

DEPARTAMENTO DE FÍSICA
UNIVERSIDADE DE COIMBRA

Operação da MHSP em Atmosferas de Gases Nobres a Alta Pressão

Dissertação de Mestrado em Instrumentação e Microelectrónica



Faculdade de Ciências e Tecnologia
da Universidade de Coimbra

Fernando Domingues Amaro

Coimbra – Portugal
2006

Agradecimentos,

Qualquer projecto de investigação é o resultado do trabalho de uma vasta equipa de pessoas que, com maior ou menor relevância, contribuem para o resultado final. Aproveito este espaço para agradecer a todos aqueles que me apoiaram na realização dos trabalhos aqui apresentados. Em particular, gostaria de agradecer a:

Prof. Doutor Joaquim dos Santos, pela oportunidade que me deu ao aceitar-me no seu grupo de investigação e aceder em orientar os meus trabalhos. Um especial agradecimento por ter conseguido sempre estabelecer o caminho certo a seguir na linha de investigação traçada.

Prof. Doutor João Veloso, pela sua co-orientação, pelas horas passadas em frutuosas discussões nas quais expandi os meus horizontes no vasto mundo da ciência. Um grande obrigado pelo apoio dado durante a realização das medidas experimentais, sem o qual estas não teriam sido possíveis.

Carlos Carvalho, pela prontidão e eficiência com que elaborou todas as partes mecânicas utilizadas para a obtenção de medidas experimentais.

Cristina Monteiro, pela simpatia e facilidade com que sempre se disponibiliza para ajudar e partilhar os seus conhecimentos.

Paulo Gomes, por todo o apoio prestado a nível informático, sem o qual o tratamento de dados e a elaboração desta tese teriam sido bem mais trabalhosos.

Ana Sofia Santos, pela revisão e comentários que fez a esta tese. Um especial obrigado pelo apoio e motivação dados durante a escrita.

A todos as pessoas que, pela sua alegria e disponibilidade dia após dia, fazem com que o Grupo de Investigação Atómica e Nuclear seja um local agradável para trabalhar.

Um especial agradecimento à minha família, pelo apoio constante, sem o qual não me teria sido possível concluir os trabalhos aqui apresentados.

I Índice Remissivo

I Índice Remissivo.....	2
II Introdução.....	4
III Detectores Gasosos de Ionização.....	6
III.1 Produção de cargas primárias.....	6
III.2 Transporte de electrões no gás.....	9
III.2.1 Difusão e recombinação.....	9
III.2.2 Deriva num campo eléctrico.....	10
III.3 Multiplicação de Carga.....	11
III.4 Outros mecanismos de ionização.....	14
III.5 Detectores de Ionização proporcional.....	16
III.5.1 O Contador Proporcional e a Câmara Multifios.....	16
III.5.2 Câmara de Microfitas.....	18
III.5.3 GEM.....	21
III.5.4 MSHP.....	24
IV O estudo das características de operação da MHSP em gases nobres a alta pressão.....	27
IV.1 Motivação.....	27
IV.2 Sistema experimental.....	28
IV.3 Calibração em ganho.....	32
V Aplicação da MHSP para a detecção de neutrões.....	37
V.1 Motivação.....	37
V.2 Mecanismos de avalanche.....	39
V.3 Montagem experimental.....	40
V.4 Resultados Experimentais.....	43
V.5 Resolução em energia.....	48
V.6 Inclusão de He ³ na mistura gasosa.....	50

V.7	Sensibilidade aos raios γ e resolução espacial.....	51
V.8	Conclusões.....	53
VI	Operação da MHSP em gases nobres puros a alta pressão.....	55
VI.1	Motivação.....	55
VI.2	Aparato experimental.....	58
VI.3	Resultados experimentais e discussão.....	60
VI.4	Tensões de polarização e ganho em função da pressão.....	63
VI.5	Conclusões.....	65
VII	Conclusões Finais.....	67
VIII	Referências Utilizadas.....	70
IX	Artigos Publicados.....	74

II Introdução

Ao longo deste relatório apresentam-se os resultados obtidos com a recentemente introduzida Micro Hole and Strip Plate (MHSP) em atmosferas constituídas por gases nobres a pressões acima da atmosférica. Esta micro-estrutura, desenvolvida no Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear do departamento de física da Universidade de Coimbra (GIAN), apresenta características interessantes à sua aplicação em detectores gasosos de ionização.

O interesse deste estudo envolve a utilização de gases nobres para o desenvolvimento de detectores selados, capazes de operar por períodos prolongados sem necessitarem de manutenção, e a determinação das condições de operação da MHSP em atmosferas de gases nobres a pressões acima da atmosférica.

Ao longo do capítulo III introduzem-se alguns conceitos necessários à compreensão dos trabalhos e resultados apresentados neste relatório. Introduzem-se alguns tipos de detectores gasosos de ionização e tenta dar-se uma perspectiva da evolução que estes sofreram até atingirem o nível de desenvolvimento actual.

No capítulo IV demonstra-se o princípio de funcionamento da MHSP, apresenta-se o detector utilizado e a forma como os dados apresentados nos capítulos subsequentes foram obtidos.

No capítulo V apresentam-se os resultados obtidos operando a MHSP numa atmosfera composta por uma mistura de dois gases nobres, Xénon e Árgon. Os resultados obtidos mostram que este tipo de mistura gasosa tem aplicações interessantes para o uso em detectores gasosos de ionização com vista à detecção de neutrões. Neste capítulo faz-se uma breve discussão

sobre este tema, introduzindo os requisitos que um detector deve satisfazer para ser utilizado para a detecção de neutrões e verifica-se que a MHSP satisfaz estes requisitos.

O capítulo VI serve para apresentar os resultados dos estudos que envolveram a operação da MHSP em atmosferas gasosas de gases nobres puros a pressões acima da atmosférica. Estudou-se o funcionamento da MHSP em Xénon, Árgon, Kripton e Néon a pressões que foram desde 1 bar até 7 bar. Também neste capítulo faz-se uma comparação das prestações conseguidas com a MHSP com as obtidas com outros detectores de ionização gasosos baseados em GEM's.

Os trabalhos apresentados nesta tese foram inteiramente realizados nos laboratórios do Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear do Departamento de Física da Universidade de Coimbra e resultaram em 3 publicações em revistas internacionais com arbitragem:

“Application of the Microhole and Strip Plate Detector for Neutron Detection”, J. F. C. A. Veloso, F. Amaro, J. M. F. dos Santos, J. A. Mir, G. E. Derbyshire, R. Stephenson, N. J. Rhodes, and E. M. Schooneveld, IEEE transactions on nuclear science, vol. 51, no.5, October 2004.

“Noble-gas operation of Micro-Hole and Strip Plate electron multipliers at atmospheric-to-high pressures”, F. D. Amaro, J.F.C.A. Veloso, J.M. Maia, A. Breskin, R. Chechik, J.M.F. dos Santos, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 535 (2004) 341–346.

“Operation of MHSP multipliers in high pressure pure noble-gas”, F. D. Amaro, J.F.C.A. Veloso, A. Breskin, R. Chechik, J.M.F. dos Santos, Journal of Instrumentation, P04003, 2006.

III Detectores Gasosos de Ionização

No tipo de detectores sobre os quais este trabalho se debruça, detectores gasosos de ionização, o meio activo de detecção é um gás. Este gás pode ser constituído apenas por uma espécie ou por uma mistura de vários compostos, geralmente com uma base de gases nobres. A partícula ou radiação ionizante que se pretende detectar e caracterizar penetra no volume activo do detector e interage com as moléculas do gás. O resultado desta interacção é a produção duma nuvem de cargas eléctricas, composta por pares electrão-ião, cujo número é proporcional à energia depositada pela radiação incidente no detector. Os electrões criados sofrem processos de multiplicação no gás e são posteriormente recolhidos na forma dum sinal eléctrico medido nos eléctrodos de recolha do detector.

Fisicamente este tipo de detectores é, de uma forma muito geral, composto por um contentor metálico, com uma janela por onde penetra a radiação e no interior do qual se encontram a mistura gasosa e os eléctrodos que estabelecem campos eléctricos bem definidos e nos quais serão recolhidas as cargas eléctricas produzidas. A forma, número e tipo de eléctrodos utilizados bem como os campos eléctricos aplicados determinam as propriedades específicas do detector.

III.1 Produção de cargas primárias

Nos detectores gasosos de ionização, os electrões resultantes da ionização dos átomos e moléculas do gás são utilizados para detectar a radiação e quantificar a energia desta.

Contudo não são apenas os mecanismos de ionização os responsáveis pela transferência da energia da radiação ionizante para o gás. Uma fracção desta energia é absorvida no detector por processos de excitação das moléculas e/ou átomos do gás.

Nos mecanismos de excitação atómica, dos quais não resulta directamente a produção de cargas eléctricas, a energia transferida da radiação ionizante para o átomo é uma quantidade bem determinada que corresponde à diferença de energia entre dois níveis atómicos ou moleculares. Embora nestes processos não sejam criadas directamente cargas eléctricas a energia transferida para o átomo pode ser convertida numa forma útil, do ponto de vista da detecção de radiação. Por exemplo, em misturas de dois gases ou mais gases, com potenciais de ionização diferentes, a espécie com maior potencial de ionização pode ser excitada com uma energia superior à energia de ionização da outra espécie presente na mistura. Nestes casos, pode dar-se o chamado *efeito de penning*, no qual a espécie excitada ioniza a espécie com menor potencial de ionização [1] [2].

Nos processos de ionização o electrão removido das orbitais atómicas é emitido com uma energia cinética que corresponde à diferença entre a energia de ionização da camada de onde é removido e a energia da radiação incidente. Este electrão, caso a energia com que é emitido seja suficientemente elevada, vai depois excitar e ionizar os átomos e moléculas do gás até que a sua energia desça abaixo do limiar de excitação do gás.

Como resultado da passagem da radiação pelo volume do detector forma-se uma nuvem de pares electrão-íão, cargas primárias, que, dependendo das características do gás e da energia da radiação incidente, se vai distribuir por uma zona mais ou menos extensa, ao longo do trajecto da radiação no detector.

O número total de electrões criados directa ou indirectamente pela radiação ionizante, n_0 , é aproximadamente proporcional à energia que é depositada no detector e é dado por:

$$n_0 = \frac{E_i}{w} \quad (\text{equação 3.1})$$

onde E_i representa a energia da radiação incidente que é depositada no detector e w é a energia média necessária para criar um par ião-electrão no gás de detecção [3].

A natureza estatística dos processos de ionização leva a que o número de pares electrão-ião criados, n_0 , não seja uma constante para cada acontecimento registado no volume gasoso do detector.

	Energia de ionização (eV)	W (eV / par ião-e ⁻)	Primeiro estado excitado (eV)
Xe	12,1	21,9	8,3
Kr	13,1	24,1	9,9
Ar	15,7	26,4	11,5
Ne	21,6	36,3	16,6

Tabela 3.1 – Energia de ionização, valores de W e energia do primeiro estado excitado para alguns gases com interesse em detecção de radiação [2][3][4][5].

O valor médio de n_0 depende da energia incidente e de w . Este último tem um valor, para os gases de interesse em detecção da radiação, entre 20 e 40 electrão-volt, tabela 3.1. O motivo porque o valor de w é superior ao

valor da energia de ionização dum gás (energia de ligação do electrão menos ligado) prende-se com a existência de outros processos concorrentes à ionização pelos quais se pode dar a transferência de energia da radiação incidente para o gás sem a ocorrência de ionizações. Assim, o valor de w , a energia média perdida pela radiação incidente por cada par electrão-ião formado, é sempre superior ao valor da energia de ionização do gás.

III.2 Transporte de electrões no gás

III.2.1 Difusão e recombinação

Uma vez criadas, e no caso de não haver nenhum campo eléctrico aplicado na zona onde foram produzidas, as cargas eléctricas da nuvem primária vão difundir-se aleatoriamente pelo gás. Neste movimento de difusão os iões e electrões primários podem recombinar-se entre si, dando-se a captura dum electrão por um ião positivo e a produção uma espécie electricamente neutra. Esta *recombinação* é particularmente significativa nas zonas em que as concentrações de electrões e iões são elevadas, ao longo da trajectória da radiação. Para além das interacções entre si, os iões e electrões também estão sujeitos a colisões com as moléculas neutras do gás. No caso dum ião positivo interagir com uma molécula neutra do gás pode dar-se uma *transferência de carga*, em que um electrão da molécula neutra se transfere para o ião, havendo uma troca nos papéis no portador de carga.

Os electrões primários também podem interagir com as moléculas neutras do gás, num processo de *captura electrónica* do qual resulta a formação dum ião negativo e a consequente remoção do electrão da nuvem electrónica. Este mecanismo é particularmente importante quando na mistura gasosa estão presentes impurezas electronegativas. O uso de materiais

adequados, a boa hermeticidade do detector utilizado e a constante purificação do gás são factores importantes para reduzir a presença de impurezas electronegativas no gás de detecção.

III.2.2 Deriva num campo eléctrico

A aplicação dum campo eléctrico na zona onde são produzidas as cargas primárias leva a que estas iniciem um movimento de deriva, em sentidos opostos de acordo com a sua carga eléctrica, evitando-se deste modo os processos de recombinação. O movimento de deriva imposto pela presença do campo eléctrico vai sobrepor-se ao de difusão térmica das cargas no gás. A velocidade a que as cargas se deslocam depende das propriedades do gás, do campo eléctrico aplicado e do tipo de cargas envolvidas.

Os iões positivos adquirem uma velocidade de deriva que é descrita pela equação [3]:

$$v = \mu \frac{E}{p} \quad (\text{equação 3.2})$$

onde μ representa a mobilidade dos iões, E o campo eléctrico e p a pressão do gás. A mobilidade dos iões, positivos ou negativos, é aproximadamente independente do valor do campo eléctrico e da pressão do gás. Para um campo eléctrico de 100 V/cm e à pressão de uma atmosfera, a velocidade de deriva é de aproximadamente 1m/s [3]. Este valor traduz-se num tempo de deriva, para um detector típico, da ordem dos milissegundos.

Os electrões têm um comportamento diferente do dos iões quando sujeitos à acção dum campo eléctrico. Ao serem acelerados pelo campo

eléctrico adquirem entre colisões sucessivas uma energia cinética cujo valor depende do campo eléctrico presente no volume do gás. A mobilidade dos electrões é cerca de 1000 vezes superior à dos iões e a velocidade de deriva destes segue uma relação como a descrita na equação 3.2 mas apenas até um certo valor de campo eléctrico. Acima desse limiar, que depende do gás em causa, a velocidade dos electrões deixa de aumentar com o aumento do campo eléctrico.

III.3 Multiplicação de Carga

As colisões entre um electrão e uma molécula ou átomo do gás classificam-se em elásticas e inelásticas, de acordo com a forma como a energia do electrão incidente é distribuída. Nas colisões elásticas a energia cinética do electrão conserva-se e neste tipo de colisões não resulta nem a ionização nem a excitação do átomo.

As colisões inelásticas são classificadas como as interacções onde a energia cinética final dos produtos da colisão é diferente da energia cinética inicial. Nestas reacções há transferência de energia do electrão para o átomo ou molécula através de excitações ou ionizações.

A probabilidade de ocorrer um ou outro tipo de colisão e, no caso das colisões inelásticas se dar a excitação ou ionização do átomo ou molécula depende da energia que o electrão adquire entre cada colisão e da natureza do gás em causa. A energia que o electrão adquire do campo eléctrico depende do percurso médio livre do electrão (ou seja da pressão a que se encontra o gás) e do campo eléctrico aplicado ao longo do trajecto do electrão. É usual definir-se a grandeza campo eléctrico reduzido como a relação entre o campo eléctrico e a pressão do gás, E/p . A energia que os

electrões adquirem do campo eléctrico ao serem acelerados através dum gás depende do valor de E/p .

Para baixos valores de E/p aplicado na zona onde se deu a interacção da radiação com os átomos ou moléculas do gás, apenas uma fracção da carga primária produzida é recolhida nos eléctrodos do detector. A fracção restante perde-se em recombinações ou para as paredes e janela do detector. A corrente medida entre os eléctrodos de recolha depende do campo eléctrico reduzido e aumenta com o aumento deste.

O incremento na quantidade de carga recolhida com o aumento de E/p continua até que o campo eléctrico aplicado atinge um valor suficientemente elevado para recolher a totalidade das cargas primárias produzidas pela passagem da radiação no detector. Nesta situação um ligeiro aumento do campo eléctrico já não se traduz num aumento de corrente entre os eléctrodos do detector. É nesta zona de campo eléctrico que operam os detectores do tipo *câmara de ionização*.

