Detector

Os requisitos e/ou características de um detector dependem fortemente da aplicação para o qual está direccionado. Em geral, os pontos importantes a ter em conta num detector de radiação são, dependendo das aplicações, a resolução em energia, espacial e temporal, a eficiência de detecção, o tempo morto ou taxa de contagem, a capacidade de resolução dos eventos múltiplos e em alguns casos a possibilidade de obtenção da imagem dos traços das partículas. No caso de um cintilador a eficiência de cintilação e tempos de decaimento são parâmetros essenciais.

No caso da procura de matéria negra, os principais requisitos são a elevada eficiência de detecção para sinais de baixa energia ($\sim 1 \text{ keV}$ a 100 keV) e a possibilidade de discriminação de sinais devido aos recuos nucleares dos que resultam dos electrões e a possibilidade de construção de um detector de massa elevada ($\sim 10 \text{ kg}$ a 100 t), uma vez que a probabilidade de interacção de WIMPs com a matéria normal é muito baixa¹.

No caso da imagiologia médica, a eficiência elevada e uma boa resolução

¹No caso da detecção de WIMPs esta probabilidade é cerca de 1 interacção por cada 10 kg de masa do detector [8].

espacial e em energia para raios γ dominam os requisitos essenciais e, no caso do PET, também a resolução temporal. A primeira deve-se à minimização da quantidade de radiação a que o paciente deve estar exposto (dose) e a resolução em posição prende-se com o simples facto de se fazer imagiologia.

Em detectores que fazem utilização de cintilação e ionização isto implica uma elevada eficiência de cintilação e produção de cargas livres no meio e ainda a possibilidade de amplificação intrínseca do sinal de carga.

Este capítulo refere as características do xénon de interesse enquanto meio detector e os vários processos de interacção relevantes no âmbito das aplicações referidas. O processo de interacção de partículas α é também abordado, uma vez estas fazem parte da radiação utilizada na parte experimental.

A última secção aborda o princípio dos detectores de duas fases e caracteriza os fenómenos de interacção que podem ocorrer neste tipo de detectores.

2.1 Xénon como Meio Detector

Os gases raros liquefeitos apresentam características que fazem deles meios de detecção atraentes, podendo ser usados tanto em modo de ionização como em modo de cintilação. No que respeita ao modo de ionização, estes gases apresentam velocidades de deriva dos electrões razoáveis, da ordem de $mm/\mu s$ [8], e baixos coeficientes de difusão. Como cintiladores, os gases raros liquefeitos possuem uma boa eficiência de conversão ("*light yield*") e são rápidos. Este tipo de meio exhibe também grande estabilidade, radioresistência, versatilidade na geometria do volume sensível e apresenta a possibilidade de implementação de grandes massas com uniformidade, a um custo razoável. As desvantagens prendem-se com a necessidade de purificação, exigência na escolha dos materiais, operação a baixas temperaturas com um controlo rigoroso da mesma e da sua uniformidade ao longo do detector, mas tudo isto são obstáculos de ordem técnica que podem ser ultrapassados [8].

A tabela 2.1 refere apenas algumas propriedades físicas do xénon, onde se destaca a densidade na fase líquida $\rho \approx 3 \text{ g/cm}^3$ e o número atómico $Z = 54$ relativamente elevados.

Parameter		Value	Unit
Atomic number		54	
Molar mass		131.3	g/mol
Gas density at STP		5.82×10^{-3}	g/cm ³
Critical point	Temperature	16.6	°C
	Pressure	58.4	bar
	Density	1.10	g/cm ³
Triple point	Temperature	-111.8	°C
	Pressure	0.816	bar
	Density of liquid phase	2.96	g/cm ³
Boiling point		-108.1	°C
Specific heat of vaporization (at boiling point)		12.6	kJ/mol
Specific heat of fusion (at triple point)		2.27	kJ/mol
C_p^{-1} of liquid phase (at triple point)		0.044	kJ/(mol °C)

Tabela 2.1: Algumas propriedades físicas do xénon [1].

Seguidamente consideremos a interacção de fotões e electrões e partículas α com a matéria e ainda a interacção WIMP-núcleo de xénon é sumariamente abordada. Os vários processos de interacção e as suas secções eficazes são considerados com uma breve descrição do essencial de cada um. Em particular, é salientada a interacção com xénon ($Z = 54$) nas energias relevantes para as duas aplicações para o qual este trabalho está direccionado - detecção de matéria negra ($E \leq 100 \text{ keV}$) e imagiologia médica ($E \leq 511 \text{ keV}$).

2.1.1 Interacção de fotões

Na interacção de fotões com a matéria existem quatro processos essenciais que podem ocorrer com maior probabilidade num intervalo de energia de 100 eV a 1 GeV : Efeito Fotoeléctrico, Efeito de Compton, Dispersão de Rayleigh e Produção de Pares, como mostra figura 2.1.

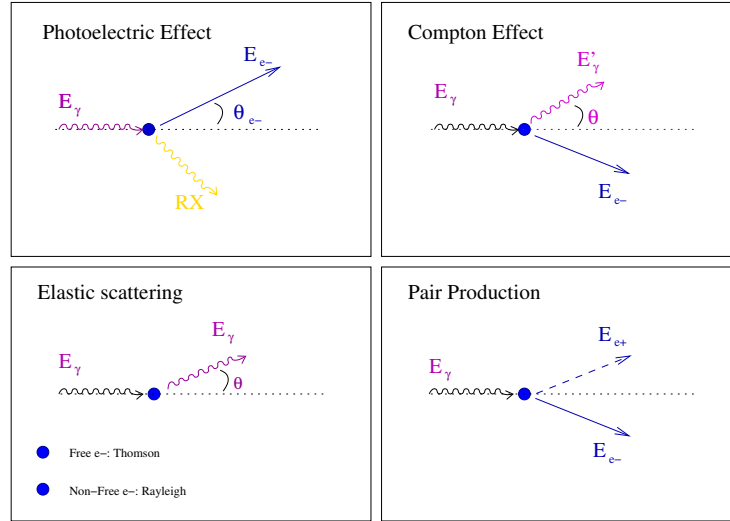


Figura 2.1: Interação de fótons com a matéria .

As secções eficazes correntemente designadas para estes processos são σ_r , τ , σ e κ , respectivamente. Assim pode escrever-se a fracção de fótons primários transmitidos por uma espessura x do meio absorvente, como (equação 2.1),

$$\frac{n(x)}{n_0} = e^{-\mu x} \quad \text{com} \quad \mu = N_{at}(\tau + \sigma_r + \sigma + \kappa) \quad (2.1)$$

designando-se μ por *coeficiente de atenuação linear*², e N_{at} a densidade de átomos do meio absorvente expressa em at/cm^3 . É ainda corrente utilizar os coeficientes de atenuação parciais de cada processo: $\mu_\tau = N_{at}\tau$, $\mu_{\sigma_r} = N_{at}\sigma_r$, $\mu_\sigma = N_{at}\sigma$ e $\mu_\kappa = N_{at}\kappa$ [8]. A figura 2.2 exhibe os coeficientes de atenuação mássicos, total e parciais, em função da energia da radiação γ incidente, para o caso do xénon.

²É mais corrente falar de μ/ρ que designa o *coeficiente de atenuação mássico*, e vem ρx como a espessura de meio absorvente a atravessar em g/cm^2

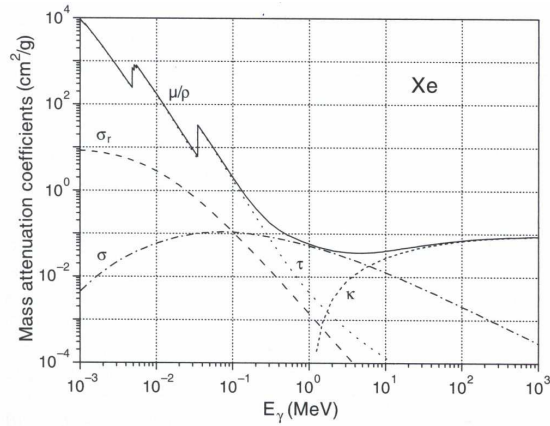


Figura 2.2: Coeficientes de atenuação mássicos totais e parciais em função da energia da radiação incidente [8]. Note-se que os símbolos τ , σ_r , σ e κ no gráfico correspondem a μ_τ/ρ , μ_{σ_r}/ρ , μ_σ/ρ e μ_κ/ρ respectivamente.

A figura 2.3 exhibe o comportamento dos três principais processos, no que se refere à probabilidade de interação, de acordo com a energia da radiação incidente e o Z do meio no qual interage.

Apesar dos quatro processos serem apresentados, deve dar-se especial relevância aos processos com interesse para a detecção de WIPMs e aplicações médicas e para $E \leq 511 \text{ keV}$. São eles o Efeito Fotoelétrico e o Efeito de Compton.

Absorção Fotoelétrica O Efeito Fotoelétrico caracteriza-se pela absorção da energia incidente pelos átomos do alvo e essa absorção conduz à transição dos mesmos para um estado altamente excitado, com energia superior à energia de ligação. Da excitação do átomo é emitido um electrão atómico com energia E_{e^-} , resultante da diferença entre a energia do fóton

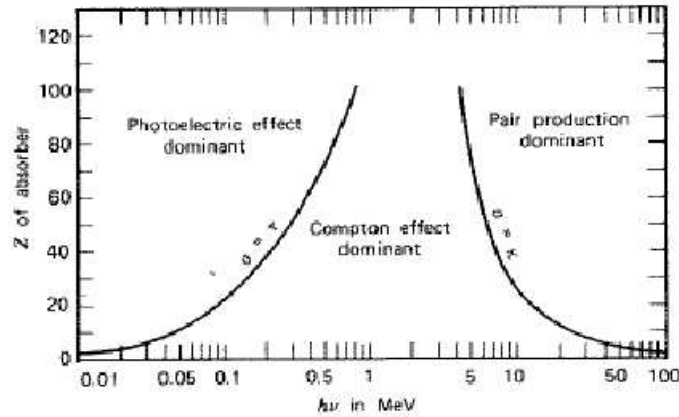


Figura 2.3: Importância relativa dos três principais processos de interacção de fótons [5].

incidente $h\nu$ e a energia de ligação B_J da camada à qual pertence o electrão (equação 2.2).³.

$$E_{e^-} = h\nu - B_J \quad \text{com } J = K, L, M, \dots \quad (2.2)$$

Na desexcitação do átomo, dá-se o preenchimento da lacuna resultante da emissão do electrão de uma camada mais interna (e.g. K) por um electrão de uma camada de maior energia (e.g. L), sendo que a energia libertada nesta transição ($B_L - B_K$) pode ser convertida na emissão de um fóton de fluorescência (RX característicos) ou na emissão de um electrão de uma camada mais externa - *electrão Auger* ⁴.

A secção eficaz do efeito fotoelétrico varia da seguinte forma (equação 2.3)

³A absorção fotoelétrica ocorre com maior probabilidade para as camadas mais internas, desde que $h\nu > B$ para essa camada, salientando a influência da estrutura atômica neste processo.

⁴A probabilidade de emissão de RX é tanto maior quanto maior for o Z do material. No caso do xénon, esta é dominante para a camada K (0,89) [8].

[5]:

$$\tau \propto \frac{Z^n}{E^m} \quad \text{com } n \text{ a variar entre } 4 \text{ e } 5 \text{ e } m \approx 3,5 \quad (2.3)$$

Para baixas energias ($h\nu < 511 \text{ keV}$), a distribuição angular dos fotoelectrões segue uma distribuição que é descrita pela equação 2.4,

$$\frac{d\tau}{d\Omega} \propto (\sin\theta)^2 (\cos\phi)^2 (1 + 4\beta\cos\theta) \quad \text{com } \beta = \frac{v}{c} \quad (2.4)$$

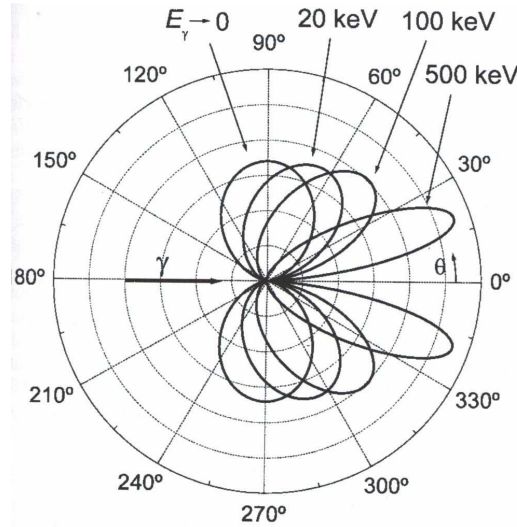


Figura 2.4: Distribuição angular de fotoelectrões para energias de fotão incidente de 20, 100 e 500 KeV [8].

onde θ é o ângulo formado pelos vectores momento do electrão e do fotão ($\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_\gamma$) e ϕ é o ângulo formado entre os planos definidos pelos pares de vectores ($\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_\gamma$) e ($\mathbf{E}, \mathbf{p}_\gamma$).

A equação 2.4 e a figura 2.4 permitem observar que a direcção de emissão preferencial dos fotoelectrões, para baixas energias, coincide com a direcção

do campo eléctrico do fotão incidente (\mathbf{E}), perpendicular ao seu momento (\mathbf{p}_γ), mas que, para energias maiores a direcção dos fotoelectrões tende a projectar-se para a frente e é tanto mais definida quanto maior for a energia da radiação incidente [8]. Na interacção em xénon este processo domina para energias de fotão incidente $\lesssim 300 \text{ keV}$ (figura 2.3).

Efeito de Compton O Efeito de Compton (Dispersão Incoerente ou Inelástica) traduz-se pela interacção do fotão incidente (de energia $h\nu$) com um electrão atómico resultando na emissão de um fotão, desviado de um ângulo θ relativamente à direcção de incidência, com energia ($h\nu'$) tanto menor quanto maior for o ângulo θ (equação 2.5). Por sua vez o electrão atingido é também deflectido de um ângulo θ_e , relativamente à direcção de incidência, ficando com energia E_{e^-} (equação 2.6).

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2.5)$$

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' \quad (2.6)$$

Nos casos extremos de $\theta = 0$ e $\theta = \pi$ estas expressões tornam-se casos particulares. No primeiro caso o fotão incidente praticamente não transfere energia para o electrão de Compton, ficando o fotão emergente com quase toda a energia incidente,

$$\theta \approx 0 : \quad h\nu' \approx h\nu \quad e \quad E_{e^-} \approx 0$$

No segundo caso o fotão incidente é retroemitido e transfere o máximo de energia para o electrão de Compton, de acordo com as expressões,

$$\theta = \pi : \quad h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}} \quad e \quad E_{e^-} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0c^2}{2h\nu}}$$

A secção eficaz deste processo depende linearmente do número atómico Z do meio (equação 2.7)[5]:

$$\sigma \propto Z \quad \text{ou} \quad \frac{\mu_{\sigma}}{\rho} = \frac{Z}{A} \quad (2.7)$$

A distribuição angular dos fótons de Compton é dada pela fórmula da secção eficaz diferencial de Klein-Nishina. A figura 2.5 exhibe esta distribuição para vários valores de energia do fóton incidente.

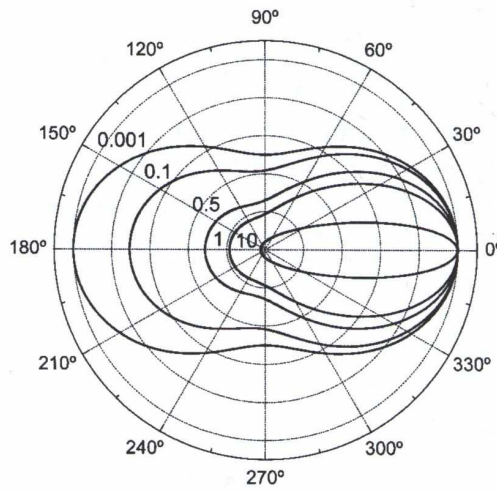


Figura 2.5: Distribuição angular de fótons de Compton para $E_{\gamma}/m_0c^2 = 10^{-3}; 0, 1; 0, 5; 1 e 10$. [8]

Este processo é dominante na interacção com xénon para energias entre 300 keV e 6 MeV (figura 2.3).

Dispersão Elástica A Dispersão Elástica ou Coerente é o processo pelo qual os fótons incidentes interagem com os electrões atómicos sem que haja excitação dos átomos do alvo. O fóton incidente é desviado de um ângulo θ sem que a sua energia seja alterada. Existem dois casos possíveis para abordar este processo. Se se assume que o electrão se comporta como um

electrão livre, então este processo denomina-se Dispersão de Thomson, se, por outro lado, se assume que o electrão partilha o momento transferido com o átomo, então este processo caracteriza-se por Dispersão de Rayleigh.

A probabilidade desta interacção torna-se mais significativa para baixos valores de energia de fotões (tipicamente, menor que 100 keV , para os materiais mais comuns) e torna-se mais evidente para materiais de Z elevado [5]. Para o caso de gases nobres liquefeitos, como é o LXe, a contribuição deste processo tem um máximo para $\sim 100\text{ keV}$, onde $\mu_r/\mu \approx 10\%$ [8]. No entanto, como a energia do fotão não é afectada pela dispersão elástica e o ângulo de dispersão é muito pequeno ($\lesssim 1^\circ$), para muitos efeitos de ordem prática este processo pode ser considerado desprezável.

Produção de Pares O processo de Produção de Pares e^-/e^+ (electrão/positrão) acontece quando o fotão é absorvido nas vizinhanças de uma partícula massiva como um núcleo ou electrão, de modo que a energia e o momento se conservem. No primeiro caso, quando a interacção se dá no campo do núcleo (assumindo massa infinita), o limite mínimo em energia para que o processo ocorra é de $2m_e c^2 (1022\text{ keV})$. No caso da interacção se dar com um electrão e se houver energia suficiente pode ocorrer *produção tripla*, ou seja, além do par e^-/e^+ produzido, observa-se também o recuo do electrão alvo com energia cinética considerável. Se este estiver inicialmente em repouso, o limite mínimo em energia para que a *produção tripla* ocorra é de $4m_e c^2$ [4].

Este processo é energeticamente possível a partir de 1022 keV e tão mais provável quanto maior for o Z do material, de acordo com a equação 2.8,

$$\kappa \propto Z^2 \quad \text{ou} \quad \frac{\mu_\kappa}{\rho} = \frac{Z}{A} \quad (2.8)$$

Como este processo é dominante na interacção com xénon para energias de fotão incidente $\gtrsim 1022\text{ keV}$ (figura 2.3), está fora do alcance deste trabalho.

2.1.2 Interação de electrões

As principais interações de electrões e positrões com a matéria são a Dispersão Elástica, a Dispersão Inelástica e Emissão de Bremsstrahlung. Os positrões podem ainda aniquilar-se com electrões do meio: Aniquilação de Positrão. A figura 2.6 ilustra essas interações.

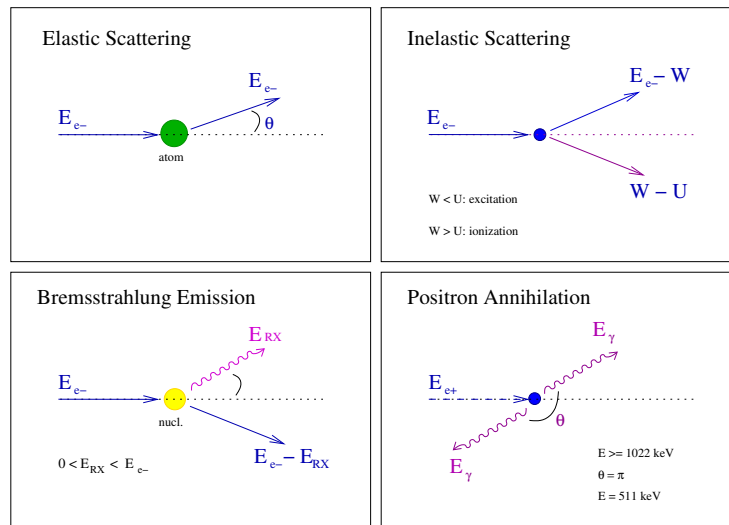


Figura 2.6: Interações essenciais de electrões e positrões com a matéria.

Segue-se uma breve descrição do essencial de cada processo, em particular, na interação com xénon.

Dispersão Elástica O processo de Dispersão Elástica dos electrões ocorre com os átomos (núcleo e nuvem electrónica como um todo) do meio. A partícula incidente com energia E , ao colidir com um alvo mais pesado é desviada de um ângulo θ , relativamente à direcção de incidência, e, dada a diferença de massas envolvidas, a sua energia praticamente não é alterada, bem como o recuo do núcleo também se torna insignificante. Numa vasta

gama de energias, $\sim 100 eV$ a $\sim 1 GeV$, esta interacção pode ser descrita como a dispersão do projectil pelo campo electrostático do alvo [4].

A contribuição deste efeito é especialmente significativa para baixa energia de electrões sendo que, para energia abaixo da energia necessária para excitações dos átomos do meio, a dispersão elástica torna-se o único mecanismo de transferência de energia para o meio. Apesar deste processo ter uma pequena contribuição por colisão na transferência de energia, não se pode desprezar o efeito cumulativo que se repercute na trajectória não linear do electrão.

Dispersão Inelástica A Dispersão Inelástica ocorre entre os e^-/e^+ e os electrões dos átomos do meio. Este tipo de colisão é responsável pelas excitações e ionizações dos átomos. Após a colisão a partícula incidente, de energia E , é deflectida de um ângulo θ , transfere parte dessa energia (W) na excitação ou ionização do átomo. Se W for menor que a energia de ionização do átomo (U_i), ocorre excitação, se W for superior ou igual a U_i ocorre ionização. O electrão arrancado (electrão secundário) fica assim com uma energia de $W - U_i$. Se esta energia for suficiente para ionizar o meio, então podem formar-se novos traços de ionização que derivam do traço principal - *raios* - δ^5 .

A este tipo de perdas de energia da partícula para o meio através deste processo de interacção chamam-se "perdas colisionais", e são descritas pela equação de Bethe para electrões, onde $(dE/dx)_{col}$ representa a perda de energia por unidade de comprimento, relativa a ionizações e excitações, ao longo da trajectória (equação 2.9) [5].

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} \propto \frac{Z}{E} \quad (2.9)$$

No xénon, este processo domina para energias $\lesssim 10 MeV$ (figura 2.7).

⁵Por vezes é importante especificar a quantidade de energia perdida nestas colisões sem que se formem *raios* - δ , a esta quantidade chama-se *Linear Energy Transfer (LET)*.

Radiação de Bremsstrahlung A Emissão de Bremsstrahlung ocorre quando a partícula incidente (carregada) sofre a acção do campo eléctrico do núcleo dos átomos do material. Ao entrar nesse campo a partícula é acelerada e emite radiação de Bremsstrahlung com energia a variar entre 0 e E (energia cinética da partícula incidente) de modo que se observa um espectro contínuo. Este processo ocorre com maior probabilidade para energias mais altas do que para mais baixas, embora exista sempre como se observa na figura 2.7, e a perda de energia específica por unidade de comprimento, incluída nas "perdas radiativas", vem dada pela relação 2.10 [5],

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \propto EZ(Z+1) \quad (2.10)$$

Aniquilação de Positrões A Aniquilação de Positrões dá-se quando um $e+$ encontra um $e-$ do meio e como resultado da aniquilação são emitidos, no ponto da aniquilação, dois fótons de $511 keV$ cada, colineares mas em sentidos opostos.

Este processo é relevante para imagiologia médica, no caso do PET, mas como ocorre no interior do paciente e não em xénon, não será aqui explorado.

Considerando apenas as perdas colisionais e radiativas, pode escrever-se o *poder de paragem* total, ou dE/dx , como sendo (equação 2.11)[5],

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{col} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (2.11)$$

Numéricamente, verifica-se que

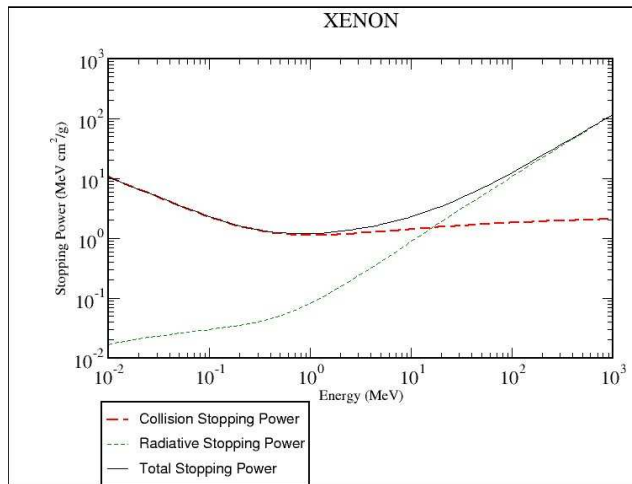
$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{col}} \approx \frac{EZ}{700}, \quad \text{com } E \text{ em } MeV$$

No caso concreto do LXe, a energia cinética crítica da partícula incidente para a qual ambas as perdas têm o mesmo peso, é de $\approx 14,5 \text{ MeV}$ [8].

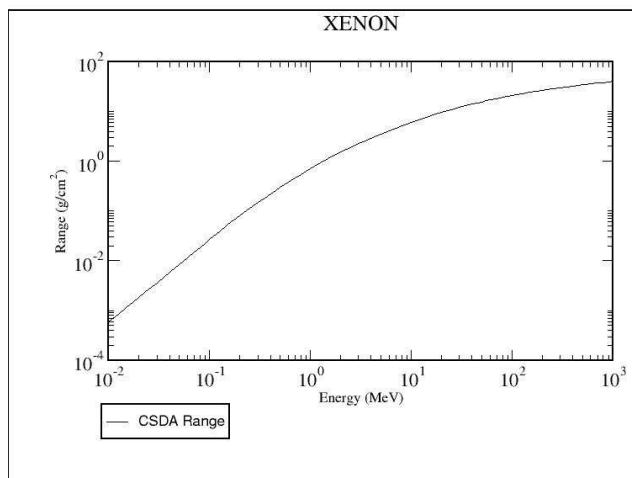
O alcance R dos electrões em qualquer meio relaciona-se com o seu poder de paragem dE/dx através de

$$R = \int_E^0 \frac{dE}{dE/dx} = \int_0^E \frac{dE}{-dE/dx} \quad (2.12)$$

O poder de paragem e o alcance de electrões em xénon estão representados na figura 2.7.



(a)



(b)

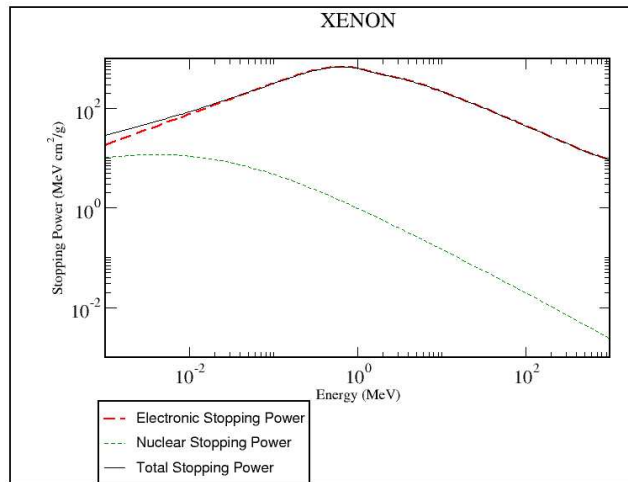
Figura 2.7: Poder de paragem (a) e alcance (b) de electrões em xénon [9].

2.1.3 Interação de partículas α

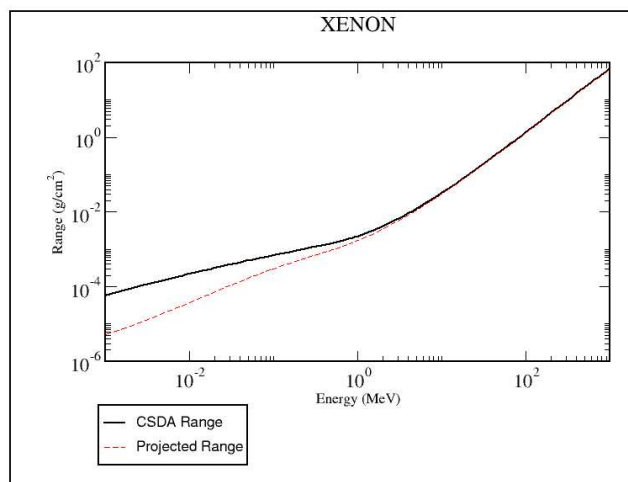
As partículas α são núcleos de hélio, portanto constituídas por dois neutrões e dois prótons, resultando numa massa de $3,7 \text{ GeV}/c^2$ e carga de $+2e$ ⁶. Quando uma partícula α penetra num determinado meio, interage com os electrões dos átomos desse meio dando origem a excitações e ionizações dependendo da energia transferida. À medida que a partícula α atravessa o meio, vai perdendo a sua energia cinética até que pára. A energia máxima que a partícula com energia cinética E pode transferir para um electrão de massa m_0 numa única colisão é de $4Em_0/m_\alpha$.

A perda de energia da partícula α por unidade de comprimento é, tal como no caso dos electrões e positrões, designada pelo poder de paragem $-(dE/dx)$, que se pode observar na figura 2.8 juntamente com o alcance R .

⁶ $m_\alpha = 3,72738 \text{ GeV}$ e $e = 1,602176462 \times 10^{-19} \text{ C}$.



(a)



(b)

Figura 2.8: Poder de paragem (a) e alcance (b) de partículas α em xénon [10].

2.1.4 Interacção WIMP-núcleo

A massa da WIMP (M_{WIMP}) é cerca de 100 vezes a massa do protão (m_p) e é comparável com a massa de um núcleo médio. Esta interacção pode ser tratada como um processo de dispersão elástica (figura 2.9).

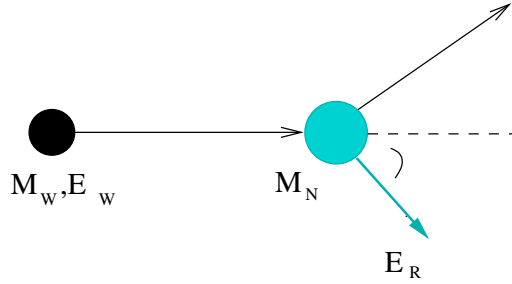


Figura 2.9: Esquema representativo da dispersão elástica da WIMP pelo núcleo de xénon.

Desta forma, a energia de recuo do núcleo vem dada por:

$$E_R = E_{WIMP} \frac{4M_n M_{WIMP}}{(M_n + M_{WIMP})^2} \cos^2 \theta_R \quad (2.13)$$

donde vem $E_R \lesssim 100 \text{ keV}$, assumindo a energia cinética das WIMPs $E_{WIMP} \approx 100 \text{ keV}$, à semelhança com a matéria luminosa na nossa galáxia.

De acordo com o modelo MSSM⁷, a WIMP incidente interage com os *quarks* do interior do núcleo atómico. A secção eficaz de interacção tem duas componentes distintas: *dependente de spin* σ_{SD} e *independente de spin* σ_{SI} , sendo estas componentes dadas pelas equações 2.14 e 2.15 [1, 18].

$$\sigma_{DS} \propto J(J+1) \quad (2.14)$$

⁷ *Minimal Supersymmetric Standard Model.*

$$\sigma_{SI} \propto A^2 \quad (2.15)$$

A segunda componente é dominante para $A > 30$, portanto é dominante na interacção em xénon ($A = 131$, $Z = 54$) e tratando-se de uma massa atómica elevada a componente da secção eficaz em causa também será elevada, constituindo uma vantagem na eficiência de detecção de WIMPs.

2.2 Processos fundamentais na Fase Líquida

Os detectores de duas fases têm uma zona de funcionamento bem definida no diagrama de fases, apenas podendo operar segundo a curva de saturação de vapor. Na figura 2.10 está salientada a zona de interesse para a operação com xénon.

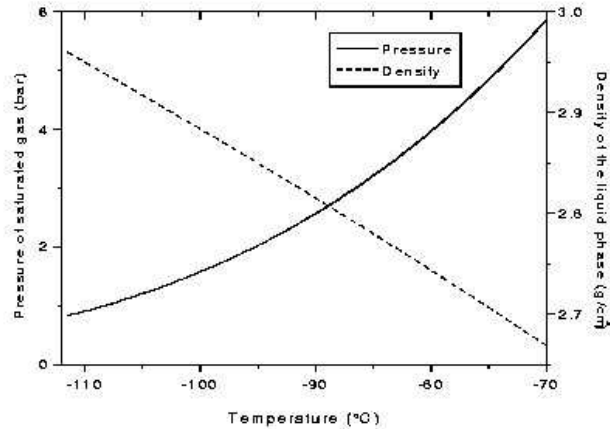


Figura 2.10: Diagrama de fases no xénon saturado [1].

Quando se pretende detectar baixas energias, com é o caso de detecção de matéria negra ($\lesssim 100 \text{ keV}$) e de certo modo em imagiologia médica, a

amplificação de carga resultante da ionização primária é fundamental. Se por um lado um meio de maior densidade, como é o líquido/sólido relativamente ao gasoso, exhibe maior eficiência de detecção, o facto de ser líquido, por exemplo, traz desvantagens no que respeita à amplificação do sinal através da multiplicação de carga ou cintilação secundária. Deste modo, torna-se aliciante ter o melhor dos dois mundos, fazendo a detecção na fase líquida e a multiplicação na fase gasosa. É aqui que reside a importância dos detectores de duas fases, onde os electrões criados pela interacção da radiação no meio líquido ou sólido são conduzidos, através de um campo eléctrico, para a fase gasosa onde são multiplicados e recolhidos, produzindo um sinal eléctrico ou luminoso, por cintilação secundária. Este tipo de detectores foi apresentado pela primeira vez em 1970 por Dolgoshein [13].

A seguir, abordam-se brevemente os processos fundamentais que se desenvolvem no xénon na sequência da interacção das partículas ionizantes com este meio. Embora a parte experimental apresentada neste trabalho não explore o fenómeno de cintilação, contando apenas com medidas de carga, ele é apresentado em seguida uma vez que contribui com informação relevante para as aplicações referidas.

2.2.1 Cintilação no Líquido

As propriedades a destacar num meio detector líquido como cintilador são o comprimento de onda de cintilação, a eficiência de cintilação, o tempo de decaimento dos sinais de cintilação e a atenuação dos fótons de cintilação no próprio líquido [1].

A figura 2.11 exhibe um esquema dos mecanismos de cintilação do LXe.

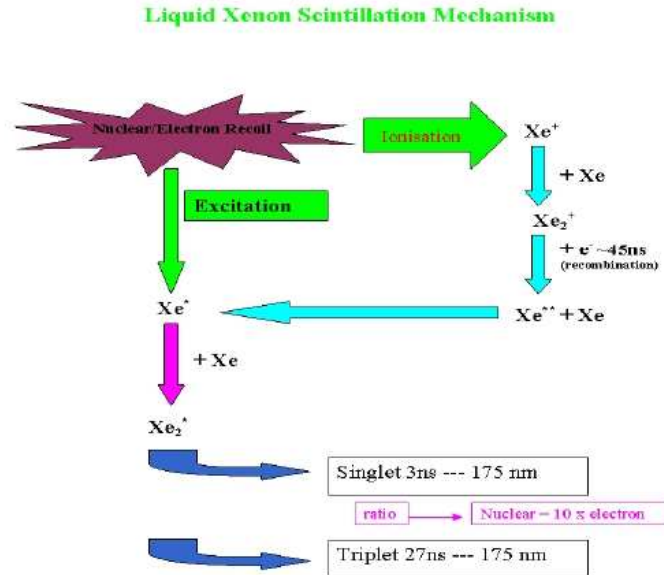


Figura 2.11: Esquema dos mecanismos de cintilação no LXe [22].

Cada interação (seja devida a recuo nuclear ou de electrão) pode dar origem a ionização ou excitação dos átomos de xénon e qualquer um desses processos resulta na emissão de fotões de 175 nm (VUV).

O LXe tem dois estados excitados, um singleto e um tripleto com tempos de decaimento de 3 ns e 27 ns , respectivamente⁸. Estes tempos de decaimento curtos são atractivos para aplicações que exigem boa resolução temporal como em imagiologia médica. Em LXe, conseguiu-se obter $\approx 1 \text{ ns}$ ($FWHM$) para fotões de aniquilação de 511 KeV [28].

Relativamente à eficiência de cintilação no xénon numa gama de energia $10 \text{ a } 1000 \text{ KeV}$ é comparável ao cintiladore de NaI(Tl) , correntemente us-

⁸Existe ainda uma componente de recombinação de 45 ns , de intensidade dominante relativamente às outras na ausência de campo eléctrico.

ado em aplicações médicas, obtendo-se valores como $5 \times 10^4 \text{ fotes/MeV}$ na ausência de campo eléctrico e $1,5 \times 10^4 \text{ fotes/MeV}$ para 2 KV/cm [1].

Em relação à atenuação ou caminho livre médio dos fotões de cintilação no xénon este é cerca de 30 cm , que se deve essencialmente ao processo de Dispersão de Rayleigh [1].

2.2.2 Ionização primária e recombinação no líquido

Da passagem de radiação ionizante através de um meio podem resultar vários processos de transferência de energia. A ionização primária consiste na criação de pares electrão-ião resultantes dessa transferência de energia, sendo que a energia média para criar um par electrão-ião é dada por W ⁹ e define-se como $W = E/N_{pair}$, onde E é a energia da partícula e N_{pair} o número de pares electrão/ião.

Depois de os electrões, inicialmente criados, transferirem a sua energia de modo a ficarem com energia inferior à menor energia de excitação dos átomos, apenas colisões elásticas podem ocorrer dissipando muito pouca energia em cada colisão. Em gases nobres pesados este processo torna-se pouco eficiente sendo necessárias muitas colisões até que os electrões fiquem termalizados¹⁰. Se é necessário usar estes electrões para produzir sinal, há que aplicar um campo eléctrico externo de modo a que sejam conduzidos para um eléctrodo de recolha. O primeiro obstáculo que os electrões têm que ultrapassar de modo a produzir sinal é o fenómeno de recombinação com os iões positivos provenientes da ionização primária. Assim torna-se difícil de determinar experimentalmente o valor de W , visto não se conseguir medir o número de pares criados na ionização primária (N_{pair}) porque apenas uma fracção destes escapam ao fenómeno de recombinação.

O gráfico da figura 2.12 representa o número médio de pares criados por

⁹Este valor compreende não apenas a energia de ionização mas também outros processos de transferência de energia que podem ocorrer. No caso do LXe o potencial de ionização é de $9,2 \text{ eV}$ (@161K) e o valor de W é de $15,6 \text{ eV}$ [8].

¹⁰No caso do LXe, no ponto triplo, este processo tem uma duração de $6,5 \pm 0,5 \text{ ns}$ [8]

interacção de partículas α , que escapam à recombinação, em gases nobres liquefeitos em função do campo eléctrico.

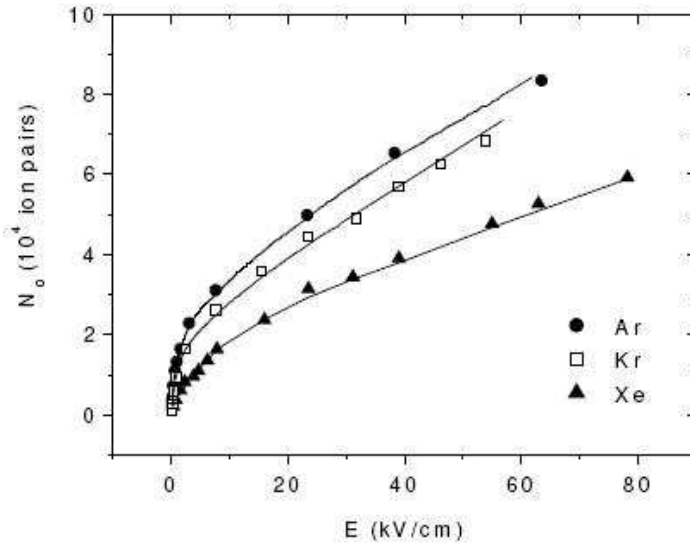


Figura 2.12: Número médio de pares que escapam à recombinação produzidos por traços de partículas α em gases nobres liquefeitos como função do campo eléctrico [8].

A teoria de *Jaffé* descreve o processo de recombinação resultante das partículas α em gás. Ela assume que os electrões e iões gerados na ionização primária ao longo do traço da partícula estão uniformemente distribuídos e considera as mobilidades de ambos iguais, o que não corresponde à realidade dos gases raros liquefeitos, sendo a mobilidade dos iões várias ordens de grandeza inferior à mobilidade dos electrões.

Apesar disto, a forma funcional para a carga que escapa à recombinação em função do campo E resultante da teoria (equação 2.16, sendo K o coeficiente de recombinação), ajusta-se bem aos dados experimentais mesmo no caso de electrões (figura 2.13) [8],

$$Q(\mathbf{E}) = \frac{Q_0}{1 + K/\mathbf{E}} \quad (2.16)$$

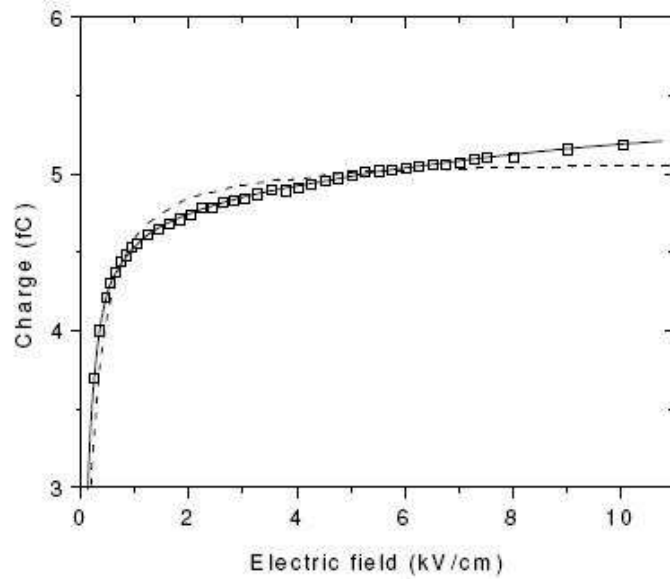


Figura 2.13: Carga produzida no LXe como função do campo eléctrico para raios- γ de 570 keV . A linha tracejada corresponde ao ajuste através da equação 2.16 e a linha contínua representa um ajuste que assenta num modelo semelhante mas mais elaborado [8].

Um valor aproximado ao numero real de pares criados na ionização primária Q_0 , pode ser determinado por extrapolação deste modelo para campo eléctrico infinito (Q_∞), através do qual se calcula o valor de W ($W = e\Delta E/Q(\infty)$), onde ΔE é a energia depositada pela partícula incidente no meio[8].

A figura 2.14 representa a carga extraída do traço em função do campo eléctrico, para o caso da interacção de electrões.

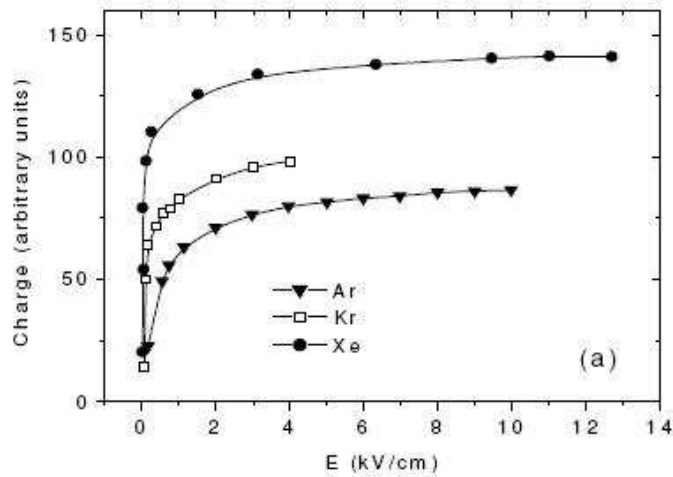


Figura 2.14: Carga recolhida da deposição de electrões de 1 MeV em gases nobres liquefeitos como função do campo eléctrico [8].

Embora o processo de recombinação em gases nobres liquefeitos não esteja ainda completamente esclarecido, sabe-se que num meio líquido a fracção dos pares que sofrem recombinação é muito superior relativamente ao meio gasoso, dependendo do dE/dx de cada tipo de partícula. A título de exemplo, apenas 5% da carga extraída de um traço de partículas α num campo de 4 kV/cm em gás é extraída no líquido [29]. E quando se comparam electrões e partículas α , num meio líquido sob valores de campo de $\gtrsim 1\text{ kV}$, tem-se 90% da carga extraída no primeiro caso contra apenas 5% no segundo.

A figura 2.15 mostra como varia o coeficiente de recombinação K com o dE/dx e com a energia E no caso da interacção de radiação X em LXe.

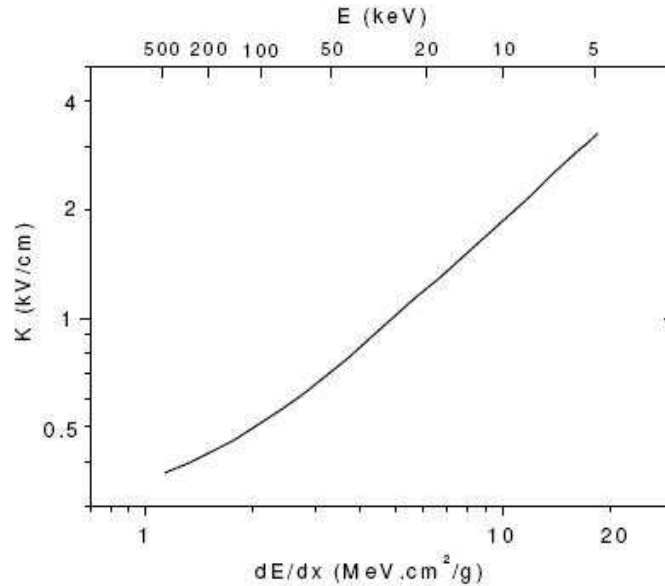


Figura 2.15: Coeficiente de recombinação em função da densidade de ionização e energia para radiação X em LXe[8].

2.2.3 Emissão de Electrões da Fase Líquida

Tal como já foi referido no início da secção 2.2, os detectores de duas fases reúnem duas características muito atractivas - boa eficiência de detecção na fase líquida e multiplicação em gás, mas, como em tudo, acarreta uma particularidade menos cómoda que não existe em detectores de uma só fase, que se prende com a extracção dos electrões resultantes da ionização primária na fase líquida para a fase gasosa onde serão multiplicados.