Acima de um certo valor de campo eléctrico, que depende do gás utilizado, os electrões adquirem uma energia suficientemente elevada para promover a excitação dos átomos do gás, sem contudo os ionizar. Para estes valores de E/p os electrões adquirem entre cada colisão com os átomos ou moléculas do gás uma energia acima da energia mínima de excitação do gás (tabela 3.1). Uma vez num estado excitado o átomo decai para o estado fundamental com a emissão de radiação característica. Os gases nobres, tipicamente utilizados em detectores de radiação gasosos, são cintiladores muito eficientes e emitem radiação na zona do ultravioleta que, por efeito fotoeléctrico, pode remover electrões dos átomos das paredes e dos eléctrodos do detector.

Continuando a aumentar o campo eléctrico atinge-se uma zona onde os electrões primários adquirem, entre cada colisão, energia superior ao potencial de ionização do gás e promovem ionizações secundárias nos

átomos do gás. É esta a zona de interesse e onde operam preferencialmente os detectores estudados ao longo deste trabalho. Nesta zona de campos eléctricos a carga total recolhida nos eléctrodos, Q , já não se limita apenas à carga produzida pela radiação ionizante e é proporcional ao número de electrões primários, n_o . A constante de proporcionalidade, M , é o chamado factor de multiplicação do gás.

$$Q = n_o * M \quad (\text{equação 3.3})$$

A multiplicação de carga é feita ao longo do percurso dos electrões até ao ânodo, nas zonas onde o campo eléctrico é suficientemente elevado, na forma duma avalanche em que cada electrão produz novas ionizações no gás. Esta avalanche vai crescendo à medida que se propaga em direcção ao ânodo onde acaba por ser recolhida. Como resultado da multiplicação dos electrões forma-se na cauda da avalanche um rasto de iões positivos que, devido à sua baixa mobilidade, se vão acumulando ao longo do percurso da avalanche no gás. A presença destes iões no gás de detecção pode, para ganhos elevados, distorcer o campo eléctrico no detector e induzir neste efeitos indesejados.

Os iões positivos resultantes das ionizações têm baixa mobilidade e, entre colisões com as moléculas do gás, adquirem pouca energia e não produzem ionizações secundárias. A excepção, indesejada, ocorre quando os iões positivos colidem com os eléctrodos do detector, geralmente de cobre. Neste caso pode ser emitido um fotoelectrão do metal que vai iniciar uma nova avalanche num processo de realimentação positiva.

As ionizações dos átomos e/ou moléculas do gás são produzidas apenas pelos electrões facilmente acelerados pelo campo eléctrico. O número de electrões na avalanche cresce num processo designado por

avalanche de Townsend. O aumento no número de electrões por unidade de comprimento é dado pela equação de *Townsend* [3].

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (\text{equação 3.4})$$

Onde n representa o número de electrões na avalanche, dx o incremento na distância. α , o primeiro coeficiente de Townsend para o gás, é definido como o numero médio de electrões secundários produzidos por centímetro ao longo da trajectória de um electrão livre. Este coeficiente depende do campo eléctrico, sendo zero para valores deste abaixo do limiar de ionização e aumentando com o aumento do campo eléctrico.

O 1º coeficiente de Townsend relaciona-se com M , o factor de multiplicação do gás, através da expressão:

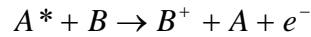
$$\ln M = \int_{\text{cátodo}}^{\text{ânodo}} \alpha(s) ds \quad (\text{equação 3.5})$$

em que s representa a coordenada ao longo da linha de campo eléctrico. A integração é considerada em toda a trajectória, desde o cátodo ao ânodo, ou apenas onde a intensidade do campo eléctrico permite a ocorrência de multiplicação de carga.

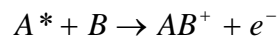
III.4 Outros mecanismos de ionização

O mecanismo de impacto electrónico atrás descrito não é o único através do qual é possível ionizar os átomos e/ou moléculas que constituem o gás de detecção. Um átomo ou molécula num estado excitado pode, através de mecanismos de ionização associativa ou ionização por efeito de

Penning, envolver-se numa reacção da qual resulta a ionização de outro átomo e a produção de um par electrão-ião:



Efeito de *Penning*



Ionização associativa

A principal diferença entre o mecanismo de ionização associativa e o efeito de *Penning* prende-se com a formação, no caso da ionização associativa dum ião molecular com carga positiva.

No caso do efeito de *Penning*, um átomo excitado com uma energia superior à energia de ionização da outra espécie presente na mistura, ioniza esta última. Estes mecanismos também podem surgir em gases puros, quando a energia de ionização da espécie em causa é inferior ao dobro da energia de excitação do seu primeiro estado excitado. Neste caso dois átomos excitados podem interagir dando-se a produção de um par electrão-ião.

Os gases nobres têm estados meta-estáveis excitados com tempos de vida elevados que favorecem a ocorrência deste tipo de mecanismos em misturas com estes gases.

Através destes mecanismos parte da energia fornecida aos electrões pelo campo eléctrico e não convertida em ionizações através do mecanismo de impacto electrónico é utilizada para a formação de pares ião-electrão que vão contribuir para a formação do sinal de saída do detector.

III.5 Detectores de Ionização proporcional

III.5.1 O Contador Proporcional e a Câmara Multifios

O contador proporcional, um dos mais simples detectores gasosos onde ocorre multiplicação de carga eléctrica, surgiu inicialmente numa geometria de duas placas paralelas colocadas a uma distância de separação muito curta e com um gás de enchimento apropriado entre elas. Aplicando uma diferença de potencial entre as duas placas estabelece-se um campo eléctrico uniforme que permite fazer a recolha e, caso este seja suficientemente elevado, multiplicar os electrões primários produzidos pela passagem de radiação no espaço entre as placas [3].

Esta geometria apresenta o inconveniente de, uma vez que o campo entre as placas é uniforme, nem todas as cargas primárias sofrerem os mesmos processos de multiplicação e o sinal de saída do detector depender do ponto onde ocorre a interacção.

A geometria cilíndrica, de uso mais comum neste tipo de detectores, resolve este problema. Nesta geometria, o contador proporcional é composto por um tubo cilíndrico de paredes condutoras, em cujo eixo está colocado um fio condutor. Geralmente as paredes do detector são colocadas à terra enquanto que o fio central é isolado destas e polarizado com uma tensão positiva. O campo eléctrico junto das paredes do cilindro é praticamente nulo e tem o seu máximo junto da superfície do fio condutor. Devido a esta geometria, só numa pequena zona em torno do fio condutor é que o campo eléctrico toma valores suficientemente elevados para ocorrer multiplicação de carga. A radiação interage em todo o detector, produzindo os electrões primários que derivam, sem multiplicação, até às vizinhanças do fio

condutor que funciona como ânodo, em torno do qual se formam as avalanches [3].

A boa resolução em energia, 12%, FWHM, medidos para raios-x de 5.9 keV em várias misturas gasosas [3], e a sua simplicidade fazem deste detector a escolha óbvia quando se pretende caracterizar a energia duma radiação incidente. Contudo a localização espacial e a cobertura de grandes áreas de detecção encontram-se limitadas pelas reduzidas dimensões do detector.

Um notável avanço na física da detecção de radiação foi conseguido por Charpak em 1968, com o desenvolvimento da primeira câmara multifios (*Multi-Wire Proportional Chamber*, “MWPC”). Este detector é constituído por uma série de fios condutores (com poucas dezenas de μm de espessura), que operam como ânodos, equidistantes e dispostos num plano, colocados entre dois eléctrodos planares de cátodos. O campo neste detector é uniforme à excepção da zona junto dos ânodos onde a dependência se dá com $1/r$. É nesta zona que os electrões primários são multiplicados e posteriormente recolhidos, tal como no contador proporcional [6].

Nos primeiros trabalhos efectuados com MWPC verificou-se que no ânodo no qual são recolhidos os electrões o sinal induzido é negativo, enquanto que nos ânodos adjacentes o sinal medido é positivo. Esta observação, em conjunto com a segmentação dos planos de cátodos veio permitir utilizar as MWPC para determinar a posição onde ocorreu a interacção no detector. Combinando esta informação com a medição do tempo de deriva das cargas ao longo do detector é possível reconstruir a trajectória da radiação incidente ao longo do detector.

Para além da possibilidade de cobrir grandes áreas de detecção, a boa resolução espacial, temporal e em energia são algumas das características que tornaram populares as MWPC's. Desde a sua introdução que este tipo de detectores tem sido alvo de um grande número de trabalhos, com vista a

melhorar as suas características e adaptá-los às necessidades experimentais. Os detectores do tipo “*Time Projection Chamber*”, (TPC), “*Ring Imaging Chamber*”, (RICH), e as câmaras de deriva são evoluções ou adaptações das MWPC ainda hoje em desenvolvimento.

III.5.2 Câmara de Microfitas

As principais limitações das MWPC relacionam-se com o volume da região de multiplicação em torno dos ânodos. É nesta região que são produzidos os iões positivos que, para taxas de contagem acima dos 10^4 Hz/mm², se acumulam alterando o campo eléctrico e limitando o ganho do detector. Outra desvantagem das MWPC surge devido ao espaçamento mínimo entre dois ânodos possível tecnicamente ser da ordem do milímetro. Este valor impõe o limite à resolução espacial atingível com as MWPC [7][8].

Tornou-se claro que os fios eléctricos, devido às limitações impostas suas dimensões mínimas, teriam que ser substituídos por outro tipo de tecnologia. Foi isso o que Oed conseguiu em 1988, ao introduzir a Câmara Gasosa de Microfitas (“*Micro Strip Gas Chamber*”, MSGC) [9]. A MSGC, figura 3.1, é constituída por um suporte isolador, em que numa das faces são depositados por fotolitografia eléctrodos com dimensões micrométricas na forma de fitas paralelas. Estes eléctrodos são de dois tipos e funcionam alternadamente como ânodos e cátodos, sendo os cátodos mais largos que os ânodos. A diferença de tensão que se aplica entre estes eléctrodos permite estabelecer um campo intenso numa zona muito reduzida, atingindo-se ganhos elevados associados a um baixo tempo de recolha dos iões positivos.

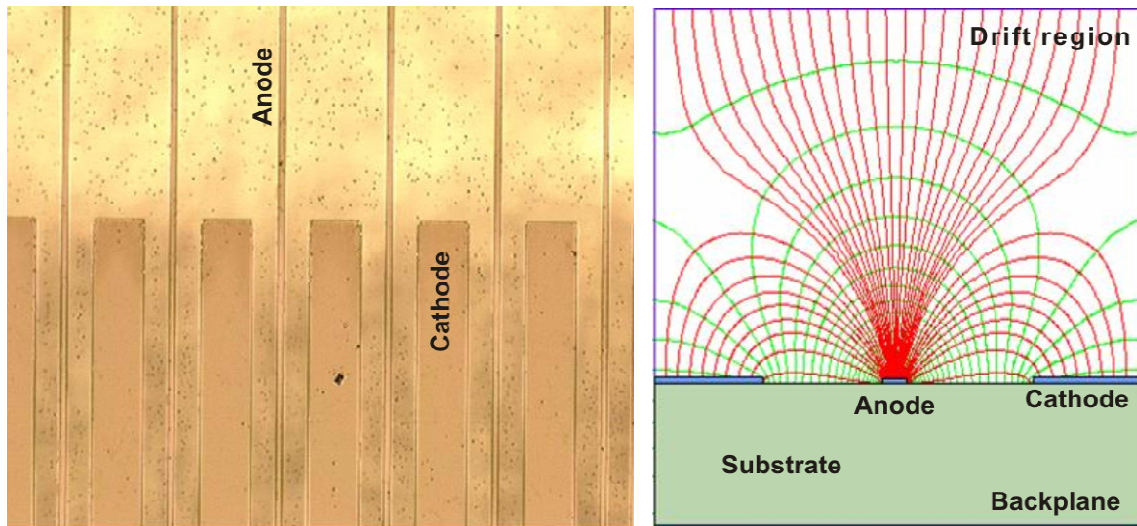


Figura 3.1 – À esquerda, vista dos eléctrodos da placa de microfitas. À direita, o campo eléctrico estabelecido por aplicação duma diferença de potencia entre ânodos e cátodos.

Na face posterior da MSGC, encontra-se depositado um outro eléctrodo, o “*backplane*”. Este eléctrodo pode ser contínuo ou estruturado, permitindo fazer a leitura da posição a uma dimensão, medindo a carga aí induzida. Em conjunto com os ânodos e cátodos, a leitura da posição no “*backplane*” dá à MSGC a possibilidade de localização espacial a duas dimensões.

O uso das técnicas de fotolitografia permitiu a produção em larga escala, com elevado grau de precisão e custos reduzidos de detectores com elevada resolução espacial e capazes de operar em condições de elevadas taxas de contagem. Os detectores baseados em MSGC vieram suprimir algumas das limitações das MWPC e foram rapidamente adoptados em várias aplicações práticas, desde a física experimental à medicina.

Apesar das boas características gerais atrás descritas, as MSCG rapidamente vieram a apresentar alguns problemas próprios que, nalguns casos levaram ao seu abandono [7]. As limitações das MSGC envolvem instabilidades no ganho quando operadas por longos períodos de tempo e,

mais grave do que isso, a ocorrência de descargas, nalguns casos com a consequente destruição da MSGC.

As alterações no ganho das MSGC são causadas pelo envelhecimento do gás e pela deposição de carga nas superfícies do dieléctrico. O funcionamento do detector por períodos prolongados leva à formação de depósitos isoladores nas superfícies dos eléctrodos e do dieléctrico, afectando o ganho do detector. Estes depósitos são compostos por polímeros produzidos por acção das avalanches e descargas no gás. Estes processos podem ser evitados com uma adequada escolha de materiais do detector e com purificação constante do gás.

A deposição de cargas eléctricas na superfície do dieléctrico, no espaço entre ânodos e cátodos, surge devido à forma do campo eléctrico, com algumas das linhas de campo a terminarem na zona a descoberto do dieléctrico. A elevada resistividade deste ($>10^{16}\Omega\text{cm}$) leva à acumulação de carga na sua superfície e consequente à alteração do campo eléctrico e ganho do detector. Mesmo com uma escolha óptima de tensões de polarização, de modo a que as linhas de campo terminem todas nos eléctrodos condutores, a difusão dos iões leva à acumulação de carga nas superfícies do dieléctrico. Este efeito, que cria uma dependência do ganho com a taxa de contagem a que o detector é exposto, pode ser contornado utilizando materiais semicondutores para o suporte da MSGC.

A principal vantagem da MSGC relativamente aos detectores gasosos tradicionais, a reduzida dimensão dos seus eléctrodos, é ao mesmo tempo, uma das limitações mais críticas. A presença de descargas é uma realidade incontornável na operação de detectores gasosos de ionização, particularmente em condições de ganho elevado. Sempre que numa avalanche o número de cargas ultrapassa um dado valor (o designado limite de Raether, aproximadamente 10^8 pares electrão-ião) dá-se a formação de descargas no detector. Para os valores de carga correspondentes ao limite de

Raether, o campo eléctrico local na avalanche é de tal forma elevado que leva à emissão de fótons que, por ionização, levam à propagação da avalanche ao longo do detector, na forma duma descarga eléctrica [2][10]. No caso das MSGC, a reduzida dimensão dos eléctrodos torna-as particularmente frágeis e sensíveis às descargas que podem levar à sua permanente inutilização.

III.5.3 GEM

A evolução das técnicas de fotolitografia utilizadas na produção das MSGC levaram ao desenvolvimento de um conjunto de novas microestruturas que vieram melhorar alguns dos aspectos negativos das MSGC. De entre estas destaca-se, pelas aplicações e número de publicações a que deu origem, o “*Gás Electron Multiplier*”, GEM [11]. Esta estrutura é constituída por uma fina folha de Kapton® com 50 µm de espessura, microperfurada e nas superfícies da qual são depositadas dois eléctrodos de cobre (geralmente com 5 µm de espessura), figura 3.2. Após a deposição dos eléctrodos de cobre, por fotolitografia, faz-se a corrosão das zonas de Kapton® a descoberto. A forma dos orifícios é controlada pelos parâmetros do processo de corrosão e tipicamente têm uma forma bi-cónica com diâmetros entre 60 a 100 µm dispendo-se numa matriz hexagonal.

A aplicação duma diferença de potencial entre as duas superfícies condutoras do GEM estabelece um campo eléctrico elevado na zona dos orifícios (>50 kV/cm) que permite a multiplicação dos electrões primários produzidos na zona de deriva acima do detector. A carga resultante pode ser lida no eléctrodo inferior do GEM mas habitualmente é transferida para um outro estágio de multiplicação ou leitura abaixo deste.

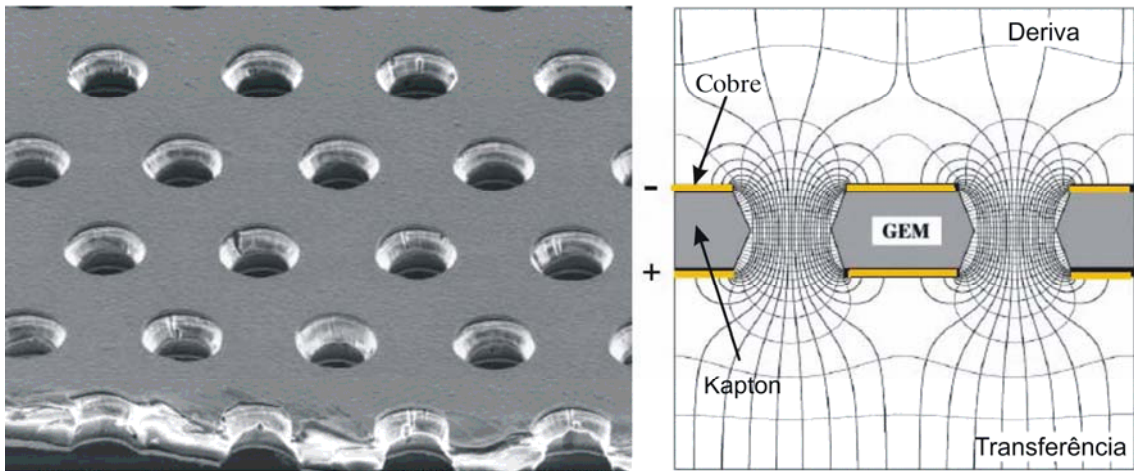


Figura 3.2 – Fotografia detalhada e esquema de funcionamento de um GEM.

Neste último modo de operação, a multiplicação e a recolha de carga são feitas em eléctrodos independentes. Esta é uma característica muito importante do GEM que para além de proteger a electrónica de descargas ocorridas na zona de multiplicação permite que o eléctrodo de leitura seja colocado a um potencial nulo, simplificando a electrónica utilizada para ler o sinal [12].

Nos detectores tradicionais onde ocorre multiplicação de carga, por exemplo no contador proporcional, o sinal de saída é composto por duas componentes. O sinal criado pelos electrões recolhidos no ânodo adiciona-se ao sinal induzido pelo movimento dos iões em direcção ao cátodo. No caso de se ler a carga produzida nos orifícios do GEM num eléctrodo de leitura independente apenas a componente electrónica vai contribuir para a formação do sinal fazendo com que os sinais sejam extremamente rápidos (algumas dezenas de ns) [12] [13].

Os primeiros GEM, com uma área de 100 cm^2 foram utilizados como elementos de pré-amplificação combinados com MWPC's e MSGC's, demonstrando-se nesses trabalhos que o GEM apresenta ganhos suficientemente elevados para, por si só funcionar como detector, permitindo

a troca da MWPC ou MSGC por um simples eléctrodo de leitura estruturado, dando deste modo a possibilidade de localizar a duas dimensões a posição da interacção no detector [14].

A operação do GEM como elemento de pré-amplificação em cascata com outro detector (MWPC ou MSGC) permite reduzir as tensões de operação utilizadas, mantendo a resolução e a capacidade de operar a altas taxas de contagem, ao mesmo tempo que diminui a probabilidade de ocorrência de descargas eléctricas no detector.

Vários GEM podem também ser colocados em cascata, transferindo-se a carga produzida num GEM para o seguinte onde esta é novamente multiplicada. É usual utilizarem-se dois e três GEM's em cascata, o que permite atingir um ganho total elevado à custa de tensões mais baixas em cada elemento do detector, reduzindo-se as probabilidades de descargas, mesmo na presença de partículas com elevado poder ionizante.

Uma das características que tornam esta estrutura particularmente interessante é o facto de as avalanches só ocorrerem no interior dos orifícios. Fora destes o campo eléctrico não é suficientemente elevado para haver multiplicação de carga o que faz com que a formação de avalanches em detectores construídos com base no GEM esteja confinada aos orifícios.

Os gases nobres têm a vantagem de serem monoatômicos e serem muito convenientes para a detecção de radiação por não apresentarem estados vibracionais ou rotacionais nos quais é dissipada parte da energia da radiação incidente. Estes gases também têm a vantagem de serem muito estáveis e não apresentarem um envelhecimento significativo (geralmente causado por impurezas absorvidas nas paredes do detector). Contudo os gases nobres são também eficientes cintiladores na zona do UV e o ganho máximo atingível com estes gases encontra-se limitado pela emissão de fótons UV de desexcitação. Estes fótons podem causar novas ionizações nas paredes do detector ou num fotocátodo e, conseqüentemente, novas

avalanches ao longo do detector. Sem a adição de um gás capaz de absorver estes fótons, os ganhos máximos em gases nobres são tipicamente de 10^3 , valor demasiado baixo para ser competitivo e operar em modo de fóton único. A inclusão de um gás inibidor da emissão de UV, geralmente um composto orgânico, permite a operação do detector em ganhos elevados, mas é inconveniente devido às dificuldades de purificação (para além de serem pouco estáveis quando sujeitos a descargas os gases utilizados como inibidores são também difíceis de purificar.)

Como no GEM a formação de avalanches só ocorre nos orifícios, o ganho máximo alcançado com gases nobres é mais elevado que o obtido com outros tipos de detectores gasosos de ionização, o que veio relançar o interesse pelo uso de gases nobres puros em detectores gasosos, para utilizar, por exemplo em fotomultiplicadores gasosos (“Gaseous Photomultiplier”, GPM) [14].

III.5.4 MSHP

As técnicas de fotolitografia utilizadas para a produção do GEM e da MSGC deram origem a uma série de microestruturas que têm aplicação na detecção da radiação (Micro-Gap chamber, Micro-Dot chamber, MICROMEGAS, CAT e MicroCAT, etc). Entre estas estruturas encontra-se a “Micro-Hole and Strip Plate”, MHSP [16] desenvolvida no Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear (GIAN) e com a qual se realizaram os trabalhos descritos ao longo desta tese.

A MHSP é uma micro-estrutura que combina as características do GEM com as da MSGC num só elemento. Tal como o GEM, é composta por uma fina folha de Kapton com $50\ \mu\text{m}$, microperfurada e cujas faces são cobertas por eléctrodos. Numa das faces é colocado um eléctrodo

semelhante aos do GEM, enquanto que a face inferior se encontra estruturada tal como a MSGC, resultando em dois estágios de multiplicação independentes, figura 3.3.

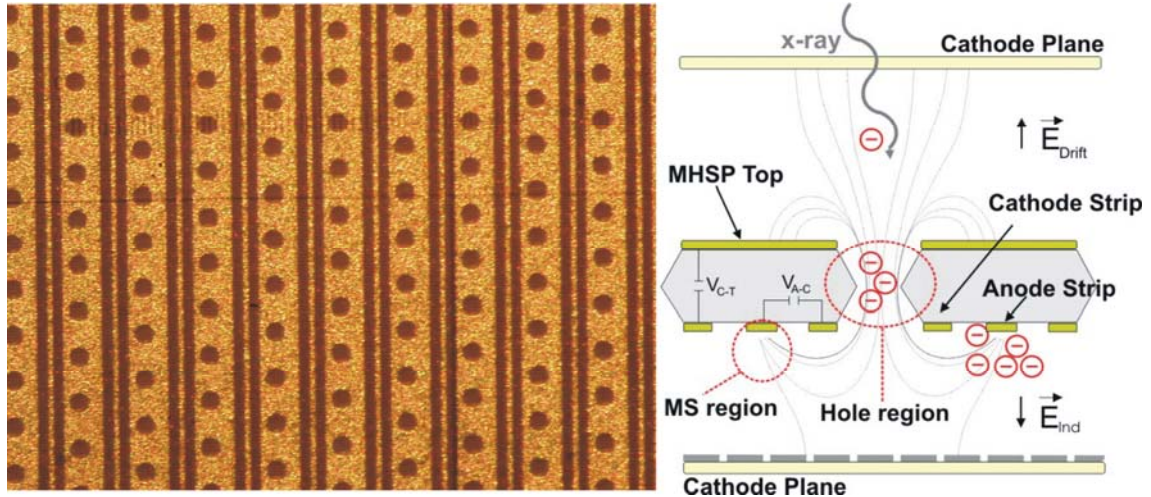


Figura 3.3 – Fotografia do eléctrodo estruturado da MHSP, onde se dispõem os ânodos e cátodos, com estes últimos a rodear os orifícios (à esquerda). Esquema ilustrativo do modo de operação da MHSP (à direita).

Os electrões produzidos na zona de deriva acima da MHSP ou extraídos dum fotocátodo depositado sobre o eléctrodo colocado no topo da MHSP, o *Top*, são focados para os orifícios onde são multiplicados por acção do potencial estabelecido entre o *Top* e o eléctrodo que envolve os orifícios, o *Cátodo*, tal como acontece num GEM. Mas ao invés do GEM, a multiplicação na MHSP não se limita à zona entre os orifícios, e os electrões extraídos destes são conduzidos pelo campo eléctrico até as fitas que constituem o *Ânodo* onde são novamente multiplicados sendo a sua recolha feita neste último eléctrodo.

As várias MHSP utilizadas ao longo das medidas apresentadas nesta tese foram produzidas nos laboratórios do CERN e são todas do mesmo modelo. Têm uma área activa de $28 \times 28 \text{ mm}^2$, apresentam orifícios bi-cónicos, com um diâmetro de $80 \mu\text{m}$ no cobre e $60 \mu\text{m}$ no Kapton, cátodos e

ânodos com uma largura de, respectivamente, 100 μm e 35 μm e um passo de 200 μm .

No modo de funcionamento normal da MHSP atrás descrito é estabelecida uma diferença de potencial entre o top e o cátodo, V_{Hole} , e entre o cátodo e o ânodo, V_{AC} . A tensão total aplicada na MHSP, V_{Total} , é a soma destas duas tensões.

Devido à geometria da MHSP, em que a zona de deriva se encontra opticamente separada do último estágio de multiplicação, a MHSP apresenta naturalmente uma elevada supressão da realimentação causada pelos fótons emitidos durante os processos multiplicativos que ocorrem nas avalanches na zona entre o cátodo e o ânodo.

Comparativamente com o GEM, e para além do elevado ganho, a MHSP também apresenta uma maior capacidade de bloquear o retrocesso para a zona de deriva dos iões produzidos nas avalanches. Parte dos iões produzidos nas avalanches junto dos ânodos é recolhida nos cátodos e no plano abaixo da MHSP, por acção do campo de indução, reduzindo-se deste modo a quantidade de iões que migra para a zona de deriva e distorce o campo eléctrico nesta zona. A simples substituição do último GEM num detector constituído por uma cascata de 4 GEM por uma MHSP permite reduzir o fluxo de iões positivos de uma ordem de grandeza [17].

IV O estudo das características de operação da MHSP em gases nobres a alta pressão

IV.1 Motivação

A geometria da MHSP, com dois estágios de multiplicação independentes, incorporados numa só micro-estrutura e separados por uma reduzida distância, revela-se promissora para a operação desta estrutura em atmosferas de gases nobres a alta pressão.

Os dois estágios de multiplicação e o confinamento das avalanches produzidas no primeiro estágio aos orifícios da MHSP fazem com que a MHSP apresente ganhos elevados quando operada em gases nobres.

A reduzida separação entre estágios multiplicativos nesta micro-estrutura favorece a transferência de carga entre os estágios multiplicativos e é indicativo de um bom comportamento no funcionamento a alta pressão. Os electrões produzidos nas avalanches do primeiro estágio de multiplicação são eficientemente transferidos para o estágio seguinte.

Os trabalhos efectuados no âmbito desta tese e aqui apresentados serviram para confirmar as potencialidades da MHSP a operar em gases nobres a alta pressão e revelam que esta micro-estrutura, neste tipo de atmosfera, apresenta boas prestações para a sua utilização em áreas como a detecção de neutrões, desenvolvimento de detectores criogénicos para detecção de neutrinos e matéria negra e detectores para PET.

IV.2 Sistema experimental

Para levar a cabo os estudos apresentados neste trabalho foi projectado e construído um detector para acomodar a MHSP capaz de suportar pressões até 10 bar. As várias peças constituintes deste detector foram integralmente construídas nas oficinas do departamento de física da Universidade de Coimbra.

Este detector é composto por 3 partes principais: uma base, com forma circular e à qual foi colada uma placa de MACOR®, um anel que forma a estrutura lateral e uma peça que fecha o detector no topo onde se encontra a janela para entrada de radiação. Estes constituintes são fixos com parafusos M4, sendo a hermeticidade do detector garantida através do uso de o-rings de *viton*.

Os contactos eléctricos entre o interior e o exterior são assegurados por *feedthrough* metálicos que penetram no detector e se encontram electricamente isolados deste por blocos de macor. Os *feedthrough* têm dimensão suficiente para fornecer directamente as tensões de polarização à MHSP colocada no topo do suporte de macor com 5 mm de espessura.

A MHSP é colocada entre o suporte de macor e uma placa metálica, com 1 mm de espessura que é aparafusada ao suporte e mantém a MHSP fixa.

O anel que constitui o corpo cilíndrico do detector tem uma altura que permite definir o tamanho da zona de deriva acima da MHSP. Nas medidas efectuadas neste trabalho a zona de deriva do detector (entre a MHSP e a janela do detector) é de 3 mm.

O suporte para a MHSP tem uma altura total de 5 mm e foi desenhado de forma a criar uma zona de indução, entre o eléctrodo estruturado da MHSP (onde se encontram os cátodos e ânodos desta) e o *backplane* de

3 mm. O *backplane* é composto por uma camada de alumínio evaporada numa das faces do suporte de macor.

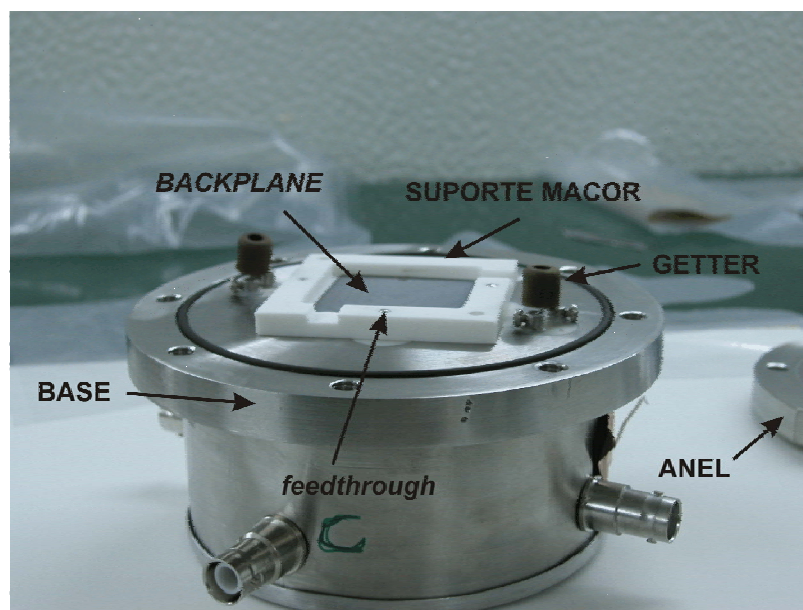


Figura 4.1 – Fotografia do interior do detector. São visíveis as *getters* de purificação, o suporte de MACOR para a MHSP e as extremidades dos *feedthrough* que asseguram a polarização desta. Abaixo da base do detector encontra-se uma estrutura cilíndrica que, para além de servir de suporte físico ao detector, acomoda os filtros RC. À direita é visível parte do anel lateral.