A figura 2.16 exhibe a dependência do coeficiente de emissão de electrões em função do campo eléctrico para alguns gases nobres¹¹.

¹¹A emissão de electrões entre fases foi observada, não apenas em gases nobres mas também em alguns hidrocarbonetos [8].

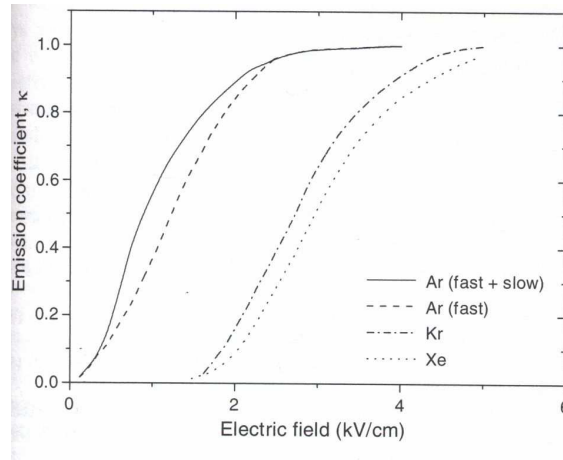


Figura 2.16: Coeficiente de emissão de electrões - fracção de electrões extraídos do líquido para o gás - em função do campo eléctrico [8].

A interface entre as duas fases representa, para os electrões, uma barreira de potencial superior à energia térmica média. Por isso, os electrões só transitam para a fase gasosa, se lhes for fornecida energia adicional de modo a adquirirem energia cinética igual ou superior à altura da referida barreira de potencial. No gráfico da figura 2.16 observa-se que o limite a partir do qual os electrões são extraídos, da fase líquida para a fase gasosa, em xénon é de $\approx 1750 \text{ V/cm}$, sendo esta uma condição necessária mas não suficiente. Apenas os electrões que chegam ao limite entre as fases com a energia cinética mínima e satisfazem a condição de momento $p_z > \sqrt{2m_{eff}|V_0|}$ ¹² é que emergem para a fase gasosa. Os electrões que satisfazem apenas a primeira condição são reflectidos na superfície e persistem ainda com a probabilidade de, ao adquirirem a segunda condição, emergirem para o gás. Existe ainda a possibilidade de os electrões extraídos do líquido serem capturados por impurezas à superfície, sendo este obstáculo tanto menor quanto maior for a

¹²Onde z é a direcção perpendicular à superfície do líquido, m_{eff} é a massa efectiva dos electrões no líquido.

pureza do gás.

O processo de extracção de electrões entre as duas fases no xénon é rápido, $\sim 1 ns$.

Para campos suficientemente elevados, praticamente todos os electrões são extraídos. No caso do xénon a saturação acontece para valores de campo $> 5 kV/cm$ (figura 2.16) e isto pode constituir uma limitação quando se pretende operar com grandes detectores.

Capítulo 3

Microestruturas de Detecção

Como já foi mencionado nos capítulos anteriores a amplificação do sinal no próprio detector é vantajosa nalguns casos, e indispensável noutros, como é o caso da detecção de matéria escura. Na impossibilidade de fazer a amplificação na fase líquida, esta pode ser realizada na fase gasosa, através da cintilação secundária ou multiplicação de carga. Neste capítulo discute-se esta última possibilidade.

Um dos grandes problemas em experiências de matéria escura prende-se com a utilização de tubos fotomultiplicadores (PMTs) que apesar de apresentarem um ganho elevado constituem uma das fontes de ruído de fundo a eliminar. Surge ainda o facto de os PMTs serem frágeis e muito caros. Desta forma a sua substituição torna-se desejável.

Entre os vários tipos de microestruturas de detecção existentes, abordar-se-ão apenas dois tipos que surgem com extrema importância neste contexto como estruturas de amplificação no próprio detector. Assim, neste capítulo falar-se-á do GEM (*Gas Electron Multiplier*), desenvolvido em 1996 por F. Sauli [14] como dispositivo de amplificação de carga em meios gasosos e da MHSP (*Micro-Hole and Strip Plate*), uma microestrutura desenvolvida em Portugal e apresentada em 2002[23].

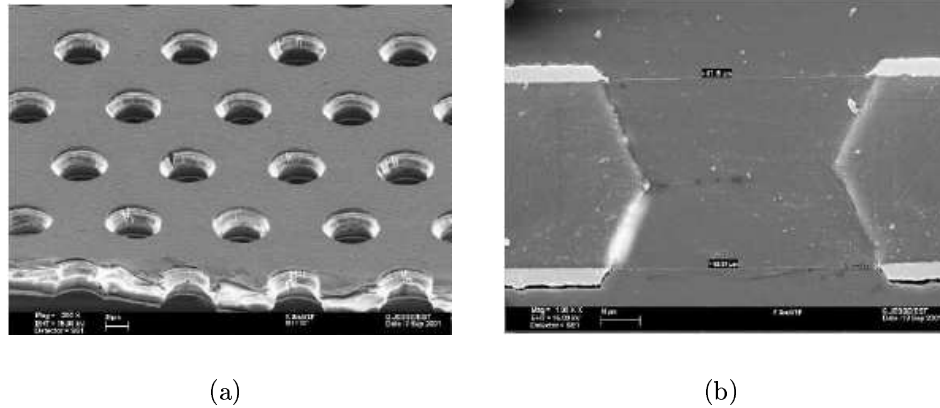


Figura 3.1: Pormenor dos orifícios (a) e vista em corte de um canal (b) [16].

3.1 GEM

3.1.1 Descrição

O GEM é constituído por uma folha muito fina de material isolador - *kapton* - com $50 \mu\text{m}$ de espessura, onde está depositada uma camada de cobre, de $5 \mu\text{m}$ de espessura, em ambas as faces que funcionam como eléctrodos. Ao longo da folha existe um padrão de orifícios que atravessam a folha, ou canais, exibindo um diâmetro à superfície da ordem das dezenas de micron e um passo entre eles da ordem das centenas de micron. A figura 3.1 mostra o pormenor dos canais de um GEM standard.

O processo de fabrico destas microestruturas é semelhante ao dos circuitos impressos. É depositado um material fotosensível em cada uma das faces do GEM que é impressionado através de uma máscara que exhibe o padrão dos orifícios que se pretende para o GEM. Seguidamente a zona impressionada (cobre e kapton) é removida quimicamente. É devido a esta remoção química,

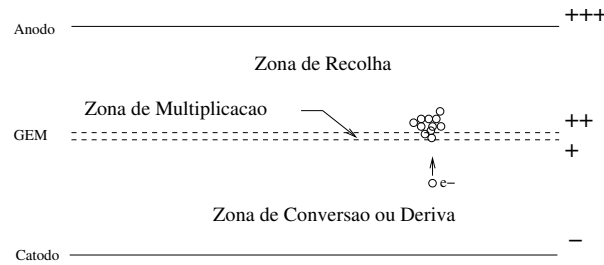


Figura 3.2: Zonas adjacentes ao plano do GEM em operação.

que é realizada em cada uma das faces do GEM, que o interior do canal apresenta a forma de duplo cone (figura 3.1).

3.1.2 Operação

Tipicamente o GEM é usado como andar de amplificação de carga, quando inserido num meio gasoso, e, geralmente, é colocado entre dois eléctrodos - cátodo e ânodo (figura 3.2).

À zona entre o electrodo inferior (cátodo) e a face inferior do GEM chama-se *zona de conversão e deriva* e a zona situada entre a face superior do GEM e o eléctrodo superior (ânodo) denomina-se *zona de recolha* (figura 3.2).

Na primeira zona dá-se a interacção da radiação ionizante com o meio, resultando em pares electrão/ião, que sob a acção do campo eléctrico existente nessa zona, *campo de deriva*, se dirigem para o eléctrodo correspondente, iões para o cátodo e electrões para a face inferior do GEM.

Quando se aplica uma diferença de potencial, da ordem de algumas centenas de volts, entre as duas faces do GEM, gera-se-se um campo eléctrico da ordem das dezenas de kV/cm no interior dos canais. A figura 3.3 mostra as linhas de campo eléctrico e as superfícies equipotenciais.

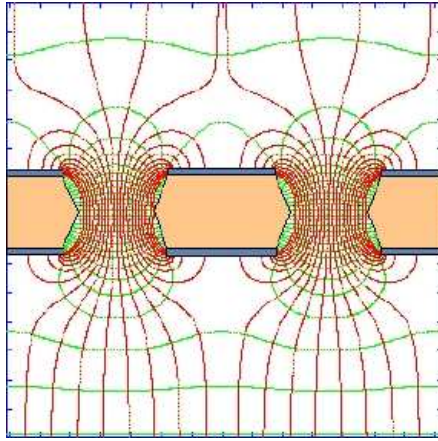


Figura 3.3: Linhas de campo eléctrico (a vermelho) e linhas equipotenciais (a verde) nos canais do GEM [16].

Assim, sob a acção das linhas de campo, os electrões são injectados para o interior dos canais onde são multiplicados. No entanto, o número de electrões que entra nos canais depende da razão entre os campos de deriva e no interior do GEM, sendo que a razão entre o número de electrões que entra nos canais e o número de electrões gerados na zona de deriva, se chama *eficiência de recolha*.

Por outro lado, nem todos os electrões que saem dos canais depois da multiplicação são encaminhados para o ânodo, sendo que alguns podem ser recolhidos no eléctrodo superior do GEM. Portanto, a razão entre o número de electrões que chega ao ânodo e o número de electrões que resultam da multiplicação, chama-se *eficiência de extracção*.

3.1.3 Multiplicação e Ganho

Num sistema de detecção com uma geometria de placas paralelas com uma separação d entre as placas, num campo eléctrico constante, a corrente gerada entre o cátodo e o ânodo é dada por (equação 3.1)

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (3.1)$$

onde α é o *primeiro coeficiente de Townsend*, que traduz o número de novos electrões produzidos por electrão por elemento de percurso, e γ é o *segundo coeficiente de Townsend*, que representa o número de electrões produzidos por processos secundários¹. Estes coeficientes dependem do campo electrico reduzido (E/p).

No caso da geometria do GEM os processos secundários podem ser desprezados e vem (equação 3.2),

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (3.2)$$

Define-se ganho do GEM como a razão entre a corrente secundária - medida na face superior do GEM após multiplicação, e a corrente primária - corrente de ionização medida na entrada (face inferior) do GEM, sendo que o factor de multiplicação no GEM ou ganho real vem dado por M .

Assim, levando em conta as eficiências de recolha (C) e extracção (X) abordadas em 3.1.2, pode escrever-se o ganho efectivo ou ganho visível² como,

$$G_{ef} = CMX$$

O valor do ganho máximo de um GEM para uma dada densidade de gás, na detecção de uma determinada radiação, traduz-se no limite acima do qual poderão ocorrer descargas.

¹Por exemplo, a libertação de electrões no cátodo por iões ou por efeito fotoeléctrico.

²Aquele que é mensurável.

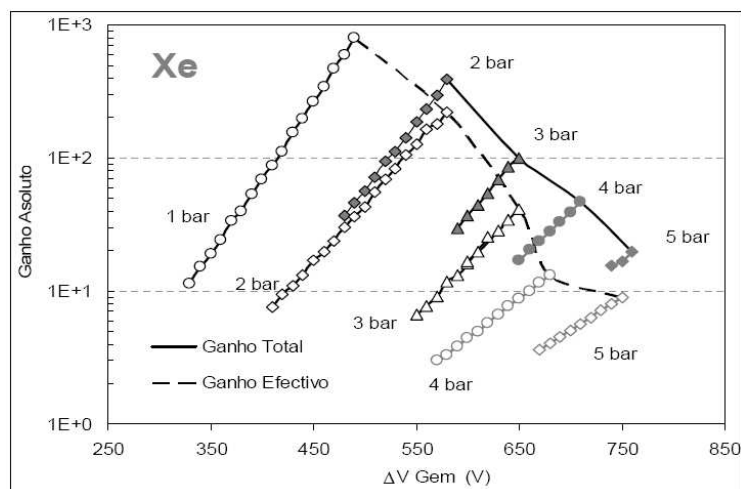


Figura 3.4: Ganho total (recolha na face do GEM) e efectivo (recolha na grelha) do GEM em função da tensão aplicada para xénon puro a diferentes pressões [32].

A figura 3.4 mostra valores de ganho típicos no GEM para GXe puro a várias pressões, para os valores de campo eléctrico reduzido otimizados³ nas regiões de indução e de deriva.

3.1.4 Características

Uma característica que se destaca, relativamente a outras microestruturas, é o facto de a amplificação e a leitura do sinal amplificado no GEM serem feitas em elementos independentes. Este desacoplamento é vantajoso por três razões. Uma está relacionada com possíveis descargas que possam ocorrer aquando da multiplicação de carga. Uma vez que a electrónica de leitura do

³A optimização destes campos consiste em atingir o limite de tensão para o qual a resolução em energia é menor sem ocorrência de descargas. No caso do campo de deriva, isto corresponderá ao maior número de electrões que entram nos canais do GEM, no caso do campo de indução à maximização do número de electrões que são recolhidos na grelha de sinal.

sinal está desacoplada do andar de amplificação, as descargas não a afectam directamente. Outra prende-se com o facto de o sinal recolhido não ter componente lenta (iónica) tendo apenas a componente electrónica (rápida). E a terceira razão tem a ver com o facto de se poder combinar este andar de amplificação de carga com outros antes de o sinal ser recolhido. Desta forma, podem associar-se vários GEMs em cascata ou GEM's e outras microestruturas permitindo alcançar ganhos elevados que são combinações dos ganhos individuais de cada microestrutura.

O GEM permite ainda a produção de imagens bidimensionais tanto através da leitura da carga como através da luz de cintilação que poderá ser produzida nos canais. A resolução espacial pode chegar a $60 \mu m$ (*rms*) [16].

Outras características são as elevadas taxas de contagem a que os GEM's podem responder ($> 10^5$ *contagens/mm²/s*), resolução em energia de 18% *FWHM* a $5,9 keV$, grandes áreas activas ($> 1000 cm^2$), e operação em campos magnéticos fortes [16].

Em suma, pode dizer-se que o GEM é uma microestrutura atraente no tocante à relação custo/benefício. É robusto, barato, está disponível no mercado e pode ser produzido com várias geometrias e dimensões.

3.1.5 Limitações

O GEM é um dispositivo de amplificação cujo ganho aumenta com a diferença de potencial nele aplicada. Por conseguinte, se esta for superior a um dado valor, pode dar-se a ocorrência de descargas. A probabilidade de ocorrência de descargas é tanto maior quanto maior for a energia da radiação depositada no detector. As descargas constituem assim uma limitação para o ganho máximo e exigem que a diferença de potencial aplicada no GEM seja feita de forma gradual, uma vez que podem danificar esta microestrutura e dispositivos electrónicos que a ele possam estar acoplados⁴ de forma irremediável.

⁴Por exemplo, no caso de o sinal estar a ser recolhido numa das faces do GEM.

Outra limitação prende-se com a possível realimentação de fótons e iões⁵. Os fótons ou iões através do efeito fotoelétrico ou colisões nas superfícies do detector, podem dar origem à criação de electrões que se vão adicionar ao sinal não correspondendo a eventos reais. Grande parte dos fótons provenientes da emissão secundária, que ocorre onde o campo é suficientemente elevado para tal, sobretudo nos canais do GEM onde se dá a multiplicação de carga, são absorvidos nos próprios canais, mas ainda assim, a realimentação de fótons pode ser minimizada de várias formas. Uma prende-se com a utilização de GEM's em cascata, uma vez que a transparência óptica de cada GEM é $\sim 10\%$, impedindo assim que fótons gerados em andares superiores cheguem ao cátodo (onde a libertação de electrões por efeito fotoelétrico influenciará o sinal). A outra está relacionada com a escolha dos materiais usados no detector onde se deverão escolher aqueles que apresentem menor eficiência quântica na gama de comprimentos de onda da cintilação secundária para o gás de detecção. Se não houver necessidade de usar um gás puro como meio detector pode adicionar-se uma percentagem menor de gás orgânico de modo a que este suprima a luz de cintilação, capturando os fótons indesejados. A este gás adicional, cujo objectivo é absorver fótons que possam induzir ionizações indesejadas, chama-se *quenching gas* [5]⁶.

Por seu lado, no caso de uma cascata de GEMs, onde a realimentação iónica é mais crítica, os iões produzidos por ionização do gás na zona de multiplicação de carga atravessam o canal, e dirigem-se sob a acção do campo eléctrico para a superfície mais negativa de um GEM precedente, de onde podem extrair electrões que serão amplificados e recolhidos produzindo sinais indesejados. Estes sinais apresentam atrasos relacionados com o tempo de deriva dos iões, da ordem das dezenas de μs , e para minimizar este efeito

⁵Embora esta seja bastante reduzida relativamente às câmaras de multifios, não é nula.

⁶Note-se que o gás a adicionar terá que manter as suas propriedades nas temperaturas de operação do detector. No caso presente, de detectores de duas fases ou que operam a baixas temperaturas, a escolha de um gás a adicionar dependeria, e.g., do ponto de congelação desse gás.

podem usar-se misturas de gases.

3.2 MHSP

3.2.1 Descrição

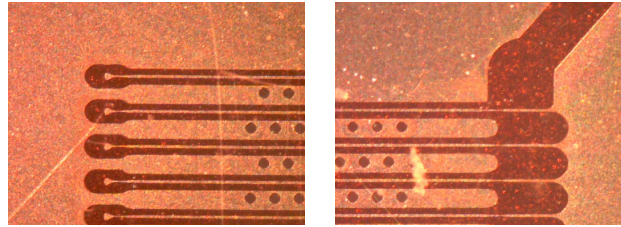
A MHSP é uma estrutura do mesmo tipo do GEM. É constituída por uma folha fina de material isolador (*kapton*, $50\ \mu\text{m}$), onde está depositada uma camada de cobre, de $5\ \mu\text{m}$ de espessura, em ambas as faces [26]. Uma das faces é idêntica à de um GEM apresentando um padrão de orifícios (figura 3.5 *c* - face GEM). A outra face, à semelhança das *MicroStrips*, possui dois eléctrodos e está seccionada em faixas condutoras isoladas entre si, funcionando como um segundo estágio de amplificação. Um eléctrodo contém as faixas de orifícios (mais largas) e o outro as fitas paralelas (mais estreitas) (figura 3.5 *a* e *b*- face MSP).

As dimensões típicas das MHSP correntemente utilizadas estão presentes na figura 3.6.

Tal como no caso do GEM, o processo de fabrico destas microestruturas baseia-se na tecnologia de circuitos impressos.

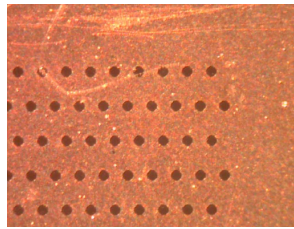
3.2.2 Operação

A MHSP pode ser vista como uma combinação entre a MSP (*Microstrip Plate*) e o GEM. Tal como no caso do GEM, a MHSP opera em meios gasosos como andar de amplificação em dois estágios (o primeiro nos canais da MHSP e o segundo na face MSP) e de recolha na face MSP. À semelhança do GEM, a MHSP pode ser usada com leitura de carga ou em modo de cintilação.



(a) Face MSP - canto superior esquerdo.

(b) Face MSP - canto superior direito.



(c) Face GEM - canto superior direito.

Figura 3.5: Pormenor das faces de uma MHSP (inutilizada), observada com o microscópio digital.

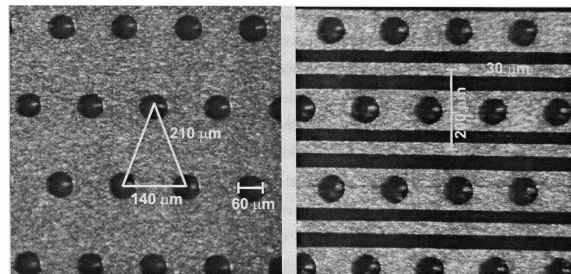


Figura 3.6: Dimensões dos orifícios e das pistas em ambas as faces da MHSP [26].

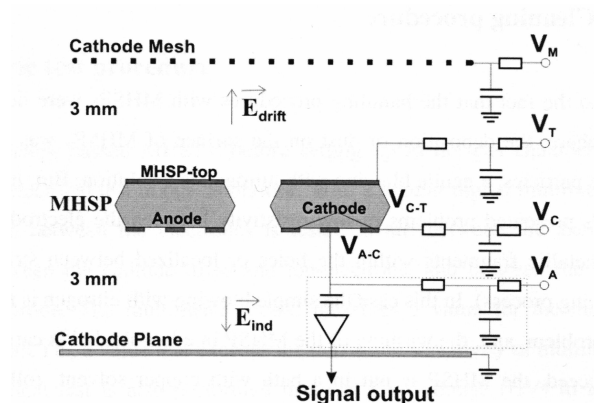


Figura 3.7: Esquema (em corte) e dimensões de um exemplo da implementação de uma MHSP entre dois eléctrodos [12].

A MHSP é, geralmente, inserida entre dois planos condutores e os três eléctrodos da MHSP são progressivamente polarizados. Às regiões entre os planos condutores e a MHSP são denominadas zonas de *deriva* e *indução*. A figura 3.7 mostra o desenho esquemático da MHSP entre dois planos condutores com as respectivas tensões de polarização.

Sob a acção do campo E_{drift} (figuras 3.7 e 3.8) a nuvem de electrões primária, gerada na primeira zona de deriva pela interacção de radiação, desloca-se para os orifícios da MHSP. Aí, sob a acção do campo eléctrico intenso característico dessa zona, a nuvem sofre o primeiro nível de amplificação pelo processo de avalanche. Seguidamente a carga multiplicada no interior dos orifícios dirige-se para o segundo nível de multiplicação (face MSP) onde o campo é limitado pelo valor de tensão a partir do qual ocorrem descargas⁷, e finalmente, é recolhida nos ânodos.

⁷Este facto constitui a grande limitação ao ganho das MSP.

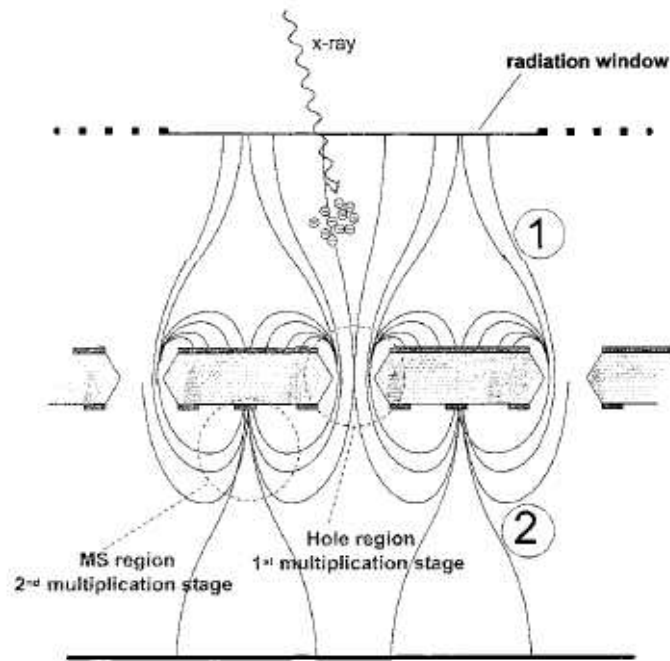


Figura 3.8: Simulação das linhas de campo na MHSP [25].