A purificação do gás no detector é assegurada por *getters* não evaporáveis. Inicialmente (ver figura 4.1) optou-se por utilizar duas *getters* de resistência SAES ST172/HI/7, colocadas no interior do detector. Ao longo do trabalho, para melhorar a eficiência de purificação do gás a altas pressões, trocaram-se estas *getters* por outras, SAES ST707/WASHER/833, colocadas num pequeno volume fora do detector e através do qual se faz circular o gás por convecção. Durante a realização das medidas, estas *getters* foram mantidas à temperatura de 200 °C, usando-se para isso uma manga de aquecimento e um regulador de temperatura.

Todas as colagens no detector foram feitas usando cola isoladora *epoxy* de baixa pressão de vapor, TRA-CON 2116.

A janela do detector é circular com 2 mm de diâmetro e constituída por uma película de MYLAR aluminizado com 25 μm que mantém uniforme o campo eléctrico na zona de deriva.

Para efectuar as várias medidas, com gases e misturas gasosas diferentes, o detector foi colocado numa linha de vazio e enchimento, na qual a pressão pode descer a valores perto de 10^{-6} mbar.

A polarização dos eléctrodos da MHSP e do *backplane* é feita de modo independente através do uso de fontes de tensão CAEN N741A com possibilidade de limitar a corrente fornecida a 1 nA. Durante a recolha de medidas a corrente máxima fornecida por estas fontes foi limitada a valores entre 30 e 100 nA de modo a proteger os eléctrodos da MHSP no caso de ocorrência de descargas. Os sinais das fontes de alimentação que polarizam o *top*, e *cátodo* da MHSP passam por um filtro RC passa baixo, composto por uma resistência de 15 M Ω e um condensador de 1 nF de forma a reduzir o *ripple* presente no sinal das fontes de tensão utilizadas e assim minimizar o ruído à saída do detector. A polarização do ânodo da MHSP é feita através do pré-amplificador, modelo Canberra 2006, utilizado para medir a carga recolhida neste eléctrodo. Ao longo das medidas descritas neste trabalho o pré-amplificador foi operado na sua sensibilidade máxima, 235 mV/ 10^6 pares de ião-electrão. A excepção foi aquando do uso do Néon como gás de enchimento. Devido ao elevado ganho que este gás permite atingir, foi necessário reduzir a sensibilidade do pré-amplificador de modo a obter na sua saída apenas 75 mV por cada 10^6 pares ião-electrão recolhidos.

A saída do pré-amplificador encontra-se ligada a um amplificador Tennelec, modelo TC243, operado com constantes de integração e diferenciação de 4 μs . O ganho do amplificador foi sendo ajustado consoante as necessidades experimentais de modo a que o espectro da fonte de raios-x a adquirir se distribuísse por toda a gama de canais do multicanal, modelo

Nucleus PCAII 1024, utilizado para digitalizar a altura máxima dos impulsos à saída do amplificador.

Na figura 4.2 encontra-se um esquema representativo do sistema experimental utilizado.

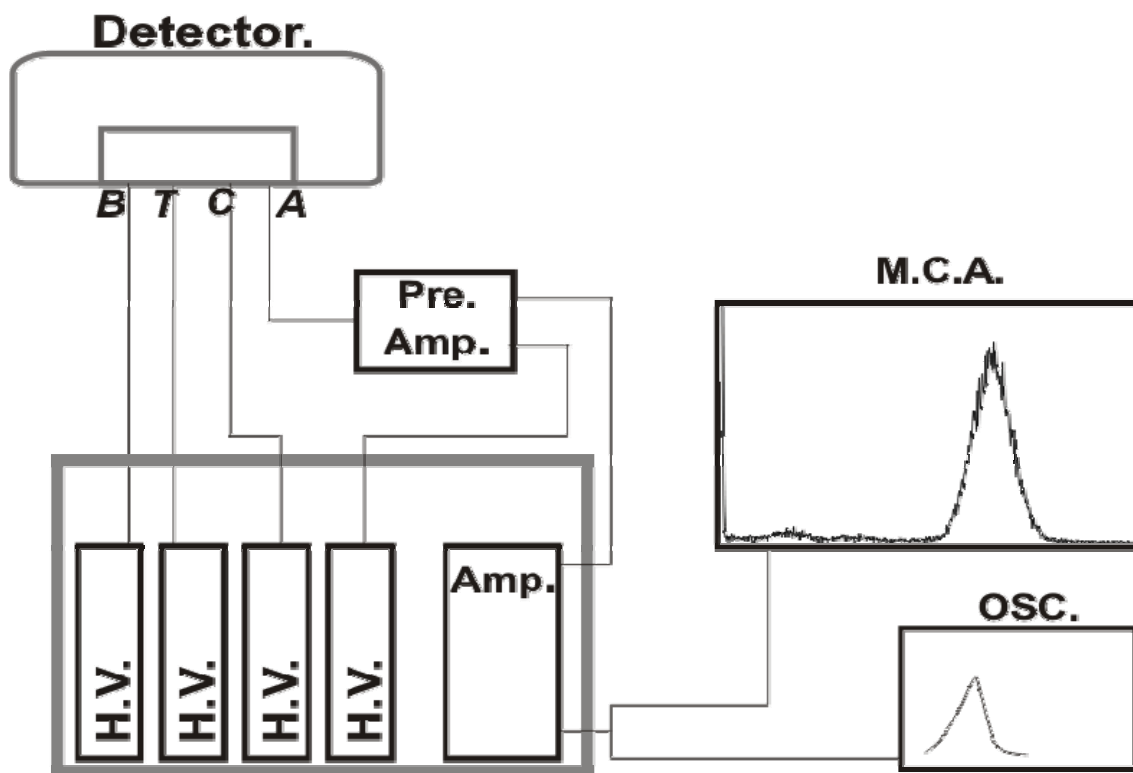


Figura 4.2 – Esquema da electrónica utilizada para polarização do detector e recolha do sinal proveniente deste. Os eléctrodos *backplane* (B), *top* (T) e cátodo (C) são independentemente polarizados através de fonte de tensão CAEN N741A. A polarização do ânodo (A) é assegurada pelo pré-amplificador de carga. O sinal deste é amplificado num amplificador TC 243 cuja saída se encontra ligada a um Analisador Multicanal (MCA) e a um osciloscópio.

Todas as MHSP foram sujeitas a testes de isolamento antes de serem colocadas no detector. O teste era feito, para cada par de eléctrodos, ligando um deles a uma fonte de alta tensão, modelo CAEN N741A, com o valor máximo de corrente fornecido por estas fontes limitado a 30 nA. O outro eléctrodo foi ligado a um electrómetro Keithley, modelo 610C. A corrente

medida neste electrómetro era registada em função da tensão fornecida pela fonte de tensão (durante os testes polarizavam-se os eléctrodos com cerca de 200-300 V). Caso se registasse um valor de corrente de fuga superior a 10 nA nalgum dos eléctrodos a testar, a MHSP era considerada defeituosa e não utilizada.

Durante a obtenção de resultados experimentais os valores máximos de tensão aplicáveis entre os eléctrodos da MHSP foram limitados pelo aparecimento de micro descargas. Estas descargas eram monitorizadas num osciloscópio ligado à saída do amplificador, ou através da queda de tensão nas fontes de alimentação limitadas em corrente a valores entre os 30 e os 100 nA.

No caso de surgirem descargas no detector ao aumentar alguma das diferenças de tensões de polarização tensão, V_{Hole} ou V_{AC} , esta era reduzida e, caso numa nova tentativa de a aumentar as descargas se repetissem, a medição acabava. Todos os pontos de operação apresentados ao longo deste trabalho são por isso pontos estáveis de operação, nos quais não se verificou a existência de descargas durante o período de recolha do espectro (2 - 5 minutos, dependendo da eficiência de detecção, já que se tentou sempre recolher espectros com uma contagem no pico de, no mínimo, 100 eventos).

IV.3 Calibração em ganho

Com a calibração do ganho do detector pretende-se relacionar o ganho intrínseco do detector (a relação entre a carga primária produzida pela passagem da radiação incidente com uma dada energia e a carga final recolhida no ânodo da MSHP) com o canal do multicanal onde se vai localizar o pico correspondente à energia da radiação incidente. Conhecendo

esta relação pode-se, para qualquer canal do multicanal e para uma dada energia, determinar o ganho absoluto do detector.

O canal onde se vai localizar o centróide do pico de energia em estudo vai depender da energia da radiação incidente, do ganho do detector e do ganho da electrónica. Conhecendo o ganho da electrónica e a energia da radiação incidente determina-se o ganho absoluto do detector, G_D .

A carga primária produzida pela radiação incidente, Q_0 , é multiplicada no detector e à saída deste é recolhida uma carga, Q_f , que se relaciona com Q_0 através de:

$$Q_f = Q_0 * G_D \quad (\text{equação 4.1})$$

A carga recolhida no ânodo da MHSP, Q_f , sofre processos de amplificação na electrónica, pré-amplificador e amplificador, e à saída deste último gera um sinal com uma determinada amplitude, V_F . É este sinal que é digitalizado pelo multicanal e colocado num determinado canal, de acordo com a sua amplitude. O que pretendemos com a calibração em ganho é relacionar o canal do multicanal onde se encontra o pico correspondente à energia em estudo com um determinado ganho do detector, G_D .

A calibração é feita substituindo o sinal do detector por um sinal proveniente de um gerador de impulsos BNC, modelo PB-4, introduzido na entrada do pré-amplificador de carga através dum condensador calibrado de capacidade conhecida, C . Este sinal, $V_{i,BNC}$, vai depositar uma carga, Q_{BNC} , no condensador:

$$Q_{BNC} = V_{i,BNC} * C \quad (\text{equação 4.2})$$

Esta carga, Q_{BNC} vai, tal como a carga final recolhida no detector, sofrer os mesmos processos de amplificação na electrónica e à saída do amplificador, irá produzir um sinal com uma determinada amplitude, $V_{f,BNC}$. Uma vez que, mantendo os ganhos da electrónica, ambas as cargas Q_{BNC} e Q_f sofrem os mesmos processos de amplificação, é válida a relação:

$$\frac{Q_f}{Q_{BNC}} = \frac{V_f}{V_{f,BNC}} \quad (\text{equação 4.3})$$

A partir da equação 4.3 podemos relacionar a carga recolhida no detector, Q_f com a carga depositada no condensador pelo sinal do gerador de impulsos BNC e o sinal de saída da electrónica.

$$Q_f = \frac{Q_{BNC} * V_f}{V_{f,BNC}} \quad (\text{equação 4.4})$$

E como a carga depositada no condensador se relaciona com o sinal gerado pelo gerador de impulsos de acordo com a equação 4.2, podemos determinar a carga final recolhida no detector através da medição de V_f , $V_{i,BNC}$ e $V_{f,BNC}$. Estes sinais podem ser medidos em volts no osciloscópio ou pode ser-lhes atribuído um canal do multicanal.

Combinando as equações 4.4 e 4.1 obtemos uma expressão que relaciona o ganho do detector, com a carga inicial depositada neste pela radiação incidente e um conjunto de sinais facilmente medido:

$$G_D = \frac{Q_f}{Q_0} = \frac{V_{i,BNC} * C * V_f}{V_{f,BNC} * Q_0} \quad (\text{equação 3.5})$$

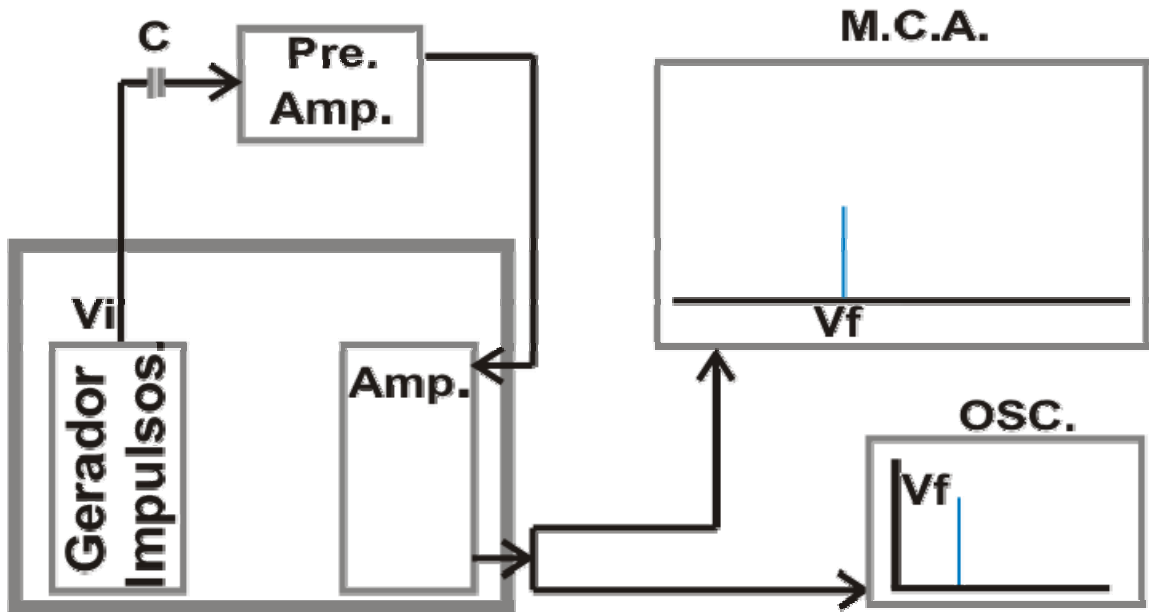


Figura 4.3 – Esquema da electrónica utilizada para a calibração em ganho do detector. O gerador de impulsos fornece um sinal à entrada do pré-amplificador através do condensador C. Este sinal passa pela mesma cadeia electrónica que o sinal proveniente do detector e a sua amplitude é medida, para posterior comparação com a amplitude do sinal inicial, no multicanal (MCA) ou no osciloscópio.

e, uma vez que Q_0 se relaciona com w e a energia da radiação incidente através de:

$$Q_0 = \frac{E_i * e^-}{w} \quad (\text{equação 3.6})$$

Estamos em condições de, para uma dada energia da radiação incidente e para um dado gás de enchimento, determinar, a partir do canal onde se vai localizar o pico de energia em estudo, o ganho absoluto do detector:

$$G_D = \frac{Q_f}{Q_0} = \frac{V_{i,BNC} * C * w * V_f}{V_{f,BNC} * E_i * e^-} \quad (\text{equação 3.7})$$

De notar que o valor de G_D depende de w , ou seja, do gás de enchimento do detector. No caso de o gás de enchimento ser composto por uma só espécie,

o valor de w é conhecido (tabela 3.1). No caso das misturas estudadas neste trabalho, Ar – Xe, escolheu-se para valor de w , o do gás com maior peso na mistura, o Árgon.

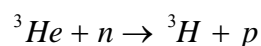
V Aplicação da MHSP para a detecção de neutrões

V.1 Motivação

A detecção de neutrões é uma necessidade em áreas diversas que se estendem desde a localização de explosivos para remoção de minas terrestres à monitorização dos parâmetros operacionais na fusão termonuclear controlada [18][19]. Estas são áreas que se encontram actualmente em pleno desenvolvimento e necessitam de modernos e eficientes métodos de detecção. Os requisitos típicos que um detector gasoso para detecção de neutrões deve satisfazer são [20]:

- Eficiência de detecção, para 1 Å, de 70%
- Resoluções espaciais de 1 mm
- Resoluções temporais na ordem dos μs
- Áreas de detecção de $200 \times 200 \text{ mm}^2$
- Taxas de contagem de 1 MHz/mm^2
- Insensibilidade aos raios γ

A detecção dos neutrões, partículas desprovidas de carga eléctrica e sem capacidade de ionizar directamente átomos e moléculas, é feita através da detecção dos produtos de reacções nucleares do tipo:



Nesta reacção, a transmutação do ^3He tem como produtos um átomo de ^3H (tritio) e um protão, emitidos, respectivamente, com energias de 192 e 572 keV. Um outro gás capaz de capturar neutrões de modo semelhante ao ^3He é o $^{10}\text{BF}_3$. Este gás não é porém uma alternativa ao uso de ^3He em detectores gasosos pois tem uma afinidade electrónica muito elevada [21].

A eficiência de detecção, em termos gerais, depende da espessura da camada de gás utilizado e da pressão a que este se encontra. O ^3He apresenta uma boa eficiência de detecção para neutrões. Por exemplo, para um detector a 6 bar, bastam 2 cm para obter uma eficiência de detecção de 70% para neutrões de 1 Å [20]. Contudo, a resolução em posição dum detector cujo gás de enchimento é composto apenas por ^3He fica comprometida devido ao longo alcance dos produtos da reacção de captura do neutrão neste gás. A determinação da posição onde se deu a interacção é feita pela determinação dos centróides das distribuições de cargas produzidas pelo protão e ^3H até serem absorvidos no gás. Estes produtos da reacção de captura não deixam a sua energia no gás de modo simétrico, pois o protão tem um alcance cerca de 3 vezes superior ao do ^3H .