3.2.3 Multiplicação e Ganho

A figura 3.8 exibe um esquema das linhas de campo numa MHSP.

O ganho total da MHSP G_1 é resultante de dois factores: o ganho nos orifícios G_{hole} e o ganho na face MSP G_2 , de modo que vem,

$$G_1 = G_{hole} \times G_2 \quad (3.3)$$

A contribuição destes factores pode ser determinada analisando a amplitude dos sinais resultantes da interacção de radiação apenas na segunda zona de deriva. A nuvem inicial aí gerada é apenas multiplicada no segundo nível de amplificação (face MSP), de modo que medindo a razão entre G_1 e G_2 se pode obter G_{hole} [25]. Outro método que permite estimar G_{hole} é operar a

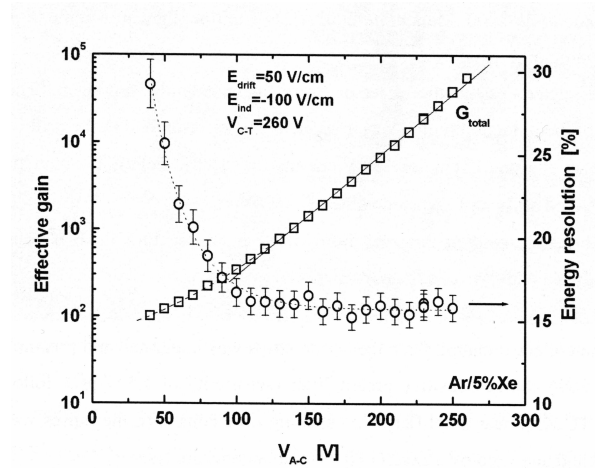


Figura 3.9: Ganho efectivo na MHSP (G_{total}) em função da tensão entre V_{A-C} (face MSP ver figura 3.7) para $Ar - 5\% Xe$, $800 Torr$ [12].

MHSP em modo GEM. Isto faz-se estabelecendo uma diferença de potencial nula entre os cátodos e ânodos na face MSP.

O ganho da MHSP é função das tensões envolvidas e do gás de detecção. Nas figuras 3.9 e 3.10 observam-se valores típicos para os ganhos envolvidos e resolução em energia para uma mistura de $Ar - 5\% Xe$, em função das tensões de polarização V_{A-C} e V_{C-T} .

3.2.4 Características

Uma característica que diferencia esta microestrutura relativamente a outros detectores gasosos que se baseiam no processo de avalanche, nomeadamente o GEM, é o facto de a avalanche final e a recolha se fazerem no mesmo substrato. Assim os efeitos de realimentação de fótons e iões mencionado em 3.1.5 pode ser significativamente reduzido. Além disto a MHSP pode tornar-se mais rápida, podendo dar resposta a elevadas taxas de contagem, uma vez que as distâncias entre eléctrodos são pequenas (os iões são logo recolhidos) e o facto

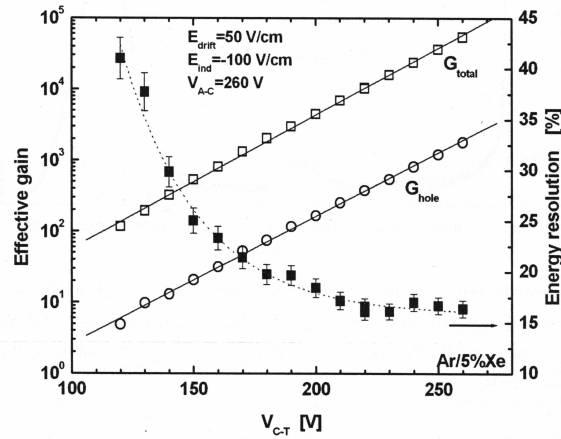


Figura 3.10: Resolução em energia e ganhos efectivos (G_{total} e G_{hole}) em função da tensão nos canais (V_{C-T}), para $Ar - 5\% Xe$, $800 Torr$ [12].

de existirem dois estágios de amplificação na mesma estrutura permite baixar os valores de tensões envolvidas sem perder nos valores de ganho [26, 27].

3.2.5 Limitações

No início da sua produção as limitações da MHSP estavam relacionadas com a tecnologia de fabrico uma vez que as imperfeições podem originar descargas que podem inutilizar as microestruturas. Ainda assim, mesmo com esta limitação ultrapassada, comparando com o GEM a MHSP é menos robusta uma vez que conta com um processo de erosão adicional para desenhar as fitas na face MSP.

No manuseamento e montagem há que ter cuidado extra com a deposição de poeiras, visto que além dos orifícios existem os intervalos entre fitas que também podem ficar facilmente sujeitos a descargas por impurezas.

Por outro lado o facto da leitura do sinal se fazer na microestrutura (face MSP) não é muito atractivo do ponto de vista das consequências que isto poderá ter em caso de descarga na MHSP, uma vez que esta está acoplada à electrónica de leitura dos sinais, mas também se pode lidar com isto se

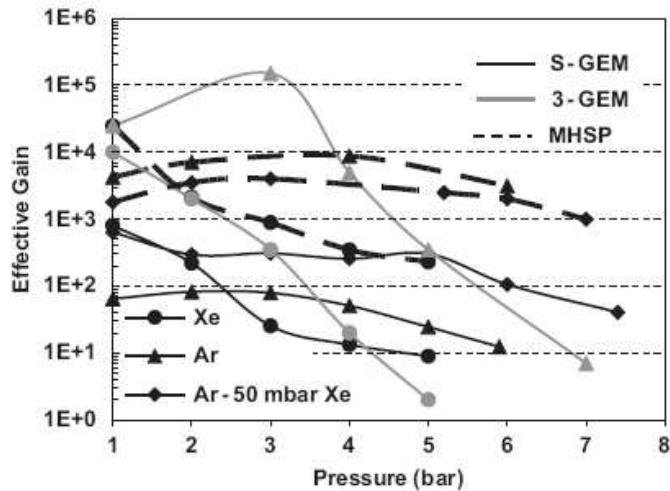


Figura 3.11: Ganho máximo em função da pressão para GEM [32], triple-GEM [33] e MHSP [34] em Xe, Ar e mistura Ar-50mbar Xe .

houver pré-condicionamento e a operação de polarização for cuidadosa.

3.3 GEM versus MHSP

A figura 3.11 exibe curvas de ganho máximo em função da pressão para *single*-GEM, *triple*-GEM e MHSP em Xe, Ar e mistura de Ar – 50mbar Xe [32].

Da comparação da curvas de ganho, observa-se que haverá vantagem, de um modo geral, em proceder à substituição do GEM por MHSP pela diferença no ganho apresentado que é cerca de uma ordem de grandeza superior na MHSP relativamente ao GEM.

Assim, com o objectivo de vir a operar a MHSP em xénon na câmara onde o GEM tem operado, projectaram-se dois quadros em cerâmica (figura 3.12) entre os quais a MHSP é colocada e dois suportes para esses quadros em

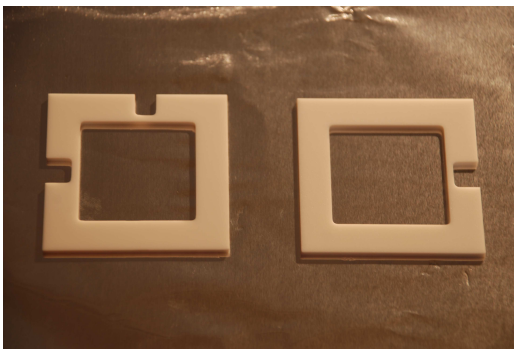


Figura 3.12: Quadros em cerâmica (*Macor*) para a MHSP.

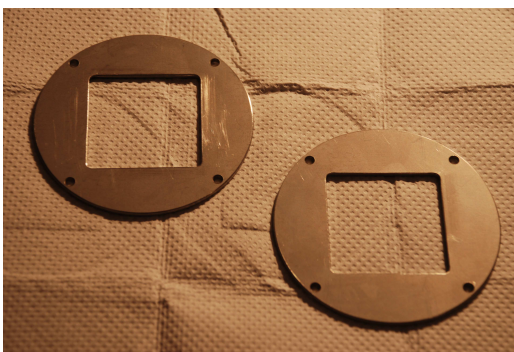


Figura 3.13: Suportes em aço inoxidável para os quadros da figura 3.12.

aço inoxidável (figura 3.13) idênticos aos suportes existentes para os quadros do GEM.

Os desenhos destas peças encontram-se em anexo. Ambos os conjuntos de peças foram executados⁸ e estão prontos a ser montados.

⁸Os quadros em cerâmica - *Macor* - foram executados pela empresa *McGeoch Technology Ltd - Precision Ceramics* (www.precision-ceramics.co.uk), e os suportes metálicos foram executados na oficina do LIP (<http://www-lip.fis.uc.pt/oficina/>).

Capítulo 4

Câmara e Procedimento Experimental

A câmara utilizada neste trabalho foi projectada e construída em 2004, na altura com uma configuração diferente de qualquer uma das que são aqui apresentadas. A configuração original permitiu estudar o funcionamento de GEM's em xénon gasoso a baixa temperatura [15]. Mais recentemente a câmara foi adaptada a duas outras configurações, onde se diminuiu a distância entre a fonte de radiação e o GEM de modo a estudar o funcionamento deste em duas fases.

A câmara é constituída por um "copo" em aço inoxidável e uma "tampa" do mesmo material, por onde se fazem as ligações com o exterior (figura 4.1).

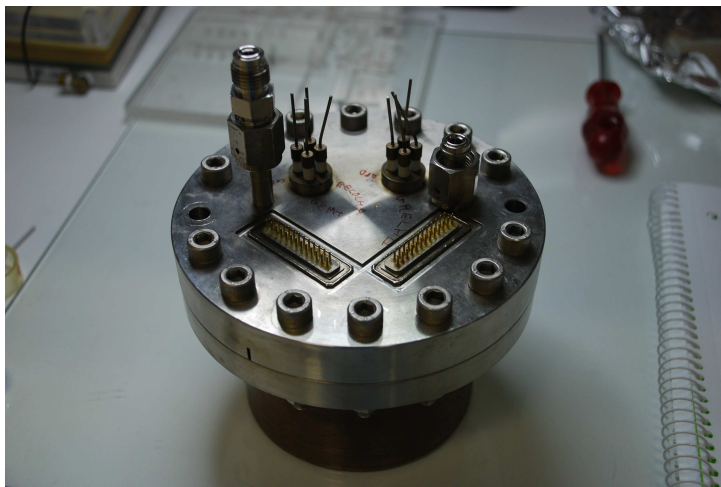


Figura 4.1: Vista exterior da câmara e da *flange* com as ligações para o exterior.

As especificações particularizadas na descrição do procedimento ao longo deste capítulo referem-se apenas ao último conjunto de medidas (*Run2*) apresentado no final do capítulo seguinte.

4.1 Constituição e Montagem da Câmara

Esta câmara tem o propósito de operar em gás ultra-puro¹ a baixa temperatura, por isso, os materiais que a constituem foram criteriosamente selecionados, uma vez que estes podem conter gases, humidade ou gordura nas suas superfícies. Da mesma forma os processos de limpeza utilizados não devem levar à criação de poros ou bolhas no material. Além disto, os materiais

¹A pureza é correntemente expressa em ppm ou ppb que traduz 1 molécula de impureza por 10^6 ou 10^9 átomos de xénon, respectivamente.

devem manter as suas propriedades ao longo da gama de temperaturas para a qual a câmara foi projectada.

Deste modo os materiais de eleição para este tipo de câmara, com os quais ela foi construída, são o aço inoxidável, o vidro, a cerâmica e o PTFE².

Sempre que é necessário fazer substituição de material no interior da câmara, é necessário fazer a limpeza dos componentes substituídos com acetona em ultrassons e as suas superfícies devem ser secas com azoto pressurizado, desde que este processo não os danifique.

Uma descrição detalhada sobre este assunto é apresentada em [15].

O interior da câmara deve ser manuseado em ambiente limpo uma vez que se pretende operar uma microestrutura com dimensões de canais e distância entre eléctrodos da ordem das dezenas de micron, em gás ultra-puro.

Note-se que a relevância da pureza do gás prende-se o fenómeno de captura dos electrões pelas moléculas de impurezas com electroafinidade positiva (moléculas electronegativas³) que, ao capturarem os electrões livres no LXe, formam iões negativos diminuindo o tempo de vida dos electrões que constituem o sinal.

²Politetrafluoretileno (*Teflon*).

³E.g., O_2 , N_2O , NO_2 , SF_6 , SO_2 e dímeros de halogénio. A molécula de O_2 torna-se a impureza mais significativa devido à sua abundância na atmosfera.

A montagem de toda a estrutura que está solidária com topo da câmara (figura 4.2) é extremamente delicada uma vez que todas as peças, em particular os quatro espaçadores por camada (figura 4.3), devem ficar perfeitamente alinhados e em equilíbrio, respeitando as distâncias entre planos pretendidas, de modo a que finalmente sejam colocadas as quatro varetas de vidro. Estas varetas possuem uma ranhura numa das extremidades onde é encaixada uma mola de modo a garantir a contiguidade das várias camadas.

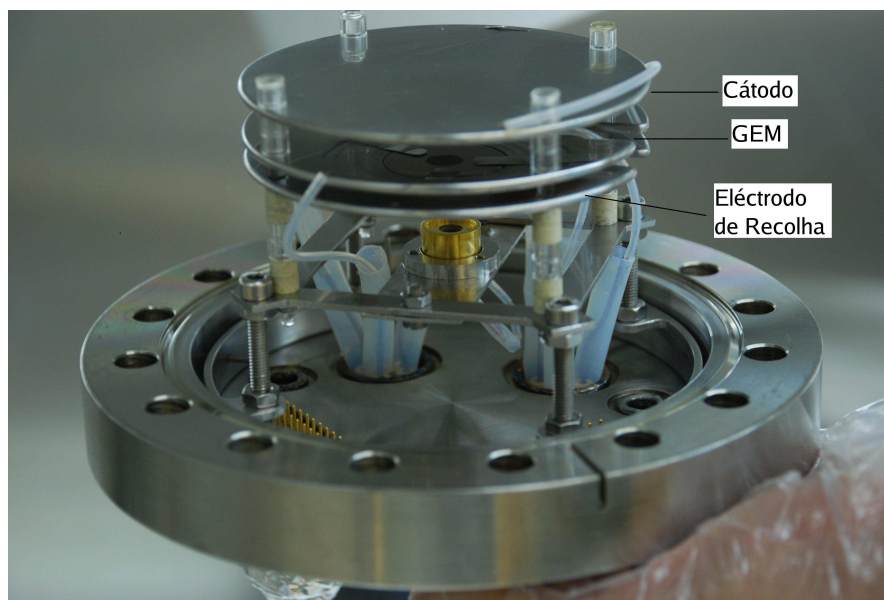


Figura 4.2: Interior da câmara em posição invertida relativamente à figura 4.1.



Figura 4.3: Espaçadores de vidro e cerâmica.



Figura 4.4: GEM com ligações nos eléctrodos.

Seguidamente a câmara é fechada e deve medir-se a resistência do GEM com um pico-amperímetro⁴, para ver se existem defeitos ou impurezas nos canais por onde possa haver condução entre os dois eléctrodos. A resistência deve ser $\gtrsim 1 G\Omega$.

⁴Electrómetro *Keithley 602*.

A configuração actual do interior da câmara está esquematizada na figura 4.5.

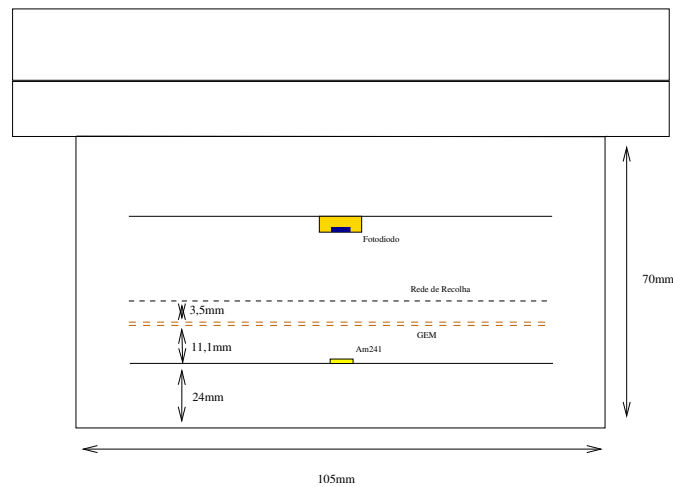


Figura 4.5: Dimensões e esquema do interior da câmara.

Começando a descrição no sentido ascendente, tem-se, a 24 mm da base do copo, o plano onde está posicionada a fonte de partículas α (fonte de ^{241}Am), usado como cátodo. Seguidamente, 11 mm acima, encontra-se o plano onde está posicionado o GEM. Um pouco mais acima, 3 mm , encontra-se o plano da rede de recolha. Por último, encontra-se um plano com um fotodiodo que permite a detecção de luz de cintilação proveniente do GEM⁵.

Os suportes da fonte de ^{241}Am e da rede de recolha são em aço inoxidável. O GEM está posicionado entre dois quadros de vidro, que fazem o suporte e isolamento do GEM, que por sua vez estão entre dois suportes de aço inoxidável. Um destes últimos, que está situado entre o GEM e o suporte da fonte, pode ou não ter (conforme as configurações pretendidas) uma rede em aço inoxidável com fios de $50\ \mu\text{m}$ de diâmetro e espaçamento de $1,5\text{ mm}$

⁵Neste trabalho a detecção de cintilação produzida pelo GEM não será abordada.

- rede de *Frisch*. Todos os suportes metálicos são posicionados por quatro varetas de vidro com espaçadores de cerâmica e vidro entre eles de modo a estabelecer as distâncias pretendidas.

A rede de recolha é constituída por fios de aço inoxidável, com $50\ \mu m$ de diâmetro, espaçados por $0,5\ mm$.

Finalmente, o GEM, fabricado pela 3M, com a espessura de camadas de $5/50/5\ \mu m$ - Cu/Kapton/Cu, possui orifícios com $70\ \mu m$ de diâmetro e um passo entre canais de $140\ \mu m$. A zona activa é uma área circular e possui um diâmetro de $25\ mm$.

4.2 Condicionamento do GEM

O condicionamento do GEM consiste em polariza-lo num ambiente gasoso supressor de descargas, neste caso azoto, para eliminar possíveis impurezas ou defeitos nos canais do GEM - pontas afiadas ou depósitos de cobre nos canais do GEM - que possam vir a danificá-lo com descargas em condições de medida. Assim o procedimento é o seguinte: liga-se o azoto em fluxo (à pressão atmosférica) à câmara e sobe-se a tensão no GEM em intervalos de $50\ V$, à taxa de $0,5\ V/s$ ⁶, e deixa-se estabilizar a corrente de fuga através do GEM durante alguns minutos⁷, sendo que este intervalo de tempo deve ser tanto maior quanto maior for a tensão aplicada enquanto que o intervalo de aumento da tensão deve ser menor para maiores valores de tensão. Em caso de ocorrência de descargas (subida abrupta de corrente) a tensão deve ser imediatamente diminuída até que a corrente estabilize e deve repetir-se o processo. O processo de aumento de tensão deve parar quando as descargas ocorrem sistematicamente a partir de um dado valor de tensão, significando assim que as descargas que estão a ocorrer já não estão a consumir os defeitos ou impurezas que as provocam. Após uma primeira subida de tensão

⁶Na fonte de alta tensão a corrente deve estar limitada a $100\ nA$.

⁷Electrômetro *Keithley 602*.

deve retirar-se gradualmente a tensão do GEM e o detector deve ficar em fluxo durante várias horas para limpar. Pode repetir-se o processo novamente podendo eventualmente conseguir-se um limite de tensão superior ao anterior, devido à limpeza em fluxo efectuada. Tipicamente, no final, o GEM deve aguentar sem descargas até 500V com azoto em fluxo.

O GEM existente na câmara (configuração inicial) foi polarizado gradualmente até 800 V mas apresentava uma corrente de tal modo elevada que a resistência se manteve da ordem de $\sim 10 M\Omega$, verificando-se que estava inutilizado⁸.

A câmara foi levada para ambiente limpo, onde se fez a substituição do GEM⁹.

O GEM novo foi condicionado, tal como a descrição acima, até à tensão de polarização de 550 V, sem ocorrência de descargas, onde exibiu cerca de 10 pA de corrente de fuga, traduzindo-se numa resistência de $5.5 \times 10^4 G\Omega$.

4.3 Detecção de Fugas

Depois do GEM condicionado, deve investigar-se se existem fugas na câmara de modo a eliminá-las. Este teste faz-se com um detector de fugas¹⁰ que, no essencial, é constituído por duas bombas de vazio - uma rotativa, para baixo vazio (até $10^{-3} mbar$) e uma turbomolecular, para alto vazio (até $< 10^{-5} mbar$), um medidor de pressão e por um sistema de espectrometria de massa calibrado para hélio com sensibilidade variável. Assim, faz-se vazio na câmara e direcciona-se uma ponta fina de um tubo ligado a uma garrafa de

⁸Esta suspeita já existia visto que da última vez que tinha sido usado em Xe, já apresentava problemas, no entanto um condicionamento em azoto poderia vir a recuperá-lo, uma vez que se podem alcançar tensões mais elevadas.

⁹Entre o fecho da câmara e o condicionamento, o GEM não deve ser deixado em contacto com o ar de modo a prevenir a acumulação de humidade, o que diminuiria a sua resistência. Se houver compasso de espera entre os dois procedimentos deve bombear-se a câmara ou enche-la com gás seco.

¹⁰Sistema de bombeamento e detecção de fugas *Alcatel ASM 110 Turbo CL*.

hélio, a todas as zonas críticas da câmara (juntas, ligações para o exterior, etc). Se houver alguma fuga, o detector detecta imediatamente o hélio que entrou para a câmara na zona da fuga e o espectrómetro responde nesse instante com um desvio no mostrador .

Procedeu-se ao bombeamento da câmara durante dois dias. Verificando-se que existiam fugas - a pressão na câmara era ainda de $\sim 10^{-4} \text{ mbar}$ - estas foram eliminadas até se atingir uma pressão na câmara de $\sim 10^{-6} \text{ mbar}$.

4.4 Desgaseficação e Enchimento

Depois das fugas eliminadas, em geral com maior aperto nas junções, fez-se uma desgaseficação por aquecimento da câmara com uma fita resistiva¹¹ (figura 4.6) até cerca de 75°C , durante aproximadamente três dias, em simultâneo com o bombeando a câmara. Os tubos ligados à câmara também foram aquecidos com ar quente de modo a serem desgaseficados. A pressão foi monitorizada ao longo do tempo (10^{-6} mbar , no início do aquecimento) até chegar a cerca de 10^{-7} mbar , momento em que se desligou a bomba de vazio.

Seguidamente encheu-se a câmara com GXe, à pressão de 2 bar .



Figura 4.6: Desgaseficação da câmara e tubos de entrada/saída de gás por aquecimento.

¹¹Elemento de aquecimento *Hotfoil*.

4.5 Polarização e Leitura dos Sinais

4.5.1 Interior da Câmara

As figuras 4.7 e 4.8 mostram o esquema da montagem electrónica da câmara nas duas configurações cujos resultados das medidas são apresentados neste trabalho - configuração A (anterior) e B (actual).

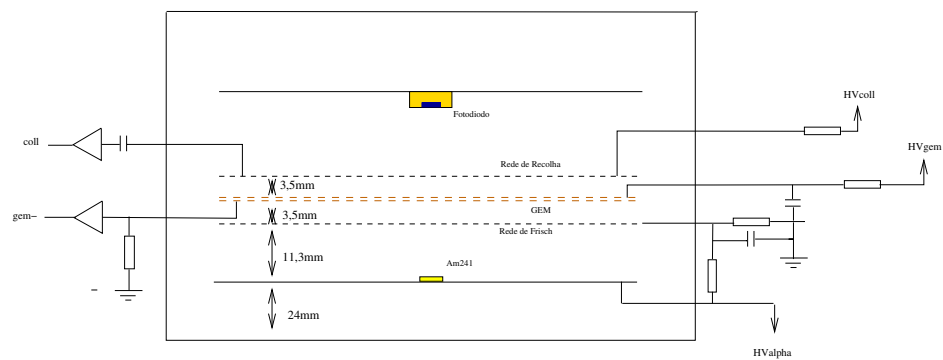


Figura 4.7: Configuração A.

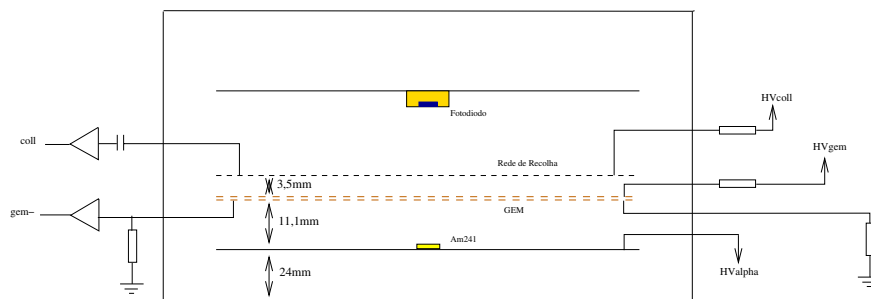


Figura 4.8: Configuração B

Ambas as configurações possuem um plano inferior, que contém a fonte de partículas α , é polarizado com a tensão negativa HV_{alpha} funcionando como cátodo. A face inferior do GEM está a $0V$, de onde é extraída uma das saídas de sinal ($gem-$), e a face superior é polarizada com a tensão positiva HV_{gem} . Um pouco mais acima, encontra-se o plano da rede de recolha polarizada com a tensão positiva HV_{coll} , onde é retirada uma outra saída de sinal ($coll$). No primeiro caso (figura 4.7), existe ainda uma rede de Frish posicionada entre o plano da fonte e o GEM. O propósito desta rede é eliminar o efeito de orientação das partículas α na medida da carga que chega ao GEM, nas medições em que a fonte de ^{241}Am está na fase gasosa. A rede deve ser posicionada por forma a garantir a transparência eléctrica¹² e, simultâneamente, concedendo o espaço necessário para a deposição de energia devido ao alcance das partículas α no meio em causa.

Existem duas diferenças entre as duas configurações que surgiram no sentido de otimizar a eficiência e uniformidade na emissão dos electrões da fase líquida para a fase gasosa. A primeira prende-se com a remoção da rede de Frisch¹³ (de A para B), e a segunda diferença tem a ver com a distância entre o plano da fonte e o plano do GEM, que é maior na configuração A ($14,8\text{ mm}$) do que na B ($11,1\text{ mm}$), e cuja diminuição favorece o aumento do campo eléctrico nessa zona para a mesma tensão de polarização.

A polarização do GEM é uma tarefa extramamente delicada, uma vez que o GEM pela sua configuração e geometria é muito susceptível a descargas, e estas podem afectar o seu desempenho ou mesmo inutilizá-lo. Assim sendo, a

¹²A relação entre os campos de proveniência e destino, E_1 e E_2 , dada por $\frac{E_2}{E_1} > \frac{(1+2\pi r/d)}{(1-2\pi r/d)}$ determina a máxima transparência da rede de Frish (com fios de raio r e espaçamento d) aos electrões [15].

¹³Este procedimento teve dois objectivos: diminuir a instabilidade do campo eléctrico à superfície do líquido, de forma a não prejudicar a emissão de electrões para a fase gasosa, e, uma vez que para garantir a transparência eléctrica na rede de Frish é necessário que o campo de destino seja muito maior que o de proveniência e sendo este já bastante grande o segundo teria que ser tal modo elevado que favoreceria a ocorrência de descargas.

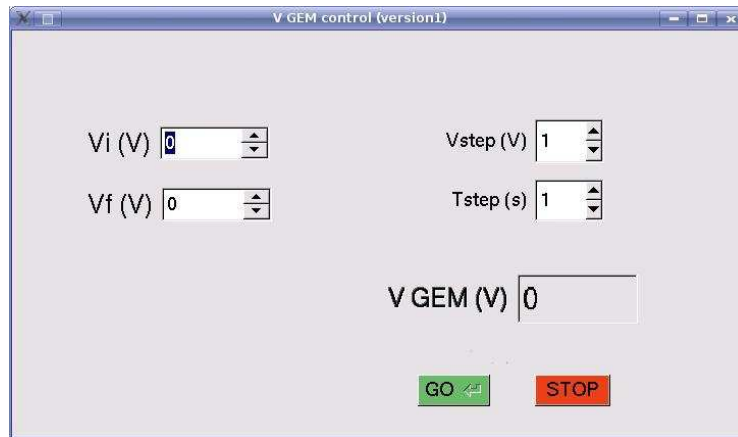


Figura 4.9: Exemplo de um interfaces gráfico usado no controlo e monitorização da tensão no GEM.

polarização do GEM deve ser feita de forma gradual havendo especial cuidado à medida que se aumenta a tensão, não excedendo $\approx 5 V/s$, monitorizando a corrente que deve estar limitada na fonte.

A polarização é controlada por software¹⁴, sendo que o utilizador define o limite de tensão que pretende atingir e a taxa a que se pretende polarizar o GEM (figura 4.9). Uma vez que a corrente também está a ser monitorizada, em caso de eventuais descargas, a tensão pára de subir e desce à mesma taxa até que a corrente estabilize.

4.5.2 Exterior da Câmara

A electrónica à saída da câmara está montada em duas placas, uma por onde se extrai o sinal dos eléctrodos - face inferior do GEM (*gem-*) e rede de recolha (*coll*) - e se faz a pré-amplificação, e outra por onde é feita a

¹⁴O software implementado na linguagem *C++*, foi programado para comunicar com uma unidade de aquisição em rede com *hardware* D/A e A/D (*webDAQ/100*) e usa o interface gráfico *Fluid* na plataforma *Code::Blocks IDE*.

alimentação da placa de sinal e a polarização do detector. Estas duas placas são montadas numa estrutura acoplada ao topo da câmara.

Os três sensores de platina resistivos¹⁵ estão posicionados ao longo da câmara; dois no "copo" (no fundo e no meio da câmara) e um na "tampa" (topo da câmara). Estes sensores são acoplados na superfície da câmara usando uma pasta térmica¹⁶ para otimizar o contacto na medida da temperatura.

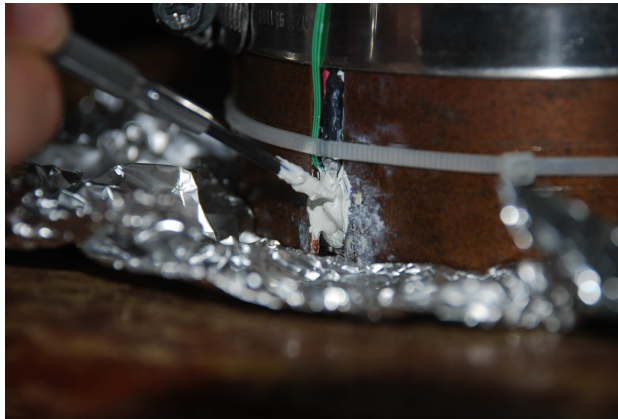


Figura 4.10: Pormenor do acoplamento dos sensores de temperatura com pasta térmica.

Para polarizar o detector conta-se com duas fontes de alta tensão. Uma¹⁷, para polarizar o cátodo com a tensão HV_{alpha} (canal B, polaridade negativa) e a rede de recolha com HV_{coll} (canal A, polaridade positiva), e outra¹⁸ para

¹⁵Sensores de temperatura *Labfacility PT100*.

¹⁶Pasta térmica *Thermalcote, Thermalloy Inc.*

¹⁷Fonte de alta tensão *CAEN N471*.

¹⁸Fonte de alta tensão *CAEN N471A*.

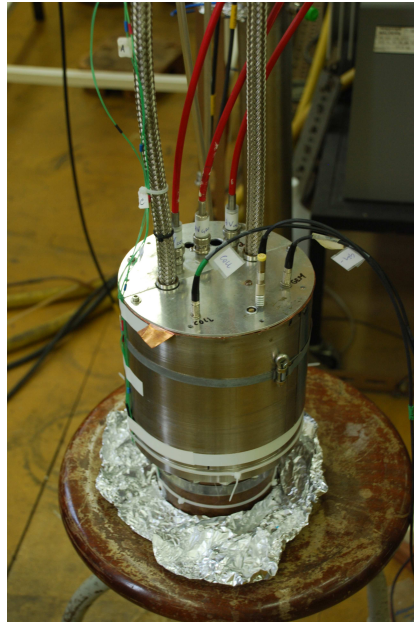


Figura 4.11: Câmara com as ligações para o exterior.

polarizar o GEM com a tensão HV_{gem} (Canal A, polaridade positiva). Esta última foi adaptada para controlo por software. Nas linhas de polarização entre HV_{gem} e HV_{coll} e a câmara existem filtros para eliminar ruído de alta frequência.

Cada um dos sinais ($gem-$ e $coll$) passa por um pré-amplificador de baixo ruído¹⁹ cuja saída é injectada numa unidade de formatação e amplificação²⁰, que é depois analisada no MCA²¹.

¹⁹Pré-amplificador *Cremat-110*.

²⁰Amplificador *Camberra, Spectroscopy Amplifier 2021*.

²¹Multicanal *Camberra*.

4.6 Circuitos de Gás e Purificação do Xénon

O circuito de gás por onde se faz passar o xénon para purificar, encher e esvaziar a câmara é, à primeira vista, muito complexo, como mostra a figura 4.12, porque foi desenhado para várias aplicações.

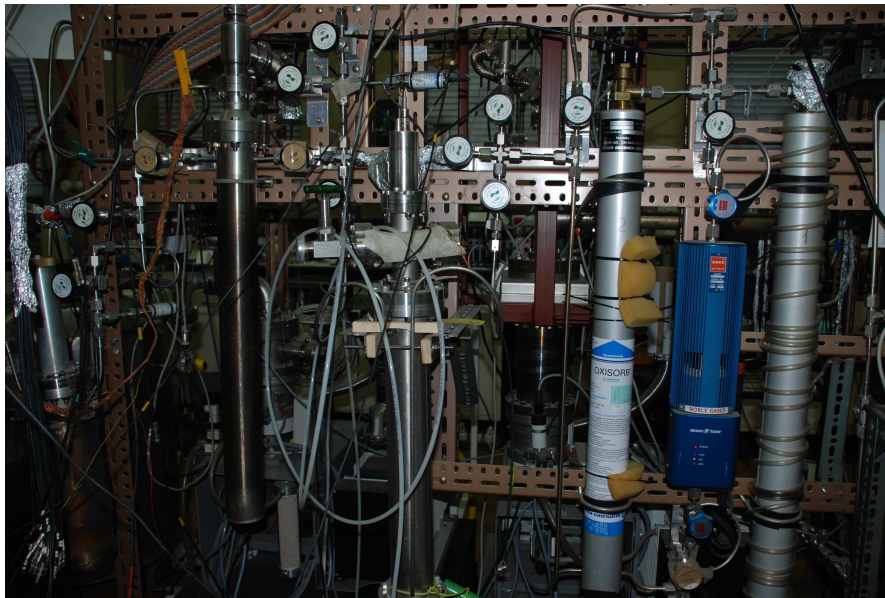


Figura 4.12: Parte do circuito de gás fechado para operar unicamente com xénon.

A figura 4.13 mostra um esquema da linhas de gás, presentes naquele sistema, que interessam para este trabalho.

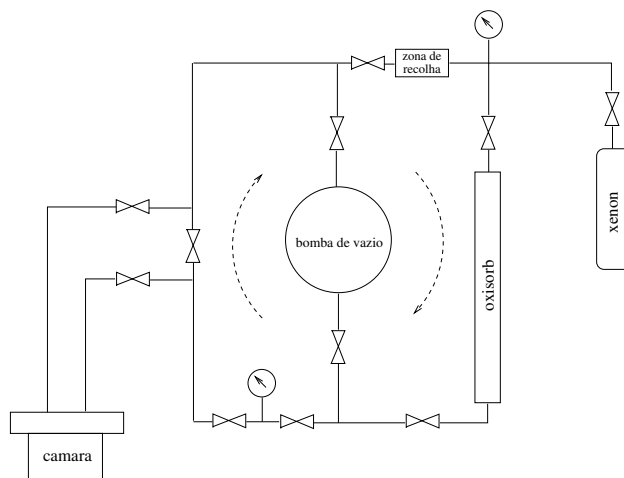


Figura 4.13: Circuito de xénon utilizado.

Quando a câmara é ligada ao sistema de gás, faz-se o bombeamento utilizando os dois estágios da *bomba de vácuo* (rotativa, até 10^{-3} mbar e depois a turbomolecular, que desce até 10^{-9} mbar). Antes do xénon ser admitido na câmara, deve passar pela coluna de purificação - *Oxisorb* - que faz a captura de impurezas que o xénon pode conter, nomeadamente, H_2O e O_2 ²². Deste modo, enche-se o *Oxisorb* com xénon proveniente da garrafa, esta é fechada e de seguida fornece-se à câmara o xénon purificado do *Oxisorb*. Quando é necessário recolher xénon da câmara, arrefece-se a *zona de recolha*, antes da garrafa, com LN e o xénon volta para o *Oxisorb*. Este processo deve repetir-se algumas vezes quando é necessário limpar o xénon que está na câmara.

Ao longo do circuito existem vários manómetros que permitem monitorizar a pressão na câmara, no oxisorb e na garrafa.

²²A coluna de purificação captura maioritariamente H_2O e O_2 e minoritariamente C_2H_6 , C_3H_8 , NO , SO_2 , etc...

4.7 Arrefecimento e Estabilização de Temperatura

O controlo e conseqüente estabilização da temperatura da câmara é crucial para a estabilidade nas medidas num detector de duas fases, uma vez que, a temperatura da superfície do líquido determina a pressão dos vapores saturados que por sua vez afecta fortemente o ganho observado. Além de que o nível de LXe também depende deste controlo.

Para proceder ao arrefecimento da câmara até que se forme LXe no seu interior, é necessário diminuir a temperatura da câmara até valores da ordem de -100 C . Isto é conseguido colocando a câmara num crióstato em aço inoxidável, com isolamento por vacuo, que se vai enchendo com LN (figura 4.14). Através da condução térmica entre o crióstato e a câmara consegue-se estabelecer um fluxo de frio que depende do nível de LN no crióstato.

O nível de LN no crióstato é controlado através de um medidor de nível capacitivo cilíndrico, instalado na base do crióstato, projectado para medir o nível de LN até 20 cm de altura com uma sensibilidade de $\sim 0,5\text{ pF/cm}$ (figuras 4.14 e 4.15).

A capacidade é medida por uma placa de electrónica que possui um oscilador, sendo a capacidade convertida em tensão e, por software, em nível de LN.

Para manter a câmara a uma temperatura acima da temperatura do azoto líquido ($-196\text{ }^\circ\text{C}$), está previsto um sistema de aquecimento que consiste num elemento de aquecimento resistivo²³, enrolado em torno da câmara desde a

²³Elemento de aquecimento *Hotfoil*.

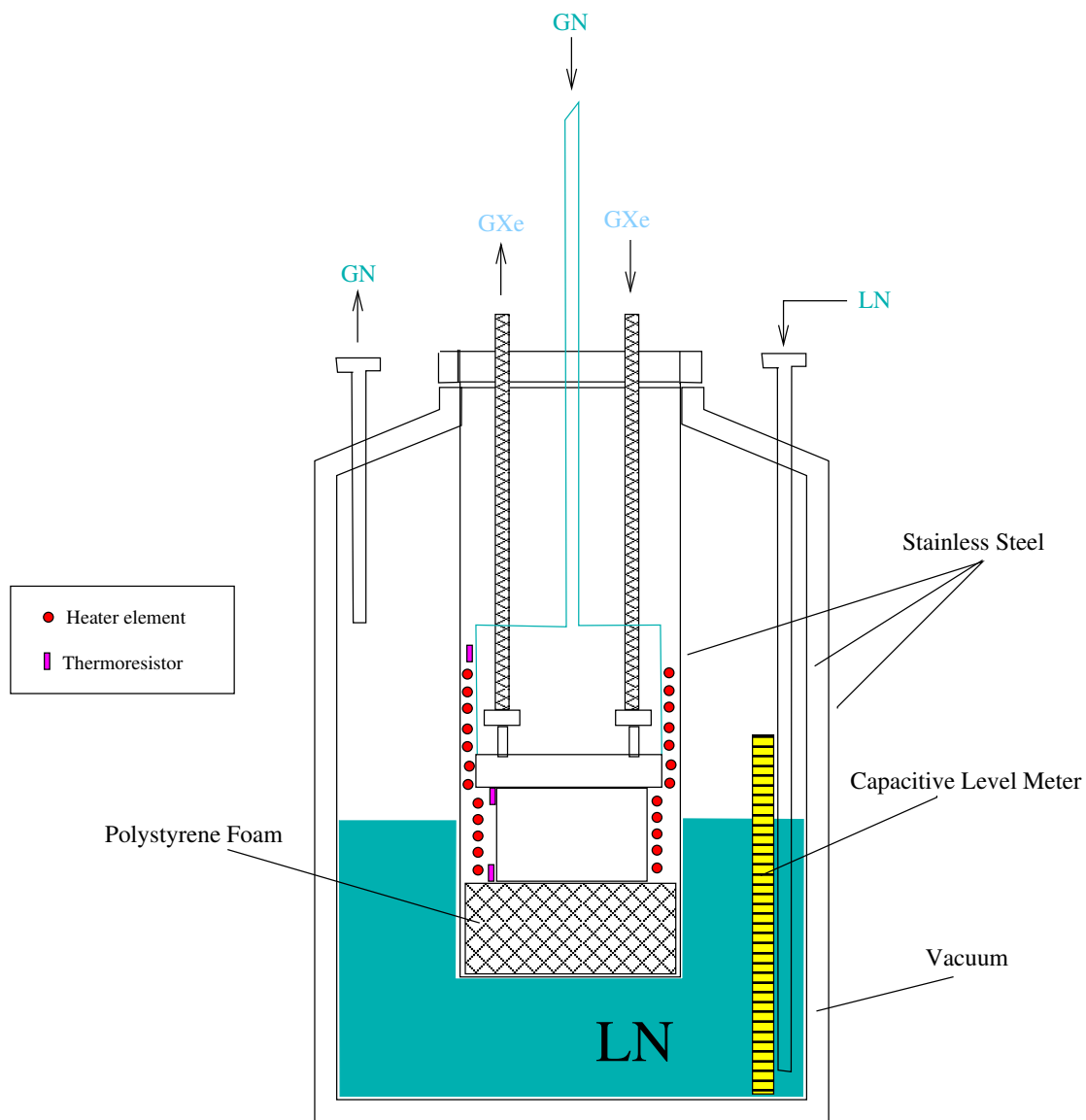


Figura 4.14: Esquema do crióstato fechado em corte.



Figura 4.15: Medidor de nível no crióstato aberto durante a calibração.

base até ao topo, cuja temperatura é controlada pela corrente que lhe é injectada.

Além disto, como se tornou evidente durante as medições, o arejamento da *flange* superior da câmara com um pequeno fluxo de gás, com temperatura superior, ajudou a controlar a temperatura da câmara. Este sistema consiste num tubo flexível introduzido na zona superior da câmara (onde se encontra a electrónica de pré-amplificação) proveniente de um frasco com LN. O objectivo inicial desta montagem seria apenas minimizar a eventual condensação de humidade junto à electrónica, mas acabou por se revelar muito útil, no último conjunto de medidas, quando permitiu subir a temperatura no topo da câmara relativamente ao fundo, e consequentemente no GEM, quando este já tinha atingido uma temperatura inferior à desejada.

O processo de enchimento até que a câmara atinja uma temperatura de $\approx -100^\circ\text{C}$ demora algumas horas (figura 4.16).

Quando a temperatura na câmara começa a descer deve colocar-se o sistema que injecta o fluxo de gás à temperatura ambiente (referido no parágrafo anterior) para evitar a condensação de humidade na electrónica. Quando a



Figura 4.16: Enchimento do crióstato com LN.

temperatura da câmara atinge a temperatura do LXe, este começa a formar-se, baixando a pressão de vapor e inicia-se o procedimento referido na secção seguinte (4.8). A estabilização da temperatura é conseguida controlando o gradiente de temperatura no corpo da câmara, com o nível de LN e com fluxo de gás no topo da câmara.

4.8 Controlo do Nível de LXe na Câmara

Este é, sem dúvida, o ponto mais delicado de todo o sistema visto que o nível de LXe não é apenas controlado pelo nível de LN no crióstato, mas também pela pressão de vapor na câmara.

Quando se arrefece a câmara de modo a favorecer a formação de LXe a uma determinada pressão de vapor, essa pressão vai diminuir e pode-se injectar mais GXe na câmara para formar mais líquido até atingir a pressão anterior. Ora, sabendo que se se injectar N_i vezes a pressão P de GXe na câmara se atinge uma altura h_i de LXe, pode estabelecer-se uma relação entre NP e h de modo a controlar o nível de LXe na câmara (equação 4.1).

$$h = \alpha^{-1}NP \quad \text{com} \quad \alpha = \frac{N_i P}{h_i} \quad (4.1)$$

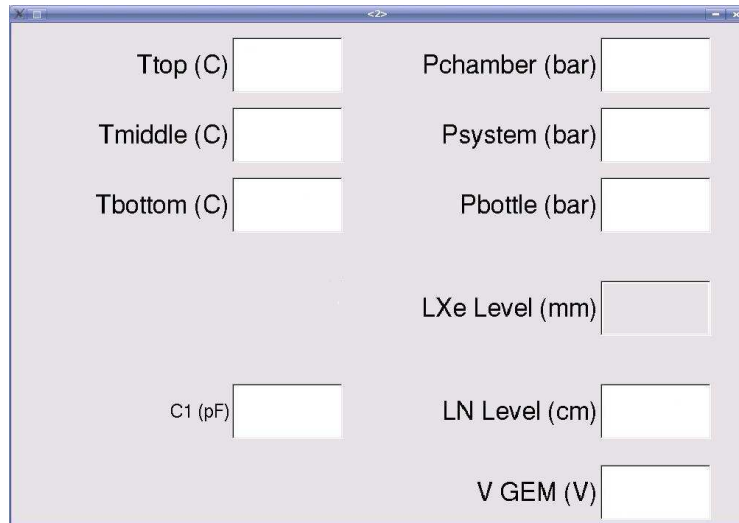


Figura 4.17: Interface gráfico para monitorização da experiência.