A precisão com que se conhece a posição de interacção é deste modo afectada de um erro sistemático. Este erro depende do alcance dos produtos da reacção de captura no gás de detecção o qual é relativamente grande (em ^3He a 6 bar o protão tem um alcance de ≈ 8 mm).

A inclusão dum gás com elevado poder de paragem na mistura gasosa do detector permite diminuir o alcance dos produtos da reacção de captura do neutrão, contribuindo de forma significativa para a resolução em posição do detector.

Halogenetos de carbono (CF_4 , CCl_4) e gases nobres (Xénon, Árgon e Kriptón) têm um elevado poder de paragem para o protão e são boas opções para usar em misturas com o ^3He . Os gases nobres têm a vantagem adicional de apresentarem reduzido envelhecimento e serem de fácil purificação,

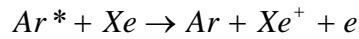
permitindo a construção de detectores selados, melhorando o desempenho destes em períodos prolongados de operação. De entre os gases nobres, o Árgon tem a vantagem de apresentar maior insensibilidade aos raios γ e o seu uso é por isso preferido em detectores de neutrões.

O ganho, relativamente baixo, a que os gases nobres podem operar sem a inclusão dum gás inibidor de radiação UV não é um problema na detecção de neutrões, uma vez que tanto o protão como o trítio têm um elevado poder ionizante e ganhos de ≈ 100 são suficientes para detectar eficientemente a carga primária produzida no gás [21].

Neste trabalho propomos investigar as potencialidades da MHSP na detecção de neutrões. A mistura gasosa a utilizar como gás de paragem para o protão e o trítio é composta pelos gases nobres Árgon e Xénon, a pressões acima da atmosférica. Estas misturas permitem que o detector resultante, selado e com a purificação assegurada pelo uso de *getters* não evaporáveis, seja estável e opere por períodos prolongados sem manutenção.

V.2 Mecanismos de avalanche

Estudos detalhados realizados com um detector constituído por 3 GEM's colocados em cascata, 3-GEM, [22], mostraram que misturas gasosas nas quais se adicionaram pequenas quantidades de Xénon a uma atmosfera de Árgon exibem um capacidade de ionização superior às do Árgon e Xénon puros. Estas misturas apresentam, comparativamente aos gases constituintes puros, ganhos mais elevados para tensões de operação mais baixas. A explicação para estes efeitos prende-se, de acordo com [22], com o surgimento na mistura do efeito *Penning*:



Efeito de *Penning*

Neste mecanismo, por via da interacção de um átomo excitado de Árgon com um átomo neutro de Xénon, dá-se a transferência de energia e consequente ionização do átomo de Xénon. Como o potencial de ionização do Xénon, de apenas 12.1 eV, é inferior ao do Árgon, 15.7 eV, um átomo excitado de Árgon pode, num processo de *Penning* produzir uma ionização no Xénon.

O uso de uma mistura *Penning* com elevada percentagem de Árgon tem a vantagem de reduzir a sensibilidade aos raios γ , uma vez que o Árgon tem uma secção eficaz menor para este tipo de radiação que o Xénon. Em [22] determinou-se que a mistura Ar – Xe com melhores prestações do ponto de vista do ganho do detector, à pressão atmosférica, é composta por 95% de Árgon e 5% de Xénon.

Neste trabalho pretende-se estudar o comportamento da MHSP operando em misturas binárias de Árgon e Xénon, a pressões acima da atmosférica, com vista a potenciais aplicações na detecção de neutrões.

V.3 Montagem experimental

Todo o sistema experimental, detector e electrónica, utilizado para efectuar estas medidas encontra-se descrito no capítulo IV. Nestas medidas, as *getters* utilizadas para purificação do gás são do tipo SAES ST172/Hi/7, colocadas no interior do detector, junto do suporte de macor da MHSP como se encontra representado na figura 5.1 onde se apresenta um esquema do detector utilizado.

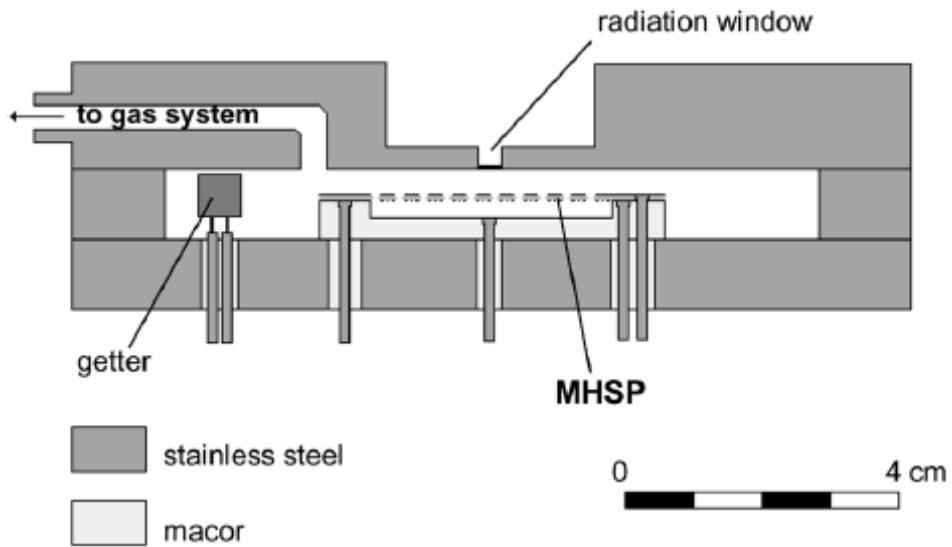


Figura 5.1 – Esquema do detector utilizado para o estudo das propriedades da mistura Ar – Xe.

O ganho absoluto do detector foi determinado pela medição da posição do centróide correspondente à energia de 22.1 keV nos espectros recolhidos com uma fonte de Cd^{109} . Conhecido o canal a que corresponde esta energia o ganho absoluto do detector é obtido tal como se encontra descrito em IV.3.

Os raios X de 22.1 keV emitidos pela fonte de Cd^{109} são absorvidos na zona de deriva entre o *top* da MHSP e a janela do detector. Esta última encontra-se polarizada ao potencial de referência do detector pelo que o campo na zona de deriva, com 5 mm de dimensão, é controlado pela tensão no eléctrodo *top* da MHSP.

Após a absorção dos raios X provenientes da fonte de Cd^{109} na zona de deriva, os electrões primários produzidos são conduzidos para a MHSP sendo focados para os orifícios. No interior destes sofrem o primeiro estágio de multiplicação, sob a acção do campo eléctrico estabelecido entre o *top* e o *cátodo* da MHSP, criado pela diferença de potencial estabelecida entre estes dois eléctrodos, V_{HOLE} .

Uma vez extraídos dos orifícios da MHSP, os electrões sofrem um novo processo multiplicativo, na zona junto dos ânodos, para onde são encaminhados pelo potencial aplicado entre ânodo e cátodo da MHSP, V_{AC} .

O campo reverso entre o plano de cátodos e ânodos da MHSP e o eléctrodo *backplane* (mantido a um potencial inferior ao do ânodo da MHSP) garante que todos os electrões produzidos são recolhidos no ânodo e que parte dos iões positivos produzidos nas avalanches em torno do ânodo são recolhidos no *backplane*, diminuindo a fracção de iões que regressa à zona de deriva.

Uma vez recolhida no ânodo, a carga total é integrada por um pré-amplificador de carga, modelo 2006 da Canberra, com sensibilidade de $235 \text{ mV}/10^6$ par electrão-ião.

As primeiras medidas realizadas foram efectuadas com uma mistura de Ar - Xe cujas pressões parciais eram respectivamente de 95% e 5%. Para efeitos de simplificação esta mistura vai passar a ser designada por Ar - 5% Xe. A pressão máxima atingida nesta fase foi de 3 bar. Antes de cada enchimento o detector foi evacuado à pressão de 10^{-5} mbar. Uma vez isolado da linha de vazio, foi colocada em toda a linha de enchimento uma quantidade de Xénon correspondente à pressão parcial desejada, completando-se em seguida o enchimento com Árgon até à pressão total desejada. A linha de enchimento utilizada possui dois reservatórios independentes para o Xénon e para o Árgon, e a pressão nestes é suficientemente elevada para garantir que ao completar o enchimento com Árgon o Xénon colocado na linha não se escapa para o interior do reservatório de Árgon.

Após o enchimento, o detector é isolado da linha, as *getters* colocadas em funcionamento e a mistura é deixada estabilizar durante um período de algumas horas. Após este período, ligam-se as fontes de tensão e inicia-se a recolha dos espectros. A pressão no interior do detector é constantemente

monitorizada num medidor de pressão relativo, com indicação máxima de 9 bar.

V.4 Resultados Experimentais

Os ganhos obtidos em função da tensão de operação total aplicada na MHSP ($V_{\text{Total}} = V_{\text{Hole}} + V_{\text{AC}}$) para a mistura de Ar – 5% Xe a pressões de 1, 2 e 3 bar encontram-se representados na figura 5.2.

Estes resultados foram obtidos mantendo a diferença de tensão entre ânodo e cátodo, V_{AC} , constante a 250 V e fazendo variar a diferença de tensão entre top e cátodo da MHSP, V_{Hole} . Na zona de deriva, a diferença de tensão foi mantida constante ao longo das medidas aqui apresentadas, em 100 V/cm. O *backplane* foi mantido a uma tensão 35 V inferior à do ânodo, estabelecendo-se um campo eléctrico reverso na zona de indução de ≈ -70 V/cm para a pressão de 1 bar.

Como se verifica na figura 5.2, os ganhos máximos obtidos são, para a gama de pressões estudada, pouco dependentes da pressão, tendo-se atingido ganhos de $1.5 \cdot 10^3$ para pressões de 1 bar e $6 \cdot 10^2$ à pressão de 3 bar. Estes valores iniciais mostraram-se promissores, uma vez que, para a pressão de 3 bar, o ganho máximo se encontra acima do necessário (≈ 100) para a detecção de neutrões e não se verificou um decréscimo rápido do ganho com a pressão, dando a indicação de ser possível obter ganhos acima de 100 para pressões mais elevadas.

As tensões máximas aplicáveis aumentam com o aumento da pressão e à pressão de 1 bar aplicou-se uma tensão $V_{\text{Hole}} = 270$ V no canal da MSHP, entre o *top* e o *cátodo*. A 3 bar, aplicou-se uma tensão de $V_{\text{Hole}} = 510$ V. A este valor de tensão, corresponde uma “tensão reduzida” V_{Hole}/p , de

170 V/bar. Este valor de V_{Hole}/p foi também utilizado a 2 bar (neste caso correspondente a uma tensão de 320 V).

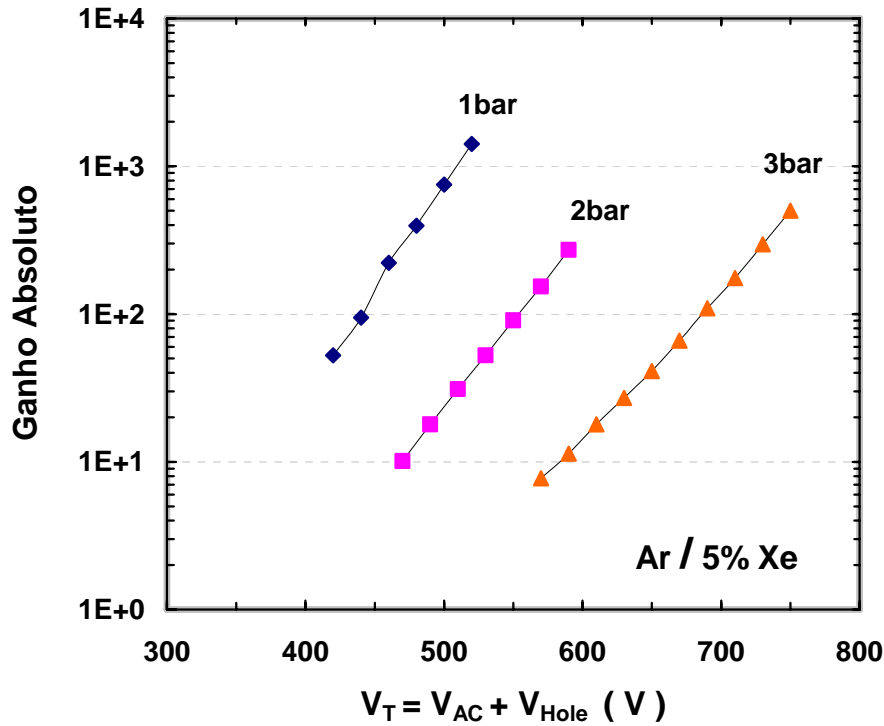


Figura 5.2 – Ganhos obtidos com a MHSP a operar numa mistura composta por 95% Árgon e 5% Xénon em função da tensão total aplicada na MHSP para pressões até 3 bar.

As medidas anteriores foram feitas começando pela pressão total de 3 bar. Para cada conjunto de medidas a uma pressão diferente, o detector foi evacuado e o enchimento fez-se de acordo com os procedimentos atrás descritos. Após as medidas feitas à pressão de 1 bar, com a mistura de Ar - 5% Xe, (a que corresponde uma pressão parcial de Xénon de 50 mbar) manteve-se a mistura na linha de enchimento mas aumentou-se a pressão para 2 bar, introduzindo a quantidade necessária de Árgon na linha de enchimento. A mistura resultante é composta por Árgon e Xénon nas pressões parciais de 97.5% e 2.5%, respectivamente (Ar – 2.5% Xe).

Após as medidas com esta mistura, colocou-se novamente Árgon na linha de enchimento até atingir a pressão total de 3 bar e uma mistura de Ar - 1.75% Xe. Tal como anteriormente, deixou-se estabilizar a mistura durante algumas horas ao mesmo tempo que esta era purificada pelas *getters*. Neste conjunto de medidas a pressão parcial de Xénon no detector foi sempre de 50 mbar, acrescentando-se Árgon até perfazer a pressão total desejada. Por este motivo, esta mistura passará a ser designada por Ar - 50 mbar Xe.

A ideia que motivou o estudo desta mistura prende-se com o facto da secção eficaz para ionização por impacto electrónico para o Xénon ser superior à do Árgon [2]. O Xénon tem por isso um papel mais importante na formação de avalanches e mantendo uma quantidade constante deste gás nobre na mistura, para diferentes pressões, poder-se-ia, em princípio, manter os mesmo ganhos mesmo com o aumento de pressão, ao mesmo tempo que se reduz a sensibilidade da mistura aos raios γ .

Os resultados obtidos para as medidas em que se manteve constante a quantidade de Xénon (50 mbar) no detector e se completou a mistura com Árgon até à pressão desejada, obtidos nas mesmas condições operacionais que os obtidos para a mistura Ar – 5% Xe (figura 5.2) encontram-se representados no gráfico da figura 5.3.

Como se verifica, para esta mistura, em que se mantém constante a quantidade absoluta de Xénon no detector, os ganhos máximos atingíveis mantêm-se aproximadamente constantes com o aumento da pressão.

Para a pressão de 1 bar (cujos resultados apresentados na figura 5.2 são novamente apresentados na figura 5.3), obtiveram-se ganhos de $1.5 \cdot 10^3$. O ganho máximo reduziu-se ligeiramente para a pressão de 2 bar, para $\approx 1 \cdot 10^3$, mas aumentou para a pressão de 3 bar para $3 \cdot 10^3$. Comparando estes valores com os obtidos para a mistura de Ar - 5% Xe, verificamos que o ganho máximo obtido a 3 bar é superior. Esta mistura, em que, para a

mesma pressão, a quantidade de Xénon no detector é menor parece ser mais promissora do ponto de vista do ganho máximo do detector.