Esta calibração é feita medindo o sinal de carga na face inferior do GEM (*gem-*) de modo que, assim que existe LXe logo acima do plano do catodo (que contém a fonte de partículas α) o sinal desaparece, uma vez que as partículas α são atenuadas numa fina camada de LXe.

A grande desvantagem deste método é que se têm apenas controlo na subida do nível de LXe, uma vez que no caso de se pretender diminuir o nível diminuindo a pressão de vapor, fazendo a recolha de GXe da câmara, fica-se sem informação descendente.

A imagem da figura 4.17 mostra o interface²⁴ que visa monitorizar, entre outros, os parâmetros abordados neste capítulo: a temperatura em vários pontos da câmara, a pressão em vários pontos do sistema, a tensão no GEM e o nível de LN no crióstato. Apesar o indicador de nível de LXe aparecer na figura 4.17 como campo inactivo, está prevista a sua implementação.

²⁴O software implementado na linguagem *C++*, foi programado para comunicar com uma unidade de aquisição em rede com *hardware* D/A e A/D (*webDAQ/100*) e usa o interface gráfico *Fluid* na plataforma *Code::Blocks IDE*.

Capítulo 5

Medidas e Resultados

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais obtidos com GEM em xénon gasoso e em vapor de xénon em equilíbrio com a fase líquida a várias temperaturas. As medições foram efectuadas com a câmara descrita no capítulo 4.

Estudos recentes, com três GEMs em cascata num detector de duas fases, exibem um ganho de 200, no entanto com uma resolução pobre devido a falta de estabilidade na temperatura e de pureza do gás [20].

Para determinar o ganho visível (Q_{ext}/Q_0) é necessário medir Q_o e Q_{ext} . O primeiro parâmetro traduz a carga extraída do líquido que chega à face inferior do GEM, na situação em que o GEM não está polarizado (a tensão na face superior é igual à tensão na face inferior - $HV_{gem} = 0V$) e, portanto, é medida pelo sinal em *gem-* (figura 5.1). O segundo parâmetro traduz a carga multiplicada, proveniente do GEM polarizado ($HV_{gem} \neq 0V$), que chega à rede de recolha, e o sinal é medido em *coll* (figura 5.1).

Ambos os parâmetros, Q_0 e Q_{ext} , foram medidos através de espectros adquiridos com o MCA.

5.1 Xénon na Fase Gasosa e Vapor Saturado

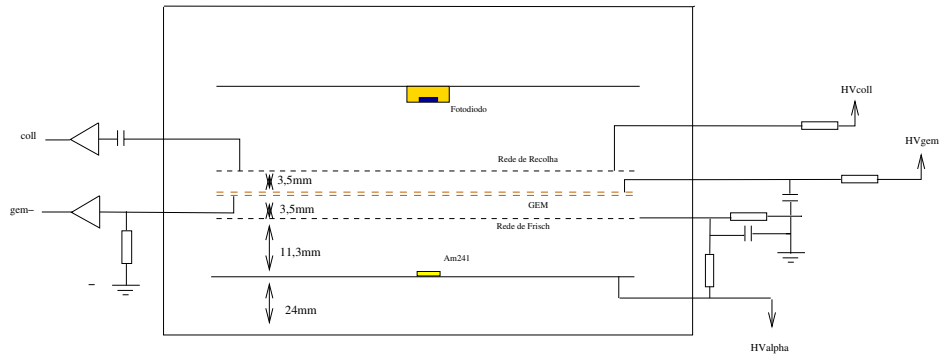
Foi realizado um estudo comparativo, para dois valores de densidade de xénon, $4,9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ e $6,1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, para as temperaturas¹ de 25°C , -90°C no gás e -102°C em vapor de xénon saturado, que se baseou na medição do ganho visível (Q_{ext}/Q_0) em função da tensão no GEM (HV_{gem}) e do campo de extracção (E_{ext})².

A figura 5.1 mostra o esquema do interior da câmara usada nestas medições.

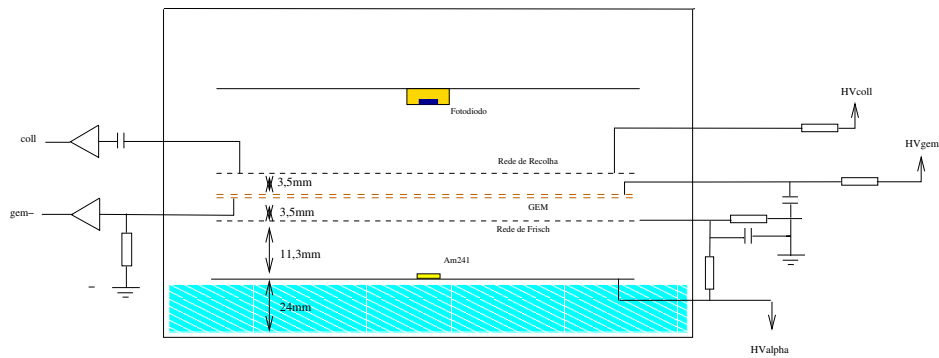
A condição de vapor saturado foi criada enchendo a câmara com LXe até 1 mm abaixo do cátodo (figura 5.1 (b)).

¹Valores de temperatura no fundo da câmara.

²Considerou-se ganho máximo quando se obtém o espectro com uma duração mínima de 1 minuto sem ocorrência de descargas.



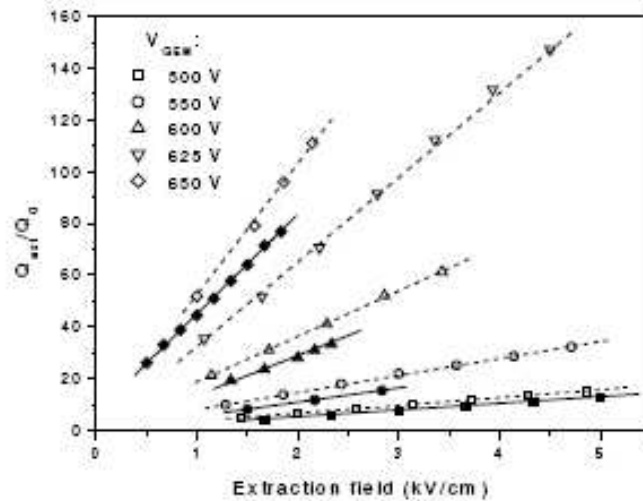
(a) Gás



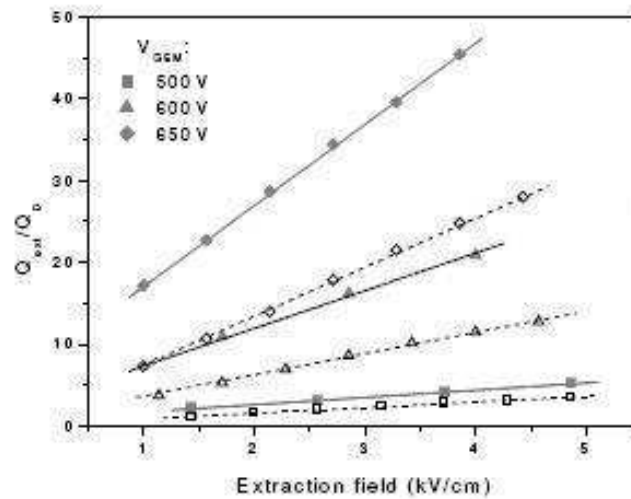
(b) Vapor Saturado

Figura 5.1: Medição em gás (a) e vapor saturado (b), com a rede de Frish - Configuração A.

Os gráficos da figura 5.2 exibem o ganho visível em função do campo de extracção nas várias condições para as duas densidades.



(a) $T=+25$ C - símbolos fechados. $T=-90$ C - símbolos abertos.



(b) $T=-90$ C - símbolos abertos. Vapor Saturado ($T=-102$ C) - símbolos cinzentos.

Figura 5.2: Ganho em função do campo de extração para cada uma das densidades, $4,9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (a) e $6,1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (b).

De ambos os gráficos podem tirar-se várias conclusões. Observam-se maiores valores de ganho visível para maiores valores de tensão no GEM, fixando o campo de extracção, o que é natural porque ao aumentar o campo na região de multiplicação (neste caso, canais do GEM), o numero de ionizações por electrão por unidade de comprimento aumenta, aumentando assim a produção de carga que constitui o sinal. Verifica-se também que o ganho visível aumenta com o campo de extracção fixando a tensão no GEM. Isto deve-se ao facto de que, quanto maior for o campo de extracção menor será a quantidade de carga capturada pela superfície superior do GEM e maior será a carga recolhida no eléctrodo de recolha³. E ainda, comparando os dois gráficos da figura 5.2, para o mesmo campo de extracção, campo de multiplicação idêntico e para a mesma temperatura ($T = -90^\circ C$), observa-se um menor valor de ganho para uma densidade maior. Isto prende-se com facto do caminho livre médio dos electrões entre colisões que recebem energia do campo, ser menor para uma densidade maior, daí que a energia média ganha entre colisões seja menor, logo o ganho seja menor.

Observa-se também (gráfico a ou b da figura 5.2), que o ganho visível é tanto maior quanto menor for a temperatura, para a mesma densidade, o que poderá dever-se à maior concentração de dímeros (Xe_2), com potenciais de ionização mais baixos, no caso da temperatura mais baixa. Observa-se ainda (gráfico a da figura 5.2), que há uma maior estabilidade na operação a baixa temperatura, permitindo a extracção de uma maior fracção de carga multiplicada pelo GEM.

³Existe um limite no valor do campo de extracção a partir do qual a relação entre o ganho e o campo deixa de ser proporcional, correspondendo à situação em que todos os electrões emergentes do GEM são recolhidos pelo eléctrodo de recolha. Este limite não foi atingido nas nossas medições.

A tabela 5.1 exhibe os valores máximos de ganho visível obtidos sob as várias condições para as duas densidades em estudo.

<i>Temperatura</i>	$25^{\circ}C - gas$			$-90^{\circ}C - gas$		
<i>Densidade</i>	p (bar)	Q_{ext}/Q_0	V_{gem} (V)	p (bar)	Q_{ext}/Q_0	V_{gem} (V)
$4,9 \times 10^{19} cm^{-3}$	2,0	80	650	1,2	150	625
$6,1 \times 10^{19} cm^{-3}$	2,5	45	700	1,5	110	715

<i>Temperatura</i>	$-102^{\circ}C - vapor saturado$		
<i>Densidade</i>	p (bar)	Q_{ext}/Q_0	V_{gem} (V)
$4,9 \times 10^{19} cm^{-3}$	-	-	-
$6,1 \times 10^{19} cm^{-3}$	1,4	45	650

Tabela 5.1: Ganho máximo atingido nas diferentes condições.

Estes resultados foram objecto de publicação na revista *Nuclear Instruments and Methods* em 2007⁴.

5.2 Xénon em Duas Fases

A rede de Frish foi retirada e a distância entre o cátodo e o GEM foi reduzida sendo agora de 11,1 mm. A distância entre o GEM e a rede de recolha foi mantida, relativamente à configuração A, 3,5 mm.

Devem salientar-se duas diferenças fundamentais na detecção em líquido relativamente à operação em gás. Uma prende-se com o fenómeno de recombinação (figura 2.15), referido na secção 2.2.2, em que apenas uma pequena fracção da carga gerada pelo traço escapa à recombinação e se dirige para a

⁴[7] - V.Solovov et al, *Operation of gas electron multipliers in pure xenon at low temperatures*, (2007).

fronteira de fases⁵. A outra tem a ver com a fracção de electrões que atravessam a fronteira, processo de emissão (figura 2.16) referido em 2.2.3, uma vez que só parte deles são extraídos do líquido para o gás⁶.

Nas medições do ganho, estes efeitos são compensados quando se divide a carga recolhida, após a multiplicação no GEM, pelo valor de Q_0 - carga que chega à face inferior do GEM.

Nesta secção, são apresentados dois conjuntos de medidas nesta nova configuração (configuração B), designados por *Run 1* e *Run 2*.

A tabela 5.2 apresenta as condições em que foram efectuadas as medições. Além da pressão, mais baixa no caso do *Run 2*, outra diferença substancial prende-se com uma melhor estabilização da temperatura neste último *run*.

	<i>Densidade</i>	<i>Temperatura</i>	<i>Pressao</i>
<i>Run 1</i>	$6,1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$-102 \text{ }^\circ\text{C}$	$1,4 \text{ bar}$
<i>Run 2</i>	$4,71 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$-109 \text{ }^\circ\text{C}$	$1,04 \text{ bar}$

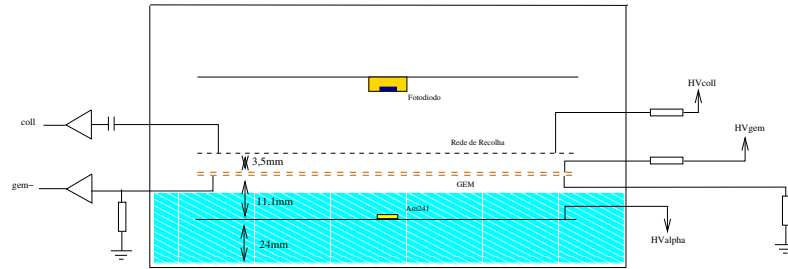
Tabela 5.2: Densidade, temperatura (fundo da câmara) e pressão do xénon para os dois *runs*.

5.2.1 *Run 1*

A figura 5.6 exhibe o esquema do interior da câmara com a respectiva leitura electrónica na configuração B, onde a altura de LXe é de 7 mm acima do cátodo.

⁵Da carga criada pelo traço da partícula α de energia $5,5 \text{ MeV}$ no líquido relativamente ao gás, apenas 5% é extraída para o sinal, os restantes 5% sofrem recombinação, para um valor de campo no líquido de 4 kV/cm [29].

⁶Num campo de 4 kV/cm no líquido, apenas 80% dos electrões que atingem a superfície atravessam para o gás [35].



(a) Duas Fases

Figura 5.3: Medição em duas fases - Configuração B. Nível de LXe $\approx 7mm$ acima do cátodo - *Run 1*.

O cátodo foi polarizado com a tensão negativa de $6kV$ e fez-se variar a tensão no GEM até $650V$ mantendo-se constante a tensão na rede de recolha de $1,37kV$.

Note-se que com um campo eléctrico de $\approx 4kV/cm$ no líquido ($6kV$ no cátodo) apenas 80% dos electrões que chegam ao limite entre LXe e GXe são extraídos para o gás (processo referido em 2.2.3, figura 2.16). Além disto, é importante enfatizar e relembrar que para este valor de campo no líquido ($\approx 4kV/cm$) a carga extraída do traço de uma partícula α é cerca de 5% da carga extraída de um traço da mesma radiação no gás, tal como referido em 2.2.2.

A figura 5.4 exhibe um espectro adquirido em duas fases, para uma tensão no GEM de $625V$ e um campo de extracção de $5,7kV/cm$, onde o ganho é cerca de 15. O pico estreito no canal 130 deve-se a impulsos de calibração.

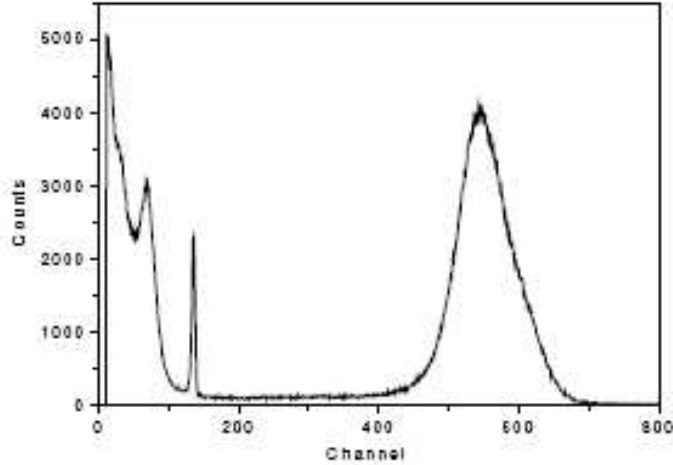


Figura 5.4: Espectro obtido em duas fases ($HV_{gem} = 625 V$ e $Q_{ext}/Q_0 = 15$).

Da análise do espectro, observa-se o pico principal, devido à radiação α da fonte de ^{241}Am de $5,5 MeV$, centrado no canal ≈ 550 , e observa-se também um pico à esquerda perto do canal 70 que se deve à radiação γ de $60 keV$ também emitida pela fonte.

A primeira observação que surge parece ser a incongruência destes dois picos se apresentam tão próximos. Se os $60 keV$ estão no canal 70 esperar-se-ia que os $5,5 MeV$ estivessem no canal 6417^7 e não no 550! É aqui que o fenómeno de recombinação no meio líquido se faz notar, uma vez que apenas uma pequena fracção da energia depositada no líquido pela radiação α se traduzirá em carga detectada. No entanto o pico de $60 keV$ praticamente não é afectado, tal como referido na secção 2.2.2, porque o coeficiente de recombinação de carga no líquido é muito maior no caso da radiação α do que no caso da radiação γ .

⁷Admitindo que a extracção de carga produzida pela radiação γ no líquido é de 100%.

Assumindo que a recombinação dos traços de electrões é desprezável e que o valor do W -value é igual para electrões e partículas α , pode estimar-se a fracção de carga extraída dos traços das partículas α como $\approx 0,085$. A diferença entre este valor e o valor esperado de 0,05 (de acordo com a literatura) pode indicar que uma das suposições ou ambas podem não se verificar com exatidão.

O coeficiente de recombinação k pode também ser estimado segundo o modelo de Jaffé (secção 2.2.2) de acordo com o qual a fracção de carga inicial que escapa à recombinação no campo \mathbf{E} deriva da equação 2.16 e é dada por,

$$\frac{Q(\mathbf{E})}{Q_0} = \frac{1}{1 + \frac{k}{\mathbf{E}}}$$

A estimativa dá $k \approx 43 \text{ kV/cm}$ que é significativamente maior que o respectivo coeficiente para o caso de electrões ($k \approx 1 \text{ kV/cm}$, ver figura 2.15).

O pico principal exhibe um maior alargamento à direita do que à esquerda, provavelmente isto estará relacionado com a detecção simultânea de partículas α e fótons γ de 60 keV . Fazendo um ajuste gaussiano ao lado esquerdo obtem-se uma resolução em energia de 13,5% ($FWHM$) e ajustando à direita obtem-se 16% ($FWHM$).

O gráfico da figura 5.5 mostra a variação do ganho visível com a tensão no GEM. Note-se que o ponto para 650 V , da figura 5.5, foi calculado por extrapolação para $E_{ext} = 2 \text{ kV/cm}$ com base nas medidas para valores de E_{ext} inferiores, com o objectivo de estabelecer comparação com as medidas do *Run 2* na secção seguinte.

Da medição do ganho visível em função da tensão no GEM para a densidade de vapor de $6,1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ em duas fases⁸, obteve-se um ganho

⁸Temperatura do sensor inferior no exterior da câmara de $-102 \text{ }^\circ\text{C}$ e pressão de $1,4 \text{ bar}$

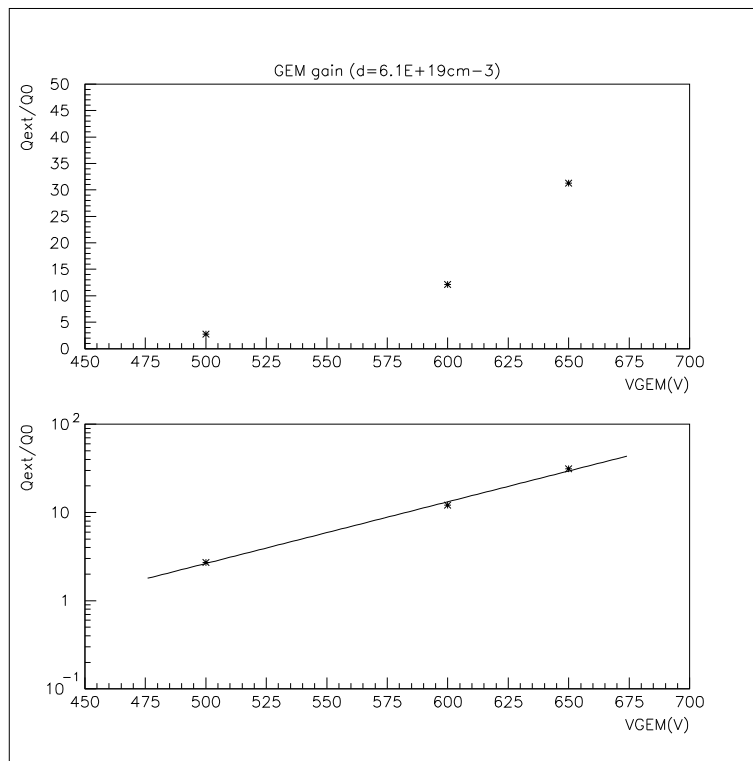


Figura 5.5: Ganho visível em função da tensão no GEM para um campo de extracção $E_{ext} = 2 \text{ kV/cm}$.

máximo de apenas 25, para uma tensão no GEM de 650 V, num campo $E_{ext} \approx 1.6 \text{ kV/cm}$, que por extrapolação para um campo $E_{ext} = 2 \text{ kV/cm}$, resultaria numa ganho máximo de ≈ 30 (figura 5.5).

Apesar de o valor de ganho máximo atingido não ser muito elevado, conseguiu-se uma operação estável no GEM em duas fases durante várias horas.

5.2.2 *Run 2*

Com o intuito de melhorar a estabilidade do funcionamento do GEM e, eventualmente, conseguir um ganho maior, procedeu-se a uma segunda série de medidas, mas agora com maior controlo de temperatura na câmara através do sistema desenvolvido para o efeito descrito em 4.7. Com este sistema conseguiu-se estabilizar a temperatura, com uma precisão de $0,5^\circ$, criando um ligeiro gradiente térmico ao longo da câmara de modo a manter a temperatura do GEM um pouco acima da temperatura da superfície do LXe.

Apesar disto, no início deste segundo conjunto de medidas em duas fases observou-se alguma instabilidade no comportamento do GEM atribuída à insuficiente estabilização da temperatura da câmara. Foram obtidos, em algumas medições, espectros irregulares com picos duplos e desaparecimentos súbitos do sinal na rede de recolha com o reaparecimento dos mesmos, sem que as condições de tensão, temperatura e pressão fossem alteradas. Uma explicação provável para este tipo de comportamento é a condensação do LXe nos orifícios do GEM devido a pequenas variações de temperatura que podem alterar o equilíbrio termodinâmico entre as duas fases de modo a criar instantaneamente um gás sobressaturado em cima do líquido.

Do enchimento com LXe realizado pelo procedimento apresentado na secção 4.8 estima-se que a altura de LXe seja de 5 mm acima do plano do cátodo, portanto a $\sim 6 \text{ mm}$ do plano do GEM. A falta de confiança no nível do LXe deve-se ao facto do primeiro enchimento ter ultrapassado o plano do GEM e depois ter sido retirado GXe da câmara para diminuir o

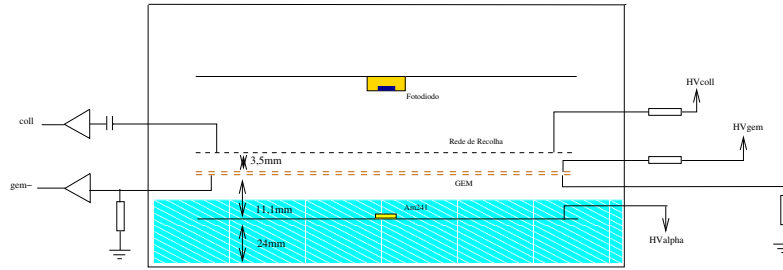


Figura 5.6: Configuração B. Nível de LXe $\approx 5\text{mm}$ acima do cátodo - *Run 2*.

nível⁹.

O cátodo foi polarizado com a tensão negativa de $4,46\text{kV}$ e a rede de recolha com a tensão de $1,3\text{kV}$. Fez-se variar a tensão no GEM até 624V , que corresponde a um valor de campo de extracção (E_{ext}) de $1,93\text{kV/cm}$ (figura 5.7). O campo eléctrico no interior do LXe (E_1) é cerca de metade do campo eléctrico no GXe (E_2), donde vem (em módulo), $E_1 = 2,59\text{kV/cm}$ e $E_2 = 5,18\text{kV/cm}$ (figura 5.8).

Mediu-se o ganho visível em função da tensão no GEM para a densidade de vapor de $4,71 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ em duas fases¹⁰.

A figura 5.9 mostra o espectro obtido para a determinação de Q_0 . O lado esquerdo do pico é afectado pelo ruído electrónico existente na altura, mesmo depois de minimizado.

⁹Este problema já foi abordado na secção 4.8. Aqui sobressai a importância da futura implementação de um detector de nível que seja eficaz no sentido da diminuição do nível de LXe na câmara.

¹⁰Temperatura do sensor inferior no exterior da câmara de -109°C e pressão de $1,04\text{bar}$.

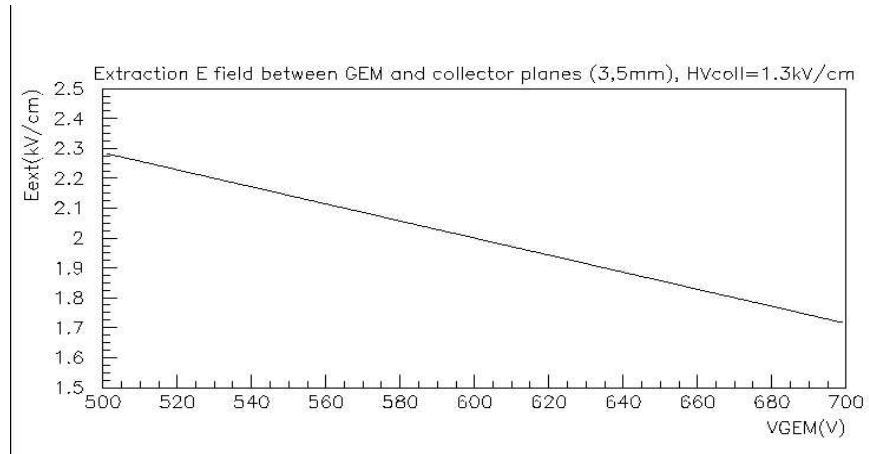


Figura 5.7: Campo de extracção (E_{ext}) em função da tensão no GEM (Run 2).

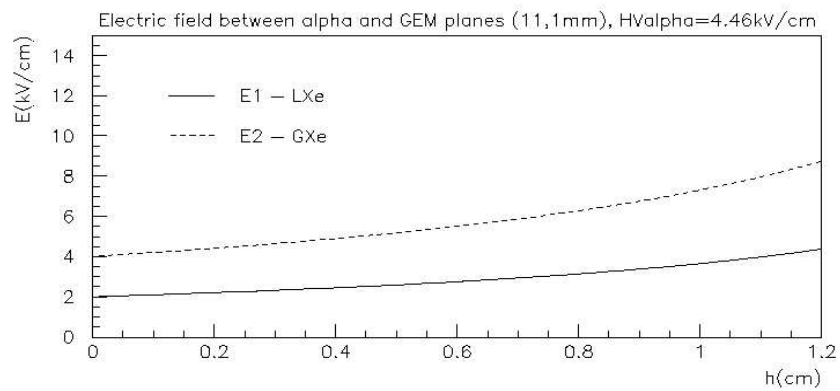


Figura 5.8: Campo no LXe (E_1) e no GXe (E_2) em função da altura de LXe (Run 2).

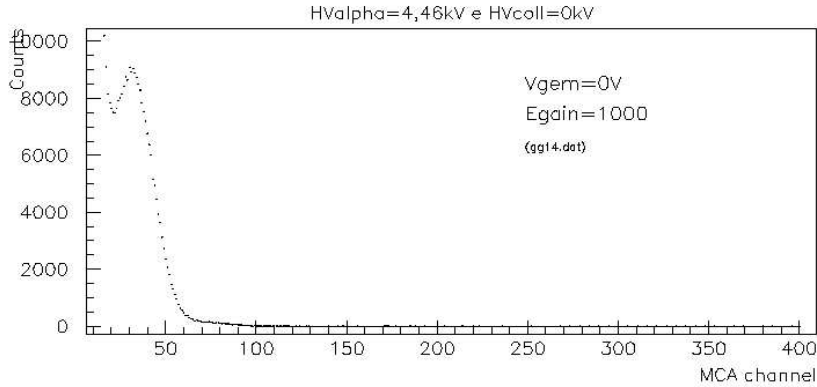


Figura 5.9: Pico correspondente à carga Q_0 recolhida na face inferior do GEM ($gem-$), com $HV_{alpha} = -4,46 kV$, $HV_{coll} = HV_{gem} = 0V$.

A figura 5.10 exibe os espectros que reflectem a variação de ganho no GEM para as tensões entre $565 V$ e $624 V$, correspondendo a um campo de extracção (E_{ext}) entre $2,10 kV/cm$ e $1,93 kV/cm$, respectivamente.

Tal como referido na secção anterior (5.2.1) relativamente ao espectro da figura 5.4, o pico correspondente ao depósito de radiação α , encontra-se num canal inferior ao esperado para $5,5 MeV$, devido ao fenómeno de recombinação no líquido.

O gráfico do ganho visível, calculado com base na relação Q_{ext}/Q_0 , em função da tensão no GEM consta na figura 5.11.

O melhor valor de ganho obtido é de ≈ 150 para $HV_{gem} = 624V$. Este é um valor bastante superior relativamente ao valor obtido no *Run 1*, onde se mediu um ganho de 25 para $6,1 \times 10^{19} cm^{-3}$. Este aumento deverá estar relacionado com a diminuição da densidade de vapor, agora de $4,71 \times 10^{19} cm^{-3}$,

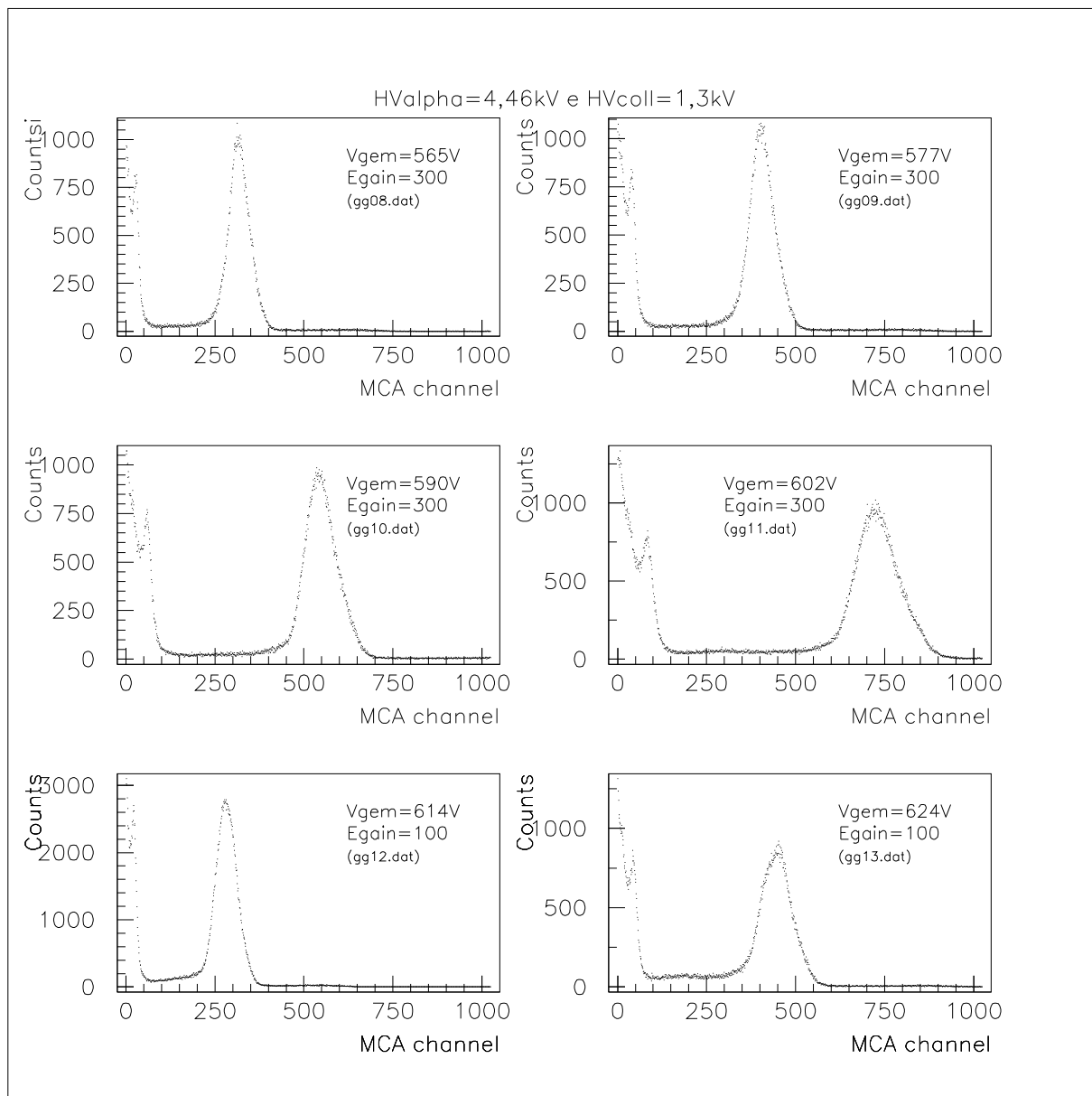


Figura 5.10: Espectros de carga Q_{ext} recolhida em $coll$ para várias tensões aplicadas no GEM; $HV_{\alpha} = -4,46 kV$, $HV_{coll} = 1,3 kV$.

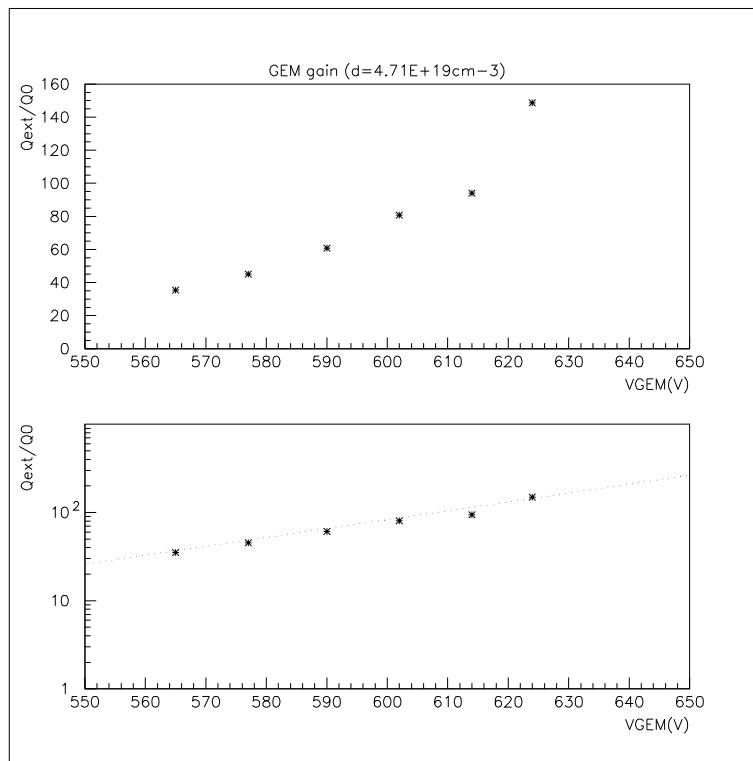


Figura 5.11: Ganho visível em função da tensão no GEM para $E_{ext} \approx 2 \text{ kV/cm}$.

desta vez conseguida à custa de um maior controlo do gradiente de temperatura ao longo da câmara. O sistema de "aquecimento" do topo da câmara com o fluxo de gás, referido em 4.7, além de assegurar um maior gradiente de temperatura proporcionando uma menor densidade de vapor, elimina possíveis condensações de LXe nos orifícios do GEM, uma vez que este está posicionado numa estrutura solidária com o topo "aquecido".

A título comparativo, a tabela 5.3 resume os valores de ganho máximo atingido nas condições de medida anteriormente descritas em *Run 1* e *Run 2*.

	<i>Densidade</i>	<i>Temperatura</i>	<i>p (bar)</i>	Q_{ext}/Q_0	$V_{gem} (V)$
<i>Run 1</i>	$6,1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$-102^\circ C$	<i>1,4</i>	25	<i>650</i>
<i>Run 2</i>	$4,71 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$-109^\circ C$	<i>1,04</i>	150	<i>624</i>

Tabela 5.3: Ganho máximo atingido em duas fases nas diferentes condições (*Run 1* e *Run 2*).

Na curva da figura 5.12 pode ver-se o limite das condições favoráveis ao aumento do ganho por esta via. Diminuindo ainda a densidade do vapor antes de o LXe atingir o ponto de congelação ($\approx -111^\circ C$), poderá alcançar-se um ganho ainda maior embora se entre numa zona crítica que exige um controlo de gradiente de temperatura rigoroso.

Relativamente à resolução energia para as partículas α de $5,5 \text{ MeV}$ do ^{241}Am , obteve-se $\approx 16\%$ (*FWHM*) como melhor valor para 577 V e 590 V de tensão no GEM. O gráfico da figura 5.13 mostra como varia a resolução em função da tensão no GEM.

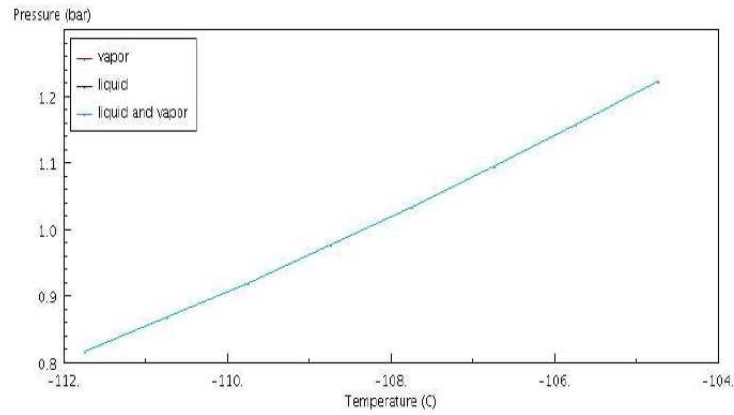


Figura 5.12: Curva de saturação do xénon. A densidade de vapor correspondente ao ponto de operação de $1,04 \text{ mbar}$ e $-107,7^\circ\text{C}$ é de $4,71 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [11].

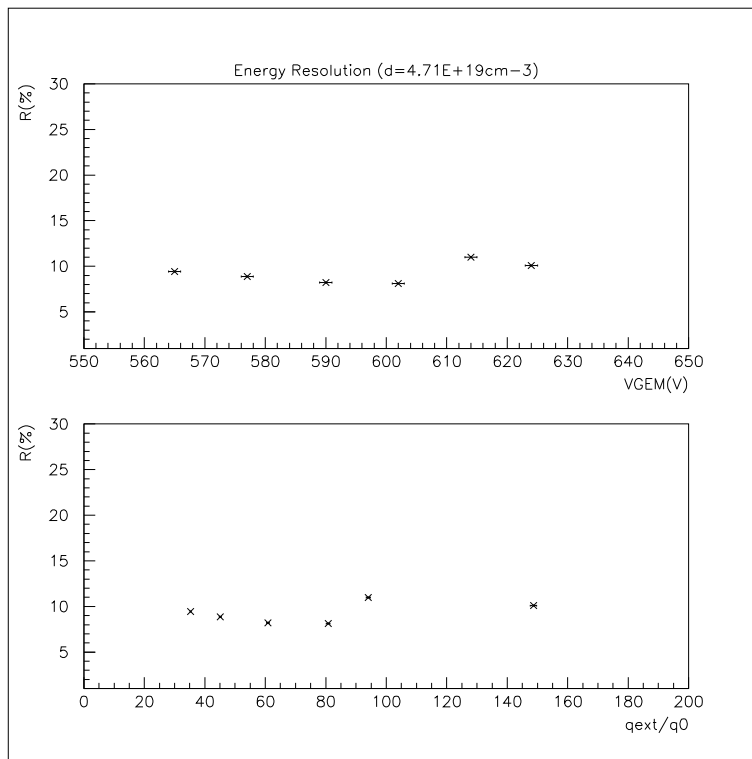


Figura 5.13: Resolução em energia para $5,5 \text{ MeV}$.

Na parte inicial a resolução é pior devido à relação sinal/ruído ser menor, na parte final também se verifica um aumento na resolução e isto deverá estar relacionado com maiores flutuações no ganho para maiores valores de tensão no GEM devido ao processo de avalanche.

Olhando ainda para os espectros obtidos (figura 5.10), por exemplo, para o espectro de $V_{gem} = 624 V$ (*gg13.dat*) observa-se¹¹, tal como nas medidas do *Run 1* na secção anterior (figura 5.4) um pico na zona do canal ≈ 45 que se refere à energia de $60 keV$ da emissão γ da fonte de ^{241}Am . Mas além deste, analisando um espectro nas mesmas condições mas com maior ganho de electrónica e mais estatística (figura 5.14), parece ainda haver um pico centrado no canal ≈ 75 , correspondente a uma energia de $\approx 26 keV$, e ainda um outro melhor definido no canal ≈ 30 , que corresponde a uma energia de $\approx 11 keV$ ¹². Pensa-se que o primeiro se refira a um pico de escape do xénon e o segundo à emissão de raios X característicos do ^{237}Np .

Estes resultados foram submetidos e aceites para apresentação na conferência INSTR08¹³ em Novosibirsk, com início em Fevereiro de 2008.

¹¹Este pico é observado em todos os espectros da figura 5.10.

¹²Neste espectro os $60 keV$ são atribuídos ao canal 173 e os restantes picos foram determinados com base nesta relação.

¹³INSTR08 - 10th *International Conference of Instrumentation for Colliding Beam Physics*.

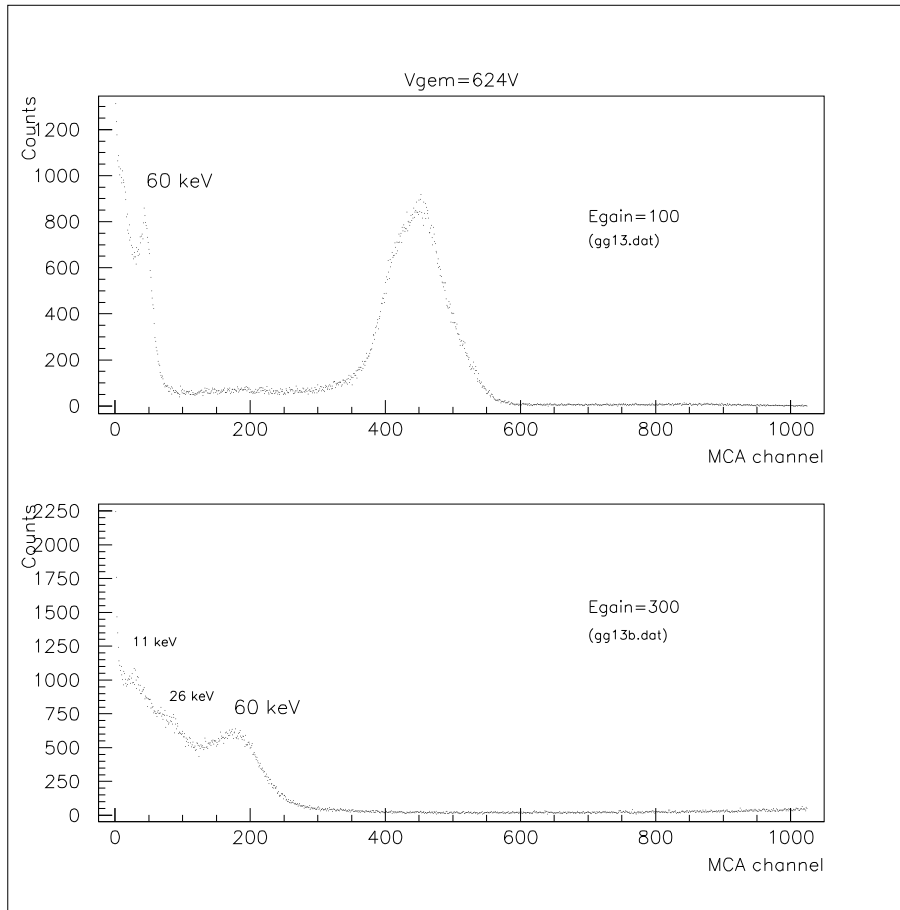


Figura 5.14: Ambos os espectros correspondem a $HV_{gem} = 624V$, mas o segundo foi adquirido com maior ganho no amplificador e com mais tempo de aquisição ($HV_{alpha} = 4,46 kV$, $HV_{coll} = 1,3 kV$).

Capítulo 6

Preparação da Experiência para a Observação Visual da Condensação do Xénon no GEM

A condensação de LXe nos orifícios do GEM durante a operação em duas fases afecta severamente o processo de multiplicação no GEM, e pode resultar em variações no ganho ao longo da aquisição, estando o ganho relacionado com o padrão/número de orifícios (com e sem LXe) gerado pela condensação de xénon. Com o objectivo de proceder à observação visual microscópica do que se passa nos orifícios do GEM, quando este se encontra muito próximo da superfície do LXe, projectou-se um sistema de arrefecimento controlado para condensar o xénon dentro de uma ampola de vidro onde se coloca o GEM a observar perto da superfície do líquido. Além disto, esta montagem experimental permite ainda observar e testar o comportamento de outros materiais em contacto com LXe.

O arrefecimento da ampola baseia-se num sistema conhecido, correntemente designado por *Cold Finger* (CF), que consiste num varão metálico com uma das extremidades mergulhadas em LN e com a outra em contacto com o recipiente onde se coloca o gás a arrefecer, neste caso o xénon.

Com vista a obter um CF com fluxo térmico ajustável, foi projectado um varão constituído por três peças roscadas independentes que permitem variar a área de contacto entre elas e além disto, foi projectada uma rosca na extremidade inferior de modo a poder variar a superfície de contacto desta com o LN, por colocação de anéis de material com baixo coeficiente de condução térmica.

Nas secções seguintes são apresentadas as várias fases da concretização deste sistema com alguns resultados preliminares.

6.1 Dimensionamento

Para dimensionar o CF, foi necessário ter em conta as dimensões do material já existente: a *flange* superior onde está posicionado o recipiente com vista ao arrefecimento do gás (ampola de vidro), uma campânula de vidro e o *dewar* que otimiza o processo onde se coloca o LN.