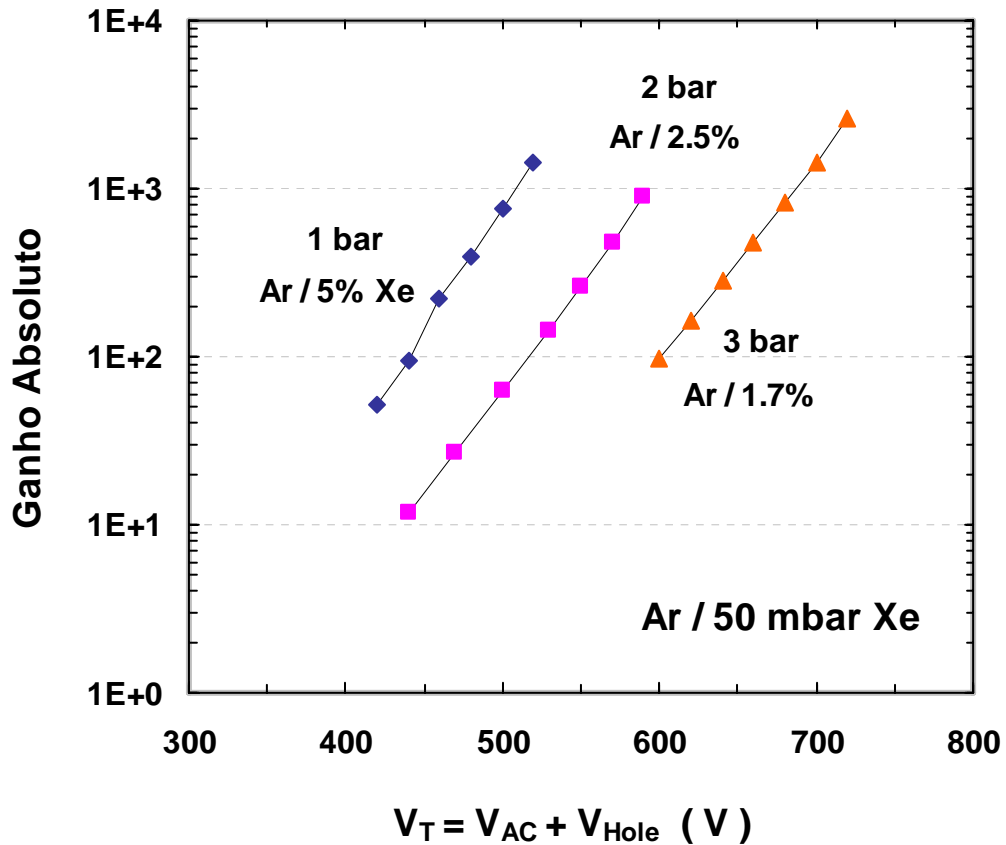


Figura 5.3 – Ganhos obtidos com a MHSP a operar numa mistura composta por Árgon a que se adicionaram 50 mbar de Xénon, para pressões até 3 bar, em função da tensão total aplicada na MHSP. Resultados obtidos nas mesmas condições operacionais que os apresentados na figura 5.2.

Os trabalhos anteriores apresentados em [22] demonstraram que a inclusão de uma certa quantidade de Xénon numa atmosfera de Árgon permite melhorar os ganhos obtidos, devido ao surgimento do mecanismo de efeito de *penning* na mistura. Em particular determinou-se que à pressão atmosférica, a mistura Ar – Xe que mais favorecia o ganho do detector, é a composta por 95% de Árgon com 5% de Xénon [22]. Nos trabalhos

apresentados nesta tese verificou-se que mantendo a quantidade absoluta de Xénon (50 mbar) na mistura se obtêm ganhos superiores aos conseguidos mantendo os 5 % de Xénon nas misturas gasosas para pressões acima de 1 bar.

Desta observação surge a necessidade de, no futuro, repetir para pressões diferentes da atmosférica os estudos realizados em [22] procurando, para cada pressão determinar qual a percentagem óptima de Xénon a adicionar à mistura de modo a maximizar o ganho do detector. A inclusão de Xénon na mistura permite melhorar o ganho devido à maior secção eficaz para impacto electrónico deste gás relativamente ao Árgon. Mas aumentar a percentagem de Xénon na mistura com Árgon implica diminuir a probabilidade de ocorrência do mecanismo de efeito *Penning*. O ganho final, para cada pressão, depende do equilíbrio entre estes dois factores.

Após os primeiros resultados, bastante encorajadores, para a operação da MHSP numa atmosfera de Ar – 50 mbar Xe a pressões de 1 a 3 bar apresentados atrás, resolveu-se estudar mais detalhadamente o comportamento desta mistura em função da pressão, aumentando-se a pressão até 7 bar.

O processo experimental foi idêntico ao referido atrás, tendo-se repetido as medidas para 1, 2 e 3 bar e feito novas medidas para 5.2, 6 e 7 bar.

Os resultados obtidos para o ganho em função da tensão total aplicada na MHSP encontram-se apresentados na figura 5.4. Fez-se variar a diferença de tensão entre top e cátodo, V_{Hole} , mantendo-se V_{AC} constante a 250 V para todas as medidas.

Verifica-se, para uma gama mais alargada de pressões, que o ganho máximo atingível altera-se pouco com a pressão tendo-se obtido valores de $1,5 \cdot 10^3$ a 1 bar e de $2 \cdot 10^3$ à pressão de 6 bar. Neste intervalo de pressões o ganho máximo atinge um valor máximo de $4 \cdot 10^3$ a 3 bar.

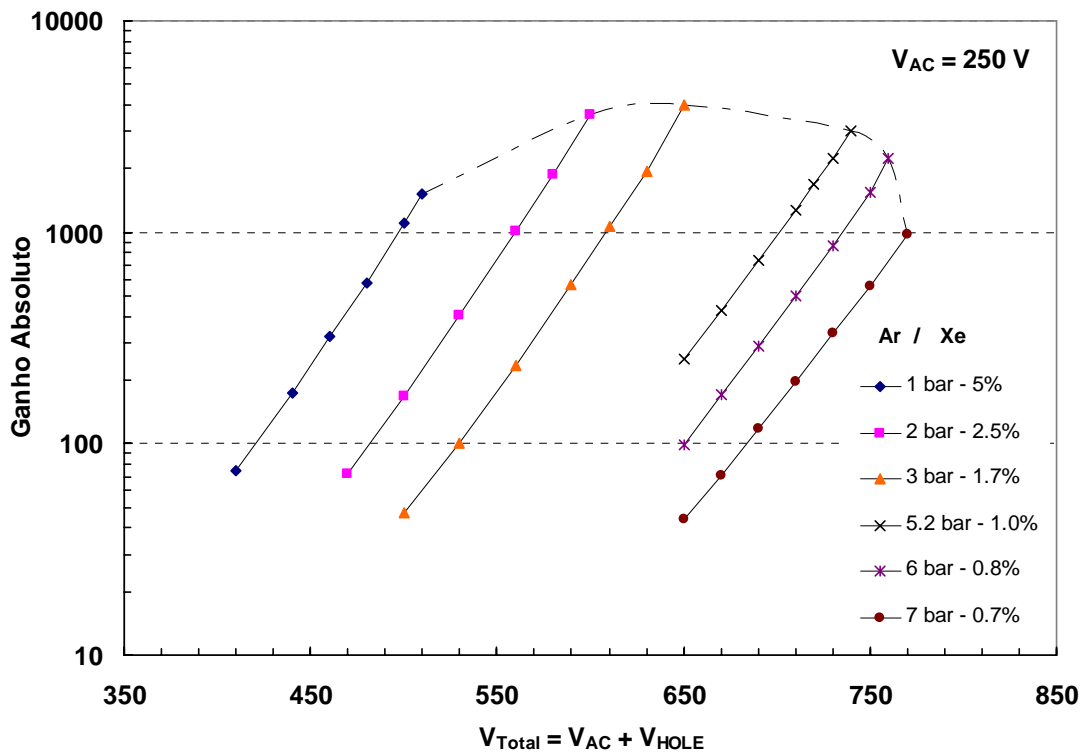


Figura 5.4 – Ganhos obtidos com a MHSP a operar numa mistura composta por Árgon a que se adicionaram 50 mbar de Xénon, para pressões de 1 a 7 bar, em função da tensão total aplicada na MHSP.

À pressão de 7 bar o ganho máximo decai para valores ligeiramente abaixo de $1 \cdot 10^3$ não sendo possível aumentar mais o valor de V_{Hole} devido à limitação imposta pelo aparecimento de descargas. Aparentemente a tensão total aplicada à pressão de 7 bar corresponde à tensão limite que a MHSP consegue suportar nesta atmosfera.

V.5 Resolução em energia

Na figura 5.5 apresenta-se um espectro obtido, usando uma fonte radioactiva de Fe^{55} , para a mistura de 1 bar Ar – 50 mbar Xe. Sobreposto a

este espectro e normalizado em amplitude, encontra-se um outro obtido para uma mistura de 6 bar Ar – 50 mbar Xe. Verifica-se que a resolução em energia obtida para a mistura de 1 bar Ar - 50 mbar Xe ($\approx 14\%$ para os raios X de 5,9 keV da fonte de ^{55}Fe) não se degrada significativamente ao aumentar a pressão no interior do detector.

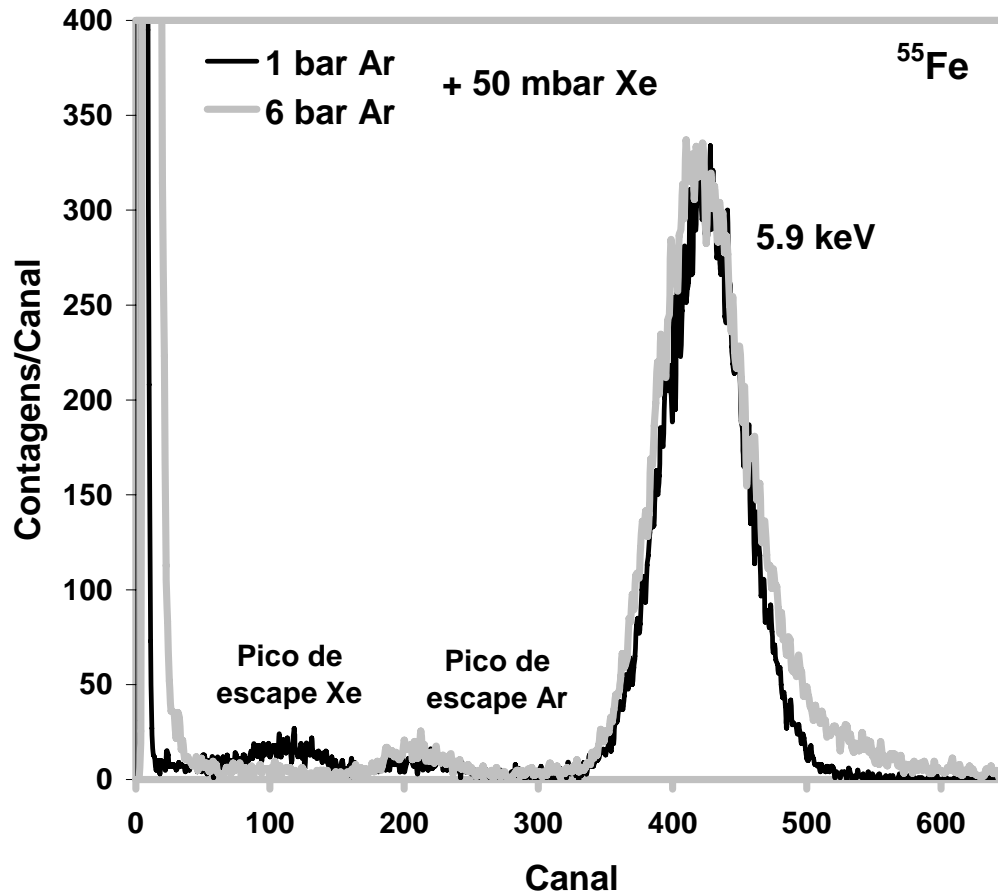


Figura 5.5 – Espectros de energia obtidos de uma fonte raios X ^{55}Fe para as misturas de Ar - 50 mbar Xe, com pressões parciais de Árgon de 1 e 6 bar.

A relação sinal ruído do detector é suficientemente boa para permitir a observação dos picos de escape dos raios X de 5.9 keV no Xénon (correspondentes ao escape das linhas L_{α} , 1.8 keV) e no Árgon (correspondentes ao escape das linhas K_{α} , 2.9 keV). Este conjunto de picos tem uma amplitude relativa que depende da mistura gasosa: para a mistura

de 1 bar Ar - 50 mbar Xe, o pico de escape do Xénon tem uma amplitude superior à do pico de escape do Árgon. O mesmo já não acontece quando se passa para a mistura de 6 bar Ar – 50 mbar Xe onde, por via do aumento significativo da quantidade de Árgon, o pico de escape deste gás tem uma amplitude superior ao do Xénon, figura 5.5.

V.6 Inclusão de He³ na mistura gasosa

Como forma de concluir o estudo da aplicabilidade da MHSP à detecção de neutrões foi-se adicionando à mistura 3 bar Ar – 50 mbar Xe o gás de detecção de neutrões, He³, até se atingir a pressão de 6 bar de He³ no detector e uma pressão total de ≈ 9 bar. Para cada incremento de 1 bar de He³ no detector determinou-se o ganho máximo deste em função da tensão total aplicada na MHSP. Os resultados obtidos encontram-se apresentados na figura 5.6.

Como se esperava, a inclusão de He³ na mistura praticamente não afecta o ganho do detector, comparativamente à mistura 3 bar Ar - 50 mbar Xe. A secção eficaz por impacto electrónico do Hélio é muito inferior à do Árgon e Xénon e as energias de ionização destes gases (15.8 e 12.1 eV, respectivamente, tabela 3.1) são inferiores à energia do primeiro nível excitado do Hélio pelo que a probabilidade de um átomo de Hélio ser excitado ou ionizado é muito menor que a dos átomos de Árgon ou Xénon. A interacção dos electrões com os átomos de He³ faz-se principalmente por colisões elásticas que se traduzem em pequenas perdas de energia por parte dos electrões sem afectar significativamente o ganho do detector: na figura 5.6 verifica-se que a adição de 6 bar de He³ no detector faz com que, para obter o mesmo ganho que no caso de apenas se utilizar a mistura de

3 bar Ar - 50 mbar Xe, seja necessário um aumento na tensão total de operação da MHSP de apenas 60 V.

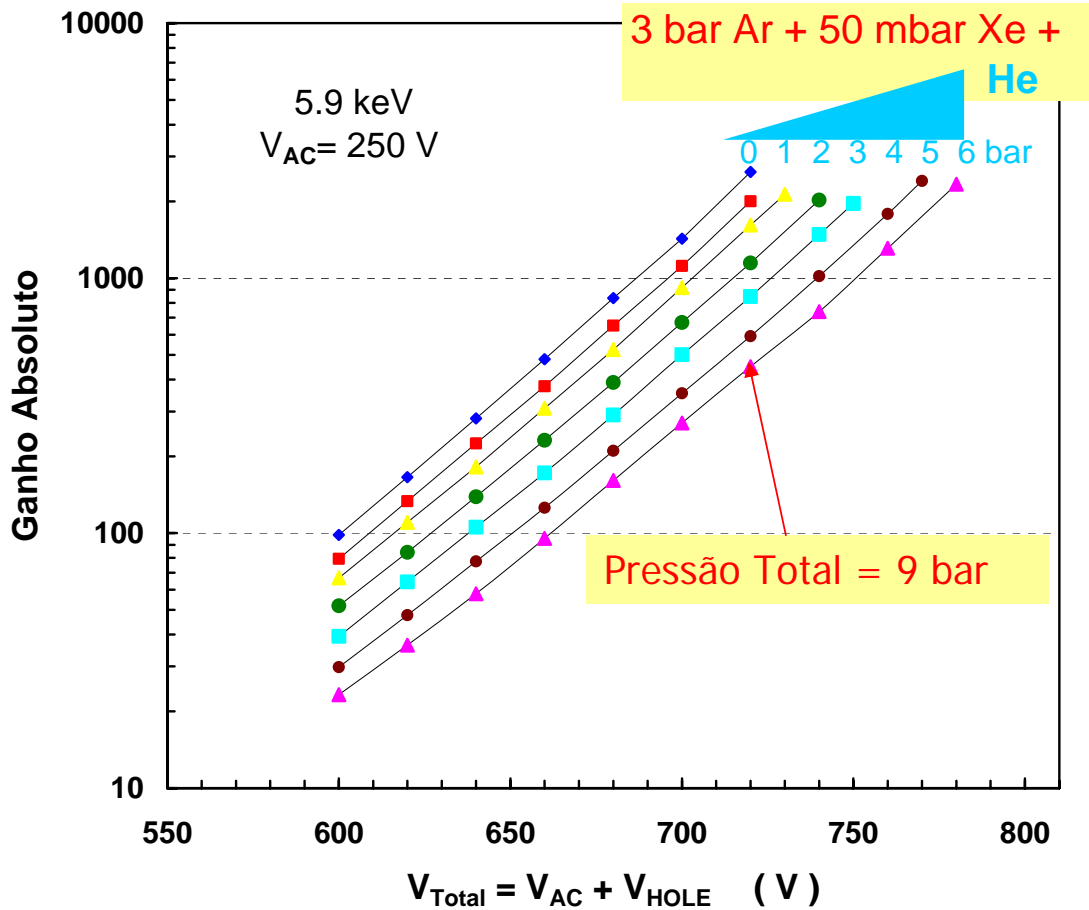


Figura 5.6 – Ganhos absolutos obtidos para a mistura Penning 3 bar Ar - 50 mbar Xe a que se adicionou Hélio até atingir a pressão total de 9 bar.

V.7 Sensibilidade aos raios γ e resolução espacial

Apresenta-se na figura 5.7 os resultados para a absorção de fótons γ em misturas Ar – 50 mbar Xe, para pressões parciais de 3 e 6 bar de Árgon. Estes resultados são comparados com os obtidos para 2.7 bar de propano e

2.6 bar de CF_4 , misturas utilizadas em detecção de neutrões e com as quais se obtêm resoluções espaciais de 1 mm. Os resultados apresentados na figura 5.7 foram obtidos através do software de simulação XCOM.

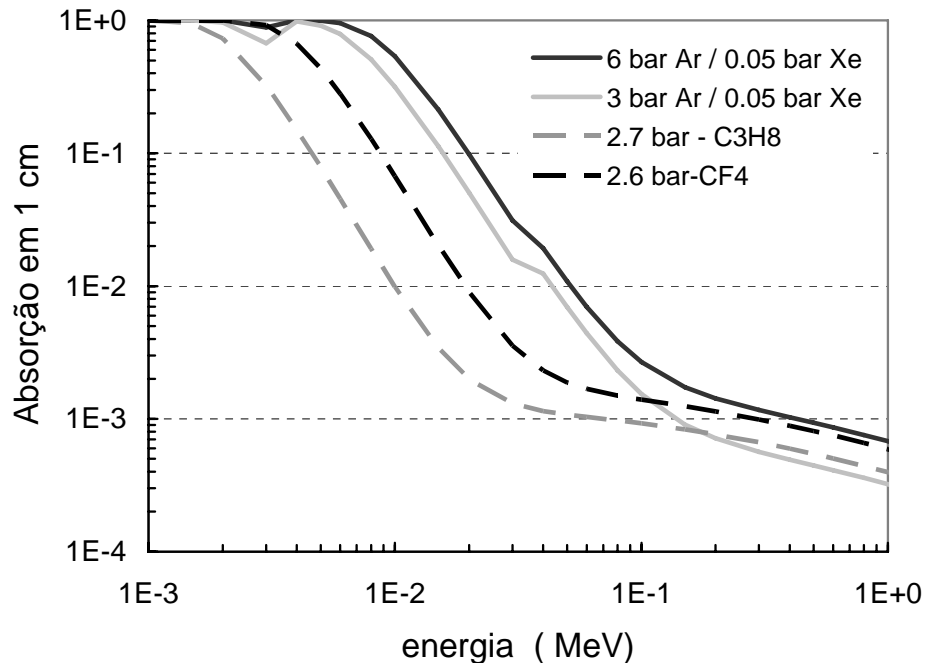


Figura 5.7 – Resultados obtidos com o software XCOM para a absorção de raios γ em várias misturas Ar-Xe e em 2.7 bar C_3H_8 e CF_4 , misturas com resolução espacial de 1 mm.

Verifica-se que a sensibilidade aos raios γ da mistura Ar - 50 mbar Xe com uma pressão de 6 bar de Ar é comparável à do CF_4 e apenas cerca de 50% superior à do propano para raios γ com energias superiores a 1 MeV. A sensibilidade aos raios γ das misturas de gases nobres estudadas neste trabalho não é pois comprometedor para a sua aplicação à detecção de neutrões.

A determinação da posição onde se deu a interacção depende do alcance dos produtos da reacção de captura do neutrão. A resolução em posição do detector equivale a cerca de 70% do alcance do próton [20]. Na

tabela 5.1 apresenta-se o alcance do protão em Árgon puro e em misturas com Xénon e Hélio a várias pressões.

De entre as misturas estudadas neste trabalho, aquela que apresenta melhores valores de resolução em posição é a de Ar 6 bar – 50 mbar Xe. Adicionando 6 bar de Hélio a esta mistura consegue-se reduzir o alcance médio do protão para 1.37 mm. A este valor corresponde uma resolução em posição de 1 mm para a determinação da posição onde se deu a captura do neutrão no detector.

Gas	Alcance do protão (mm)
Árgon 3 bar	3.54
Árgon 6 bar	1.77
Árgon 3 bar/ Xénon 50 mbar/ Hélio 6 bar	2.47
Árgon 3 bar/ Xénon 50 mbar/ Hélio 6 bar	1.44
Árgon 6 bar/ Xénon 50 mbar/ Hélio 6 bar	1.37

Tabela 5.1 – Alcance do protão em Árgon puro e em misturas gasosas com Xénon e Hélio. Os resultados apresentados foram obtidos com o software SRIM [23].

V.8 Conclusões

Com os resultados aqui apresentados mostrou-se que um detector baseado na MHSP e utilizando misturas compostas por Árgon e Xénon como gás de enchimento é uma alternativa viável para a detecção de neutrões.

Os ganhos máximos obtidos com a MHSP a operar em misturas de Ar – 50 mbar Xe são da ordem dos 10^3 para pressões de operação de 1 a 7 bar, suficientemente confortáveis para a sua utilização na detecção de neutrões. Em particular, para a mistura de 3 bar Ar + 50 mbar Xe + 6 bar He,

os ganhos obtidos, de $2 \cdot 10^3$, são adequados à eficiente detecção dos produtos resultantes da reacção de captura do neutrão.

Os gases nobres têm a importante vantagem, relativamente a outras alternativas como gás de paragem, de serem facilmente purificados e não apresentarem envelhecimento quando sujeitos a ionização. Um detector com um gás de enchimento composto apenas por gases nobres poderia ser utilizado por longos períodos de tempo sem manutenção, uma condição necessária, por exemplo, à aplicação prática na detecção de explosivos [19].

Resoluções espaciais da ordem do milímetro são possíveis de obter utilizando uma pressão parcial de 6 bar de Árgon ao mesmo tempo que se mantém quase inalterada a sensibilidade aos raios γ apresentada por outros gases utilizados na detecção de neutrões.

Com a mistura de 3 bar Ar + 50 mbar Xe + 6 bar ^3He obtiveram-se ganhos acima de $2 \cdot 10^3$ com uma eficiência de detecção de 70% para uma espessura de 2.5 cm. A resolução em posição para estas condições é de 1.7 mm podendo ser melhorada aumentando-se as pressões parciais de Hélio, sem afectar significativamente o ganho medido.

Mostrou-se que misturas Ar + 50 mbar Xe + ^3He são alternativas realistas e viáveis para a detecção de neutrões: a sua sensibilidade aos raios γ é semelhante à dos gases que se utilizam tradicionalmente; resoluções espaciais da ordem de 1 mm podem ser obtidas com uma atmosfera de 6 bar de Árgon + 50 mbar de Xénon + 6 bar de ^3He .

Como trabalho futuro a desenvolver nesta área, sugere-se o estudo do ganho da MSHP a operar em atmosferas com pressões parciais de 6 bar de Árgon e a optimização da quantidade de Xénon a adicionar à mistura *Penning* de modo a maximizar o ganho desta.

VI Operação da MHSP em gases nobres puros a alta pressão

VI.1 Motivação

O desenvolvimento do GEM e todos os trabalhos que se lhe seguiram, vieram reacender o interesse pelo uso de gases nobres puros em detectores gasosos de ionização. A geometria desta micro-estrutura e o confinamento das avalanches ao interior dos orifícios permitem atingir elevados ganhos em gases nobres sem que o problema da re-alimentação positiva causada pelo impacto da radiação UV emitida por estes gases se coloque.

Os gases nobres, monoatômicos, para além de não possuírem estados vibracionais ou rotacionais através dos quais poderiam dissipar parte da energia fornecida pelo campo eléctrico aos electrões, têm a vantagem de serem facilmente purificáveis e não envelhecerem quando sujeitos à ionização. Estas características tornam-nos apropriados ao uso em detectores gasosos de ionização selados, com elevado grau de pureza e de fácil purificação, com possíveis aplicações em áreas como a detecção de matéria negra, PET, desenvolvimento de fotomultiplicadores gasosos e imagiologia de raios – X [24].

A operação de um detector gasoso de ionização a pressões elevadas é vantajosa pois com o aumento no número de átomos/moléculas por unidade de volume do gás de detecção aumenta-se a probabilidade de interacção da radiação e a eficiência de detecção melhora. O aumento da pressão no detector também melhora a resolução em posição já que diminui a dispersão causada pelos raios δ (electrões secundários emitidos com energia suficiente para causar novas ionizações no gás) [25].

Por outro lado, a operação a alta pressão à temperatura ambiente é equivalente, do ponto de vista da densidade de matéria, operação à pressão atmosférica a baixas temperaturas. Detectores criogénicos a operar com multiplicadores de electrões têm sido nos últimos anos alvo de uma intensa investigação para aplicações em detecção de neutrinos solares, pesquisa de matéria negra e PET, e.g. [24].

Apesar destas vantagens, a operação de um detector a alta pressão coloca alguns problemas relacionados com aspectos práticos e prestações no funcionamento dum detector gasoso de ionização. Para além das dificuldades técnicas de construção do detector e do incremento nas tensões de polarização dos eléctrodos, o aumento da pressão também se traduz, numa perda de ganho máximo que se pode atingir no detector.

Esta perda de ganho deve-se principalmente ao aumento do número de colisões dos electrões ao longo do seu trajecto no detector. A redução do percurso médio livre faz com que, mantendo o valor do campo eléctrico constante, os electrões adquiram do campo eléctrico, entre cada colisão, menor energia ao serem acelerados por um período de tempo menor comparativamente à operação a baixa pressão. Deste modo, a probabilidade de se dar uma ionização numa colisão entre um electrão e um átomo do gás de detecção diminui, uma vez que a energia disponível para esta reacção é menor. Para compensar esta perda, aumenta-se o campo eléctrico aplicado, procurando manter a relação E/p , campo eléctrico reduzido, constante com o aumento de pressão.

Mas a manutenção da relação E/p com o aumento da pressão só é possível até um certo valor de tensão, uma vez que a tensão máxima aplicável a qualquer detector se encontra sempre limitada pela ocorrência de descargas que surgem invariavelmente com o aumento das diferenças de tensão entre eléctrodos do detector. Estas descargas surgem devido às

limitações físicas das estruturas e/ou dos isolamentos utilizados na construção do detector e à emissão de fótons UV nas avalanches.

Experimentalmente, observaram-se numa cascata de 3 GEM's a operar em Xénon, reduções no ganho máximo de 4 ordens de grandeza ao aumentar a pressão de 1 para 5 bar, obtendo-se ganhos absolutos inferiores a 10 para a pressão de 5 bar. Para Árgon observou-se uma redução menos significativa no ganho do 3-GEM, obtendo-se ganhos de 10 a pressões de 7 bar (a 1 bar o ganho dum 3-GEM a operar em Ar é de $\approx 3 \cdot 10^4$) [26].

Nos detectores gasosos de ionização baseados em cascatas de GEM's operando à pressão atmosférica, as tensões aplicáveis, e logo o ganho do detector encontram-se limitadas pela ocorrência de mecanismos de realimentação positiva causada pelos iões produzidos nos orifícios do último GEM da cascata que, fluindo em sentido contrário ao dos electrões, acabam por atingir o *top* do penúltimo GEM da cascata, de onde extraem electrões que induzem impulsos secundários no detector [1].

Neste tipo de detectores em cascata, o ganho total depende dos ganhos individuais de cada estágio de multiplicação e da eficiência de extracção e transparência electrónica de cada GEM. O ganho de um GEM é principalmente determinado pelo campo eléctrico no interior do orifício, onde se dá a multiplicação de carga. Contudo, este ganho também depende dos campos eléctricos acima (campo de deriva) e abaixo (campo de indução) do GEM. A focagem dos electrões nos orifícios do GEM é favorecida por um campo de deriva baixo, enquanto que a extracção dos orifícios é favorecida por um campo de indução elevado [27]. No caso do 3-GEM o campo eléctrico abaixo de cada GEM (à excepção do último GEM) é designado por campo de transferência e vai influenciar o ganho do GEM seguinte na cascata. Nestes detectores, os requisitos para uma boa focagem dos electrões nos orifícios dum GEM (baixo campo eléctrico acima do GEM) são contrários aos necessários para uma eficiente extracção dos

electrões dos orifícios do GEM (elevado campo eléctrico abaixo do GEM). É pois necessário chegar a um compromisso nos ganhos individuais em cada estágio de multiplicação de modo a maximizar o ganho total do detector.

A operação com a MHSP, em que os dois estágios de multiplicação estão integrados na mesma estrutura, pode ser uma alternativa viável aos detectores constituídos por cascatas de GEM's para o funcionamento a pressões acima da atmosférica em misturas gasosas baseadas em gases nobres. A principal vantagem comparativamente a estes detectores, para além da integração numa só estrutura de dois estágios de multiplicação independentes, prende-se com a reduzida distância entre estes dois estágios que evita as perdas de carga para os eléctrodos e no transporte ao longo do gás, permitindo uma eficiente extracção e recolha dos electrões dos orifícios sem os constrangimentos da operação de um 3-GEM.

Neste trabalho fez-se um estudo detalhado das propriedades de funcionamento da MHSP a operar em atmosferas de gases nobres puros a pressões acima da atmosférica. Os resultados obtidos mostram que a MHSP, com dois estágios de multiplicação separados por poucas dezenas de μm , apresenta um bom desempenho e constitui uma alternativa viável às cascatas de GEM's no desenvolvimento de detectores de ionização gasosos para a operação a pressões acima da atmosférica.

VI.2 Aparato experimental

O detector e o equipamento experimental utilizados para efectuar as medidas apresentadas nesta secção encontram-se descritos no capítulo IV.

O ganho absoluto do detector foi determinado pela medição da posição do centróide do pico correspondente à energia dos raios X de 5.9 keV provenientes duma fonte radioactiva de ^{55}Fe . Utilizou-se um filtro

de crómio para eliminar os raios X de 6.4 keV emitidos pela fonte. A calibração do ganho do detector foi feita usando-se um condensador de elevada precisão, tal como descrito em IV.3.

Manteve-se o modo de operação da MHSP, anteriormente descrito, na secção II.5.4. Utilizaram-se como gases de enchimento os gases nobres Xénon, Árgon, Kripton e Néon numa gama de pressões que variou entre 1 e 7 bar. Cada enchimento do detector foi precedido por uma evacuação dos gases no seu interior até à pressão de $1 \cdot 10^{-5}$ mbar. Após a introdução de gás no detector, fez-se uma pausa de algumas horas, tempo necessário para garantir que as condições de pureza dos gases (assegurada pelas *getters* utilizadas) eram as adequadas à recolha dos espectros.

Tal como nas medidas descritas no capítulo V, o ganho máximo atingível é assinalado pela presença de micro descargas, observadas num osciloscópio ligado à saída do amplificador *TC 243*. Os pontos apresentados nos gráficos ao longo deste capítulo são pontos estáveis de operação, nos quais não se observaram descargas por um período de alguns minutos durante o qual se fez a recolha dos espectros.

O procedimento obtido para a obtenção das medidas foi o de colocar as diferenças de tensão entre cátodo e top, V_{CT} , e entre ânodo e cátodo, V_{AC} , no seu valor máximo, abaixo do limite imposto pelo aparecimento de descargas. A partir deste ponto de operação estável manteve-se constante a diferença de tensão V_{CT} e foi-se gradualmente diminuindo a tensão entre ânodo e cátodo, V_{AC} , até o ganho do detector se reduzir ao ponto de não ser distinguível o pico de energia em estudo do ruído electrónico. Para cada diminuição no valor de V_{AC} , recolheu-se um espectro da amplitude em função da energia, de modo a determinar o ganho correspondente ao pico de energia correspondente aos raios X de 5.9 keV provenientes da fonte de ^{55}Fe .