Respeitando os referidos limites impostos foi realizado um estudo para saber qual o melhor conjunto de parâmetros a escolher de modo a otimizar o fluxo térmico pretendido para arrefecer, condensar e manter o xénon no estado líquido durante a operação. Estes parâmetros são a área da superfície de contacto com o LN ($A_1 + A_2$) e a área da superfície de contacto entre as várias peças do CF (A_3) como mostra o esquema da figura 6.1.

Escolheu-se uma altura para o varão de forma a que A_3 fosse metade da área de contacto possível, para o caso de se poder aumentar mais tarde, e um valor de raio R de modo a haver um compromisso entre eficiência no arrefecimento, custo e robustez. Com estes dois parâmetros definidos, estudou-se ainda a variação da área de contacto A_2 com a espessura de anéis de material isolador térmico, permitindo aqui outro grau de ajuste, embora não tão fino como o ajuste em A_3 .

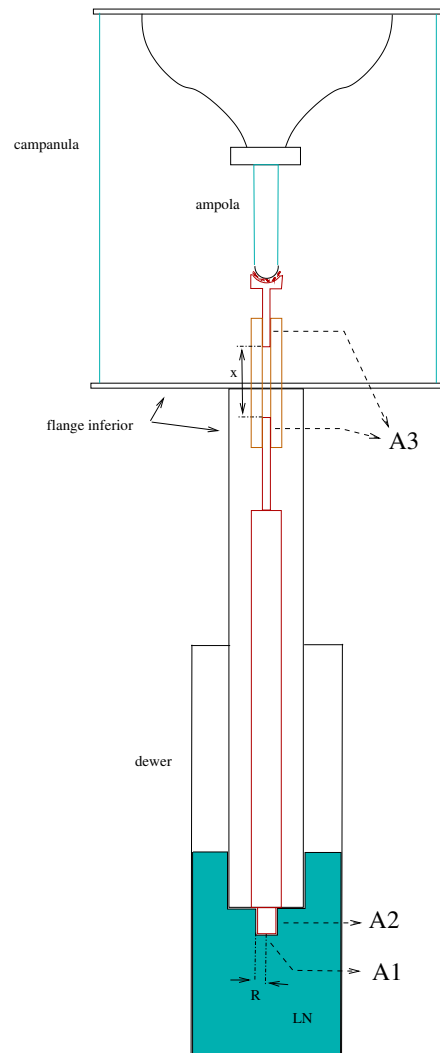


Figura 6.1: Esquema do CF inserido na montagem experimental.

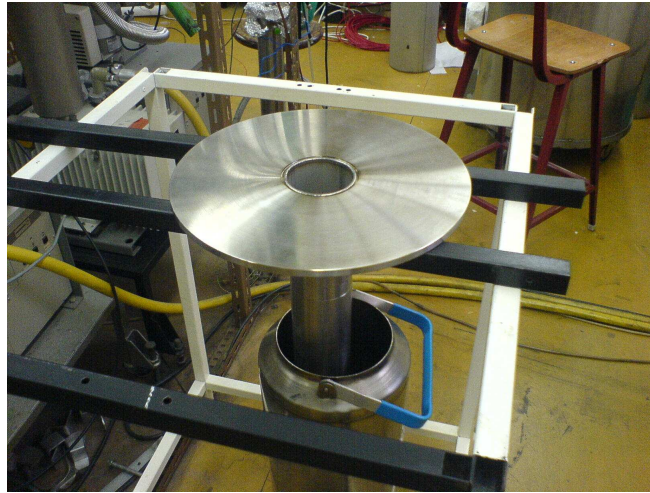


Figura 6.2: Flange inferior em aço inox (parte introduzida no *dewar*).

Obviamente que este estudo é uma aproximação da realidade porque pressupõe, por exemplo, que não ocorram trocas de calor com o ambiente exterior (experimentalmente aproximado fazendo isolamento por vácuo da ordem de 10^{-3} mbar) que os contactos entre superfícies roscadas sejam perfeitos (na realidade não são, uma vez que entre roscas a condução de temperatura está longe de ser ideal), e que o contacto entre o varão e a ampola seja directo (na prática ele é feito através de uma malha metálica flexível de modo a que a ampola de vidro não se parta devido a contracções/dilatações dos materiais provocadas pelas diferenças de temperatura).

6.2 Projecto Mecânico

Para completar o conjunto de peças necessárias ao sistema foram projectadas mais quatro peças. Uma delas constitui a *flange* inferior do sistema (figura 6.2) e as restantes três constituem o CF propriamente dito (figura 6.3).



(a) Parte Inferior em cobre.



(b) Parte intermédia em latão.



(c) Parte superior em cobre.

Figura 6.3: Partes que constituem o CF.

Os materiais destas peças são o aço inoxidável¹ para a *flange* inferior, o cobre² para as peças inferior e superior do CF, e latão³ para ligar as duas últimas peças.

Os desenhos das várias peças executadas⁴ para este sistema constam em anexo.

6.3 *Software* de Monitorização e Aquisição

Para monitorizar e registar a evolução do arrefecimento do sistema nos vários pontos do CF e ampola de condensação do gás, foi concebido um software⁵ que cumpre estes requisitos comunicando com os sensores de temperatura posicionados ao longo do sistema.

O interface gráfico (figura 6.4) exhibe a temperatura dos cinco sensores colocados ao longo do sistema⁶. O registo destes valores ao longo da monitorização é efectuado num ficheiro que contém a data e hora da aquisição⁷.

¹Condutividade térmica baixa para um melhor isolamento com o exterior: $16,3 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ (@ 296 K) [31].

²Condutividade térmica alta para uma melhor transferência de calor : $386 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ (@ 279 K) [31].

³Liga de cobre. O cobre seria a melhor opção por ter melhor condutividade térmica, no entanto, a união de peças roscadas em cobre é desaconselhada uma vez que pode levar a deformações irreversíveis, impossibilitando o funcionamento da rosca.

⁴Todas as peças foram executadas na oficina do LIP (<http://www-lip.fis.uc.pt/oficina/>).

⁵O software implementado na linguagem *C++*, foi programado para comunicar com uma unidade de aquisição em rede com *hardware* D/A e A/D (*webDAQ/100*) e usa o interface gráfico *Fluid* na plataforma *Code::Blocks IDE*.

⁶Note-se, mais uma vez, que os valores apresentados são valores por omissão, com o sistema desligado, não tendo aqui qualquer significado.

⁷Nos testes efectuados estes intervalos foram de cinco minutos, podendo ser alterados em qualquer aquisição.

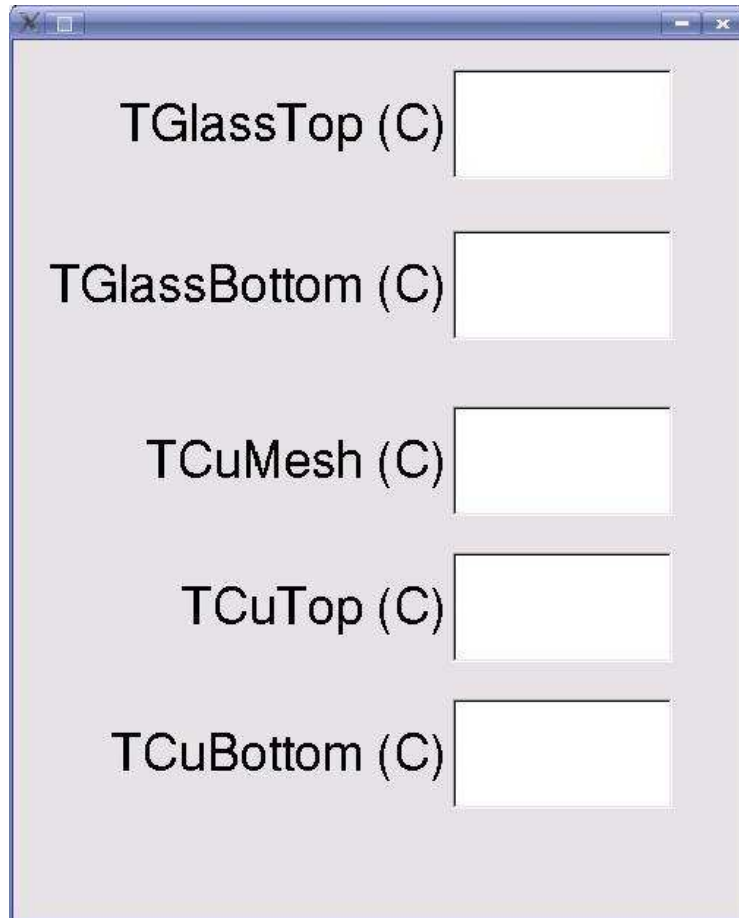


Figura 6.4: Interface gráfico que faz a monitorização de cinco sensores de temperatura.



(a)

(b)

Figura 6.5: Colocação do sensor $T_{CuBottom}$ (a) e o anel de teflon na rosca que encaixa na *flange* inferior em contacto com LN (b).

6.4 Montagem e Testes Iniciais

Numa fase de testes iniciais em que o arrefecimento da ampola é testado sem xénon, a montagem envolve apenas testes do isolamento térmico e a monitorização da temperatura⁸ em vários pontos do sistema.

O sensor de temperatura ($T_{CuBottom}$) é colocado na peça inferior do CF. Esta é enroscada na base da *flange* inferior e apertada contra um anel de PTFE⁹ para garantir o isolamento do volume inferior sob vácuo da atmosfera (figura 6.5). Depois das duas restantes peças do CF estarem acopladas à primeira é posicionado o sensor (T_{CuTop}) na última. Segue-se a colocação da malha flexível em cobre, composta por várias camadas formando um disco côncavo, onde se introduz um terceiro sensor (T_{CuMesh}). Os dois últimos sensores ($T_{GlassBottom}$ e $T_{GlassTop}$) são colocados à ampola e, finalmente, o sistema é fechado ficando pronto para o bombeamento (figura 6.6).

⁸Utilizando sensores resistivos de platina PT100, *Labfacility*.

⁹Politetrafluoretileno (*Teflon*).

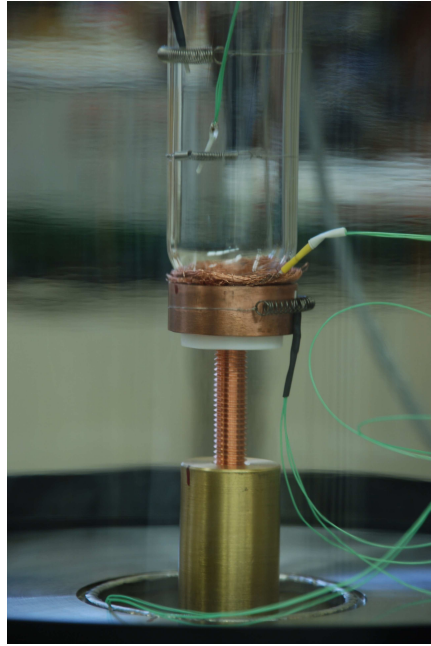


Figura 6.6: Sistema pronto para bombeamento.

Com o objectivo da posterior observação do GEM com um microscópio, incluiu-se um suporte para o microscópio digital¹⁰ no interior da campânula de vidro.

Numa fase posterior, ao tentar condensar o xénon na ampola, é imperativo incluir um elemento de aquecimento junto à base da ampola para controlar a temperatura do LXe e evitar que este congele.

Até ao presente foram efectuados testes de vazio e detecção de fugas, ficando o sistema operacional até 10^{-3} mbar, que é a pressão pretendida para isolamento térmico. O microscópio digital manteve-se operacional à pressão desejada sem perturbação da focagem dos orifícios do GEM, introduzido na ampola para este efeito.

¹⁰Microscópio digital *Ednet*.

6.5 Resultados Preliminares

Os primeiros testes de arrefecimento sem gás foram executados monitorizando a temperatura ao longo de várias horas, obtendo-se um arrefecimento de -105°C na malha de cobre. O gráfico da figura 6.7 mostra a evolução da temperatura nos vários sensores ao longo do tempo.

Apesar de bastante próxima (-105°C , na malha) esta temperatura não deverá ser ainda suficiente para condensar o xénon.

O arrefecimento demorou cerca de cinco horas, e seria desejável tornar este processo mais eficiente.

6.6 Trabalho Futuro

Com vista a alcançar uma temperatura inferior a -105°C na malha, projectou-se uma peça em cobre, de maior massa e rosca mais comprida, para substituir a parte superior do CF, de modo a maximizar a área de contacto A_3 (figura 6.1) e tornar o processo mais eficiente. A execução desta peça já foi submetida às oficinas do LIP.

O próximo passo será testar o arrefecimento com a nova peça. Se com esta se obtiver uma temperatura suficientemente baixa com estabilidade no tempo, proceder-se-à à condensação do xénon na ampola com o GEM, e este será observado microscopicamente tal como mencionado no início deste capítulo.

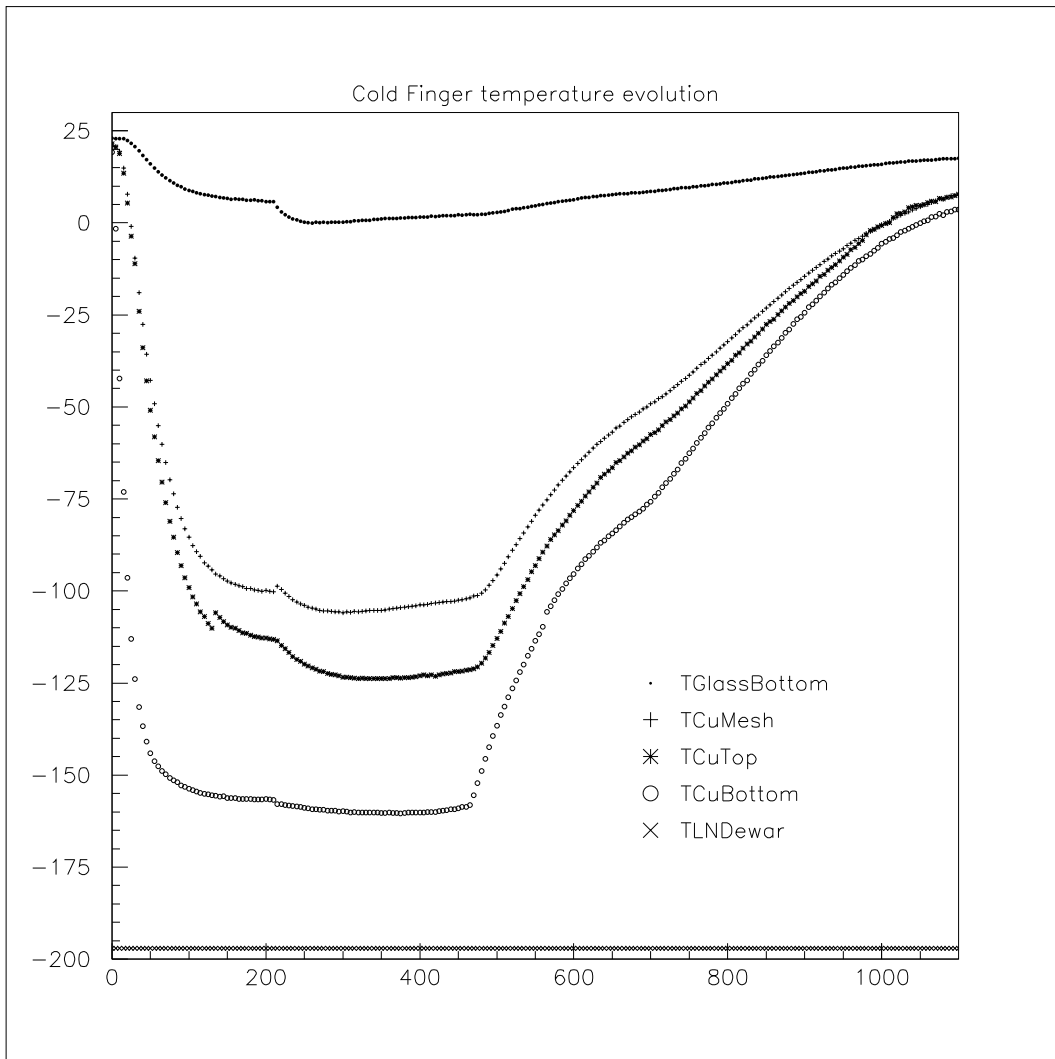


Figura 6.7: Evolução da temperatura no CF durante o arrefecimento.

Capítulo 7

Conclusões e Considerações Finais

7.1 Conclusões

Este trabalho baseia-se no estudo experimental do comportamento de microestruturas do tipo **GEM** (*Gas Electron Multiplier*), em detectores de xénon como meio detector, uma vez que este tipo de detectores representam uma alternativa atraente em experiências relacionadas com a procura de matéria negra no Universo, e em aplicações na área da imagiologia médica.

O comportamento do GEM, como andar de amplificação de carga, foi estudado em vapor de xénon numa câmara de duas fases (líquido/gás) com uma fonte de partículas α na fase líquida. Para isto, a câmara experimental existente foi adaptada para as medidas de duas fases e o sistema de arrefecimento da câmara foi otimizado com vista a alcançar uma maior estabilidade de temperatura, que se revelou fundamental para o ganho obtido no GEM.

Obteve-se, então, um valor de ganho de 150, bastante superior ao ganho obtido anteriormente, de apenas 25. A melhor resolução em energia obtida foi de 16% (*FWHM*) para partículas α com energia de 5,5 *MeV*. Observaram-se ainda dois picos de radiação

de baixa energia, em que um deles representa um pico de escape de raios X do xénon ($\approx 30 \text{ keV}$) e o outro, provavelmente, se deve à emissão de raios X característicos do ^{237}Np ($\approx 11 \text{ keV}$).

7.2 Trabalho Futuro

No sentido de aumentar ainda mais o ganho no GEM, poderá diminuir-se a densidade de vapor de xénon baixando a temperatura do líquido. Isto implicará ter um controlo ainda mais rigoroso do gradiente de temperatura ao longo da câmara.

Uma outra perspectiva promissora seria a utilização de uma MHSP em substituição do GEM, que permitiria não só atingir um ganho maior mas também a leitura em posição.

Seria desejável também desenvolver um detector de nível do LXe no interior da câmara como complemento do procedimento utilizado até agora. Este método poderia basear-se na dependência entre a capacidade da região entre o cátodo e a face inferior do GEM ou MHSP, e o nível de LXe nessa região.

Bibliografia

- [1] V. Solovov, *Detection of Gamma-Rays in Liquid Xenon for Medical Imaging*, PhD thesis in Physics, FCTUC, University of Coimbra, 2003.
- [2] F.F.B. Neves, *Aplicação de Xénon Líquido na Detecção de Matéria Escura*, Tese de Doutoramento em Física, FCTUC, Universidade de Coimbra, 2006.
- [3] F. Zwicky, *The redshift of extragalactic nebulae*, *Helv. Phys. Acta*, vol 6, pp110-118, 1933.
- [4] F. Salvat *et al*, *PENELOPE - A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*, France, 2001.
- [5] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Son, 3ª edição, 2000.
- [6] <http://astro.ic.ac.uk/~haraujo/ZEPLIN-III>.
- [7] V. Solovov *et al*, *Operation of gas electron multipliers is pure xenon at low temperatures*, *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res.*, A580 (2007) pp.331-334.
- [8] M.I. Lopes and V. Chepel, *Rare Liquid Detectors*, em *Electronic Excitations in Liquefied Rare Gases*, Eds. W.F.Schmidt and E.Illenberger, American Scientific Publishers, 2005.
- [9] ESTAR at <http://physics.nist.com>.
- [10] ASTAR at <http://physics.nist.com>.

- [11] <http://webbook.nist.com/chemistry>.
- [12] J.M.M. Pereira, *Study and Development of a Novel Micropattern Gaseous Radiation Detector: The Micro-Hole and Strip Plate*, PhD thesis in Physics, FCTUC, University of Coimbra, 2005.
- [13] B.A. Dolgoshein, V.N. Lebenko and B.U. Rodinov, JETP Lett. 11, 513 (1970).
- [14] F. Sauli, *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 531.
- [15] R.M.O. Meleiro, *Estudo do funcionamento de GEMs em vapor de Xenon líquido*, Relatório de Projecto em Engenharia Física, Universidade de Coimbra, 2004.
- [16] Gas Detector Development-CERN at <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>.
- [17] M.J. Rees, arXiv:astro-ph/040245, (2004).
- [18] K. Griest, M. Kamionkowski, *Supersymmetric dark matter*, Physics Reports, 333-334 (2000) 167.
- [19] A. Bolozdynya *et al*, *Emission Detectors*, IEEE Transactions On Nuclear Science, Vol. 42, N.º 4, August 1995.
- [20] A. Bondar *et al*, Nucl. Instr. and Meth. A 556 (2006) 273.
- [21] V. Chepel *et al*, *Development of liquid xenon detectors for medical imaging*, Int. Workshop on Technique and Application of Xenon Detectors, XENON01, University of Tokyo, Japan, 3-4 December, 2001, Eds. Y.Suzuki, M.Nakahata, Y.Koshio and S.Moryama., World Scientific Publishing, 2002, pp.28-40.
- [22] D.B. Cline, arxiv.org/pdf/astro-ph/0306124, (2003).
- [23] J.F.C.A. Veloso *et al*, *The Micro-Hole and-Strip Plate Gas Detector: Initial Results*, Rev. Sci. Instr., Vol.73, 2(2002)488-490.

- [24] D.Y. Akimov *et al*, *The ZEPLIN-III dark matter detector: instrument design, manufacture and commissioning*, *Astroparticle Physics*, 27 (2007) pp.46-60.
- [25] J.M. Maia *et al*, *The Micro-Hole & Strip Plate Gas Detector: Experimental Results*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49 (3), 875 (2002).
- [26] J.M. Maia *et al*, *Advances in the Micro Hole & Strip Plate Gaseous Detector*, *Nucl. Instr. Meth A* 504, 364 (2003).
- [27] J.F.C.A. Veloso *et al*, *Micro-Hole & Strip Plate Detector for Neutron Detection*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 51 (5) (2004).
- [28] V. Chepel *et al*, *Performance study of liquid xenon detector for PET*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 392, pp. 427-432 (1997).
- [29] E. Aprile *et al*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 307 (1991) 119.
- [30] rst.gsfc.nasa.gov/Intro/Part2_26d.html.
- [31] http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_thermal_conductivities.
- [32] A. Conceição, *Operação com single-GEM em gases nobres a alta pressão*, Relatório de Projecto em Engenharia Física, Universidade de Coimbra, 2006.
- [33] A. Buzulutskov *et al*, *Further Studies of the GEM photomultiplier*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 442, pp 68-73 (2000).
- [34] F.D. Amaro *et al*, *Operation of MHSP multipliers in high pressure pure noble gas*, *Journal Inst.* 1 (2006) P04003.
- [35] E.M. Gushchin *et al*, *Sov. Phys. JTEP* 55 (1982) 650.

Apêndice A

MHSP - desenhos das peças
executadas (quadros e suportes)

Apêndice B

Cold Finger - desenhos das peças
executadas

122 APÊNDICE B. *COLD FINGER* - DESENHOS DAS PEÇAS EXECUTADAS

Apêndice C

Operation of Gas Electron Multipliers in pure Xenon at Low Temperatures

Apêndice D

Resumo submetido a INSTR08 -
10th *INTERNATIONAL
CONFERENCE ON
INSTRUMENTATION FOR
COLLIDING BEAM PHYSICS*