VI.3 Resultados experimentais e discussão

Os ganhos obtidos com a MHSP a operar em Árgon, Xénon, Kripton e Néon encontram-se representados nos gráficos da figura 6.1, em função da tensão total aplicada aos eléctrodos da MHSP, V_{Total} , para as diferentes pressões estudadas.

Para o Xénon, 6.1 a), observa-se uma queda acentuada do ganho máximo com o aumento da pressão. O ganho máximo atingível neste gás, que a 1 bar é de $\approx 5 \cdot 10^4$, reduz-se continuamente com o aumento da pressão e, à pressão de 5 bar, é de apenas 500.

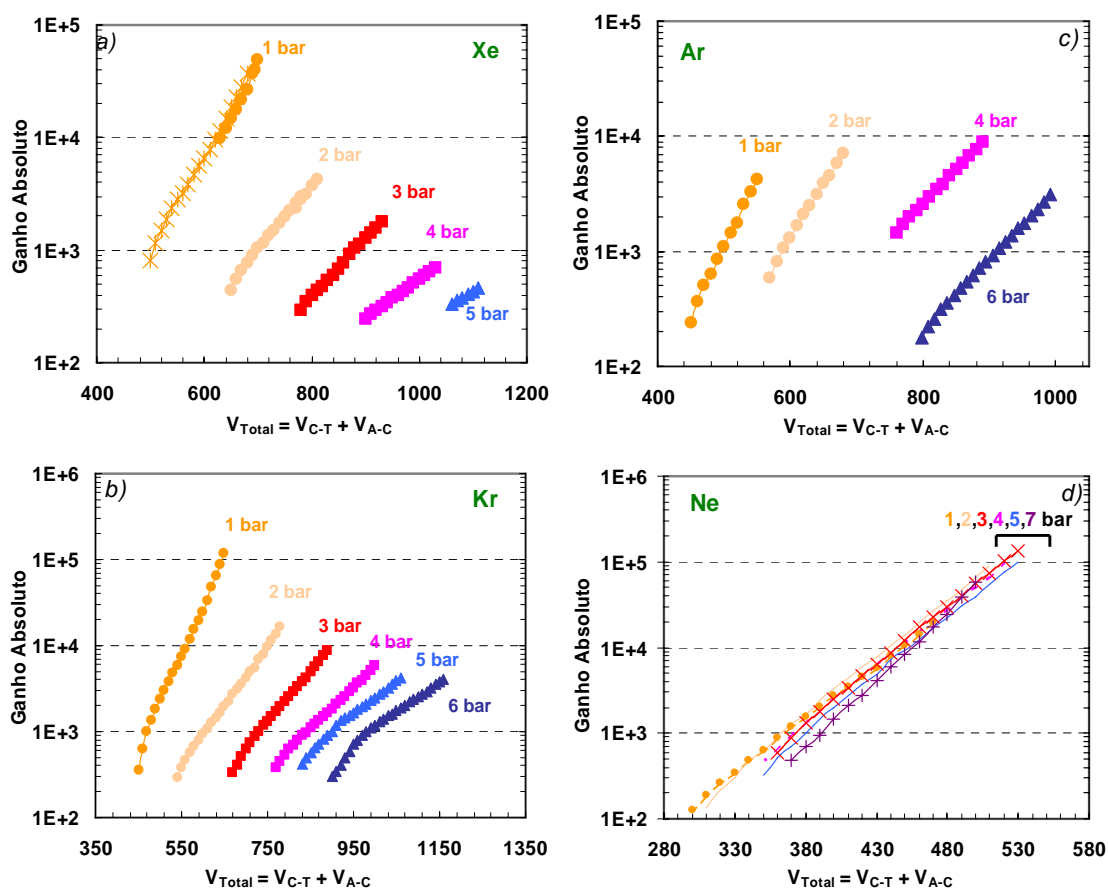


Figura 6.1 – Ganhos absolutos obtidos com a MHSP em função da diferença de tensão total aplicada, para diferentes pressões de enchimento.

O Kripton, 6.1 b), que antecede o Xénon no grupo dos gases nobres da tabela periódica, apresenta uma redução do ganho máximo menos acentuada. À pressão de 1 bar o ganho máximo atingível é ligeiramente mais elevado que o conseguido com o Xénon, acima de 10^5 . Observa-se uma redução do ganho máximo com o aumento da pressão até à pressão de 5 bar, onde se mediu um ganho de 4000. Para 6 bar, verifica-se que o ganho não se altera significativamente, obtendo-se um valor semelhante ao conseguido a 5 bar.

Continuando a descer na escala de densidades dos gases nobres, passamos para Árgon 6.1 c). Verificou-se que este exhibe um comportamento diferente do apresentado pelos gases nobres mais densos Xénon e Kripton. O aumento da pressão não só não se traduz numa diminuição do ganho máximo atingível, como, para 2 e 4 bar, se verifica que este ganho aumenta quando comparado com aquele conseguido à pressão de 1 bar. A variação do ganho máximo, para as pressões estudadas, é contudo reduzida, entre $4 \cdot 10^3$ a 1 bar e $9 \cdot 10^3$ a 4 bar. A 6 bar mediu-se um ganho de $3 \cdot 10^3$.

Em todos os gases nobres até agora analisados verificou-se sempre um aumento da tensão de operação com o aumento da pressão. Este aumento nas tensões aplicadas permite compensar a diminuição no campo eléctrico reduzido, E/p , causada pelo aumento da pressão no detector.

O Néon, 6.1 d), o gás nobre menos denso dos estudados neste trabalho, apresentou um comportamento completamente diferente do apresentado pelos gases nobres mais pesados. Para além de não se observar um aumento da tensão aplicada com a pressão, verifica-se que, para pressões acima da atmosférica, os ganhos máximos são semelhantes, aumentando quando se passa de 1 bar ($2 \cdot 10^4$) para pressões mais elevadas (acima de 1 bar os ganhos máximos atingíveis foram de $\approx 10^5$).

Resultados semelhantes aos apresentados neste trabalho para o Néon foram obtidos operando um 3-GEM para este gás [26] e também em

Hélio [28]. Nestes trabalhos foram medidos ganhos elevados a alta pressão e verificou-se a manutenção da tensão de polarização do 3-GEM.

Para explicar este comportamento é sugerido em [1] que os mecanismos de ionização por impacto electrónico, que regem a formação de avalanches nos gases mais densos, não têm a mesma importância nos gases nobres menos densos como o Hélio e Néon.

Se consideramos apenas os processos de ionização por impacto electrónico, o ganho obtido com um gás depende, para além do limiar de energia necessário para produzir uma ionização, da energia que cada electrão recebe do campo eléctrico ao ser acelerado entre cada colisão. Esta energia, para o mesmo valor de campo eléctrico depende do percurso médio livre que, por sua vez, depende da densidade do gás e do número de centros dispersivos (electrões nas orbitais atómicas). Para a mesma pressão, os gases com ganho mais elevado serão tendencialmente aqueles com menor energia de ionização. É o caso do Xénon e do Kripton, que, com energias de ionização de 12 e 13.1 eV (tabela 3.1) apresentaram os ganhos mais elevados à pressão atmosférica.

O Néon apresenta a energia de ionização mais elevada dos gases nobres estudados (tabela 3.1) pelo que será neste gás que os mecanismos de formação de avalanches por impacto electrónico terão um menor peso relativamente aos outros mecanismos (efeito *Penning* e ionização associativa). Estes últimos são mecanismos nos quais as interacções se dão entre átomos excitados do gás. Aumentando a densidade, o que para temperatura e volume constante equivale a aumentar a pressão, aumenta-se a probabilidade de se dar um destes mecanismos. O aumento do número de ionizações produzidas por ionização associativa ou efeito de *Penning* devido ao aumento de pressão compensa a diminuição no número de ionizações devido ao mecanismo de impacto electrónico que é afectado pelo aumento

da pressão, pelo que o ganho do detector não é alterado ou mesmo aumenta com a subida de pressão.

VI.4 Tensões de polarização e ganho em função da pressão

Após a realização das medidas atrás descritas faz sentido compará-las com as obtidas com outros detectores de ionização gasosos, analisando os ganhos máximos obtidos e as tensões de polarização utilizadas num e noutro caso.

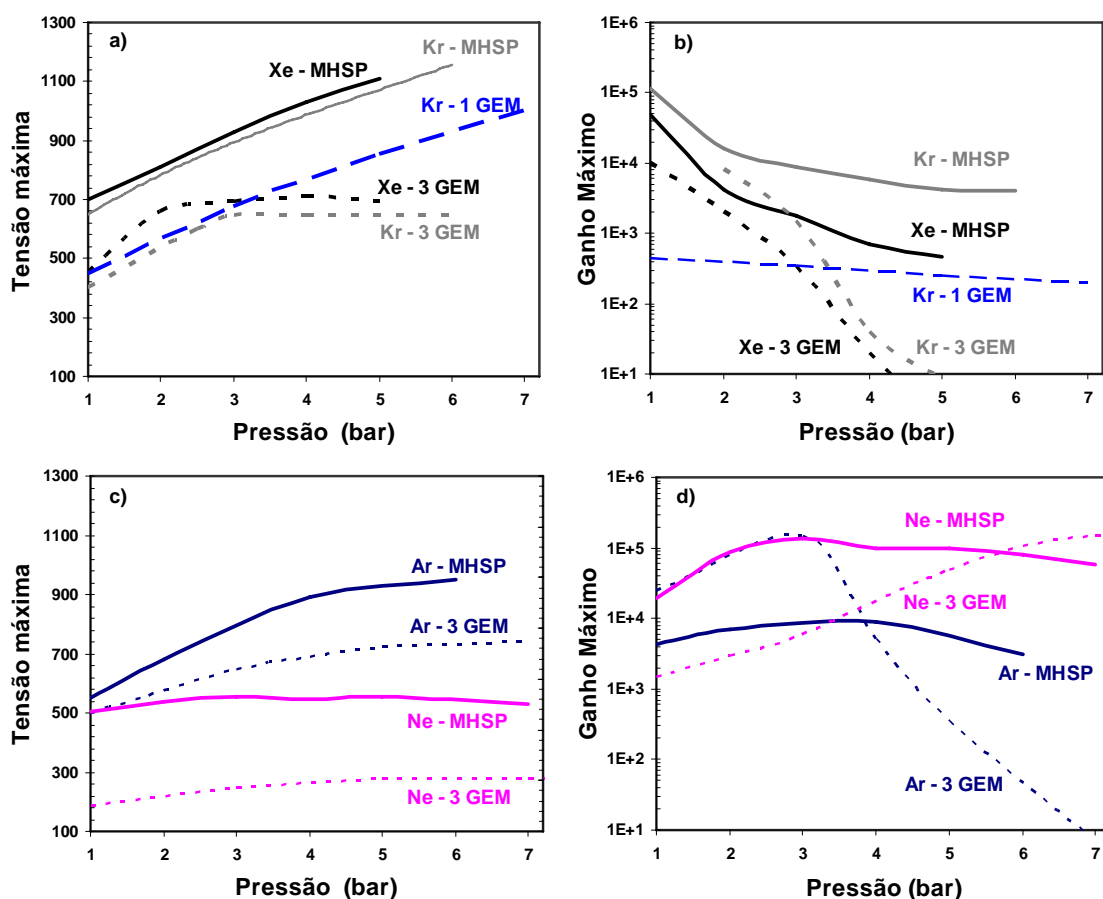


Figura 6.2 – Tensões máximas aplicadas e ganhos máximos obtidos com a MHSP e um detector constituído por uma cascata de 3 GEM. Incluem-se também os resultados obtidos com um GEM a operar em Kriptón.

Nos gráficos apresentados na figura 6.2, encontram-se representados os ganhos máximos obtidos e as tensões de polarização utilizadas com a MHSP para cada gás utilizado neste trabalho, Xénon, Kripton, Árgon e Néon em função da pressão. Nos mesmos gráficos comparam-se estes valores com os ganhos obtidos e as tensões de polarização utilizadas em trabalhos anteriores com os mesmos gases em 3-GEM (a tracejado) [26] [29] e para o single GEM em Kripton [28]. (à data da realização destas medidas não tinha ainda sido efectuado um estudo completo do comportamento do single GEM a operar em gases nobres em função da pressão).

No caso do 3-GEM as tensões de polarização apresentadas correspondem à tensão aplicada no último GEM da cascata. A cascata de GEM's é polarizada através dum divisor de tensão e a tensão total aplicada na malha resistiva, para além das tensões de polarização de cada GEM, também inclui as tensões necessárias para estabelecer os campos de deriva, transferência e indução.

Como se verifica nos gráficos da figura 6.2, apenas no caso do Néon, onde as tensões de polarização, tanto no 3-GEM como na MHSP, são aproximadamente independentes da pressão é que o 3-GEM teve um comportamento superior à MHSP em termos de ganho a alta pressão (acima de 6 bar).

Nos restantes gases nobres mais densos estudados o comportamento a alta pressão da MHSP foi, considerando apenas o máximo ganho absoluto conseguido, superior ao do 3-GEM. O comportamento deste detector para os gases Árgon, Xénon e Kripton é muito semelhante, apresentando uma queda acentuada para pressões acima de 3 bar. Esta queda deve-se às limitações impostas na tensão máxima aplicável devido à re-alimentação positiva causada pelos iões que fluem do último GEM da cascata para o antecedente, e causam ionizações secundárias no metal do eléctrodo *top* deste GEM [1]. Na MHSP esse problema não se coloca, uma vez que uma fracção

considerável dos iões produzidos no último estágio é recolhida no eléctrodo colocado abaixo desta, o *backplane*, graças à presença do campo eléctrico de indução entre a MHSP e este eléctrodo.

À excepção do Néon, a tensão de polarização de cada GEM no 3-GEM, estabiliza acima dos 3 bar para todos os gases estudados. No caso da MHSP é possível continuar a aumentar a tensão total aplicada, o que permite obter ganhos mais elevados e uma redução menos acentuada do ganho com a pressão do que no caso do 3-GEM.

VI.5 Conclusões

Neste trabalho estudaram-se as características de operação da MHSP em Xénon, Árgon, Kripton e Néon para pressões entre 1 e 6 bar. Com excepção do Néon, em todos os gases estudados obtiveram-se ganhos máximos a alta pressão mais elevados que os conseguidos em outros trabalhos com detectores compostos por cascatas de GEM's. Este comportamento é explicado pela estrutura da MHSP, que com dois estágios de multiplicação separados por poucas dezenas de μm , permite obter ganhos elevados associados a uma eficiente transferência das cargas produzidas num estágio de multiplicação para o seguinte.

Neste trabalho observou-se que ganhos de $5 \cdot 10^5$ a 1 bar em Xéno se reduzem a 500 quando se aumenta a pressão para 5 bar operando a MHSP em Xénon. Para Kripton, com ganhos de 10^5 a 1 bar, a MHSP apresenta uma redução um pouco menor do ganho com a pressão, tendo-se conseguido, a 6 bar, ganhos de 4000.

Em Árgon observou-se uma variação do ganho com a pressão pouco significativa, variando entre $3 \cdot 10^3$ e $9 \cdot 10^3$, com um máximo de $2 \cdot 10^4$ a 4 bar.

Em Néon o ganho, que a 1 bar é de $2 \cdot 10^4$, aumenta com o aumento de pressão, mantendo-se constante em $\approx 10^5$ para valores de pressão acima de 2 bar. Este comportamento do Néon indicia que neste gás as avalanches de electrões são formadas não apenas por mecanismos de impacto electrónico mas também de ionização associativa.

VII Conclusões Finais

Os estudos apresentados ao longo deste trabalho confirmam que a MHSP apresenta desempenhos adequados ao seu uso em detectores gasosos de ionização. Com uma resolução em energia típica deste tipo de detectores, as suas prestações em termos de ganho e tensões de polarização aplicáveis superam as de outros detectores do mesmo tipo, mais correntemente utilizados, como é o caso do 3-GEM.

O funcionamento da MHSP em atmosferas compostas por gases nobres a alta pressão confirmou que com esta estrutura se obtêm resultados, em termos de ganho e tensões aplicáveis, superiores aos obtidos com outros detectores gasosos de ionização. Nesta área as aplicações são variadas, indo desde a detecção de neutrinos e desenvolvimento de detectores para PET até à imagiologia de raios X e neutrões.

Na operação em gases nobres puros a alta pressão a MHSP revelou um comportamento superior a outro tipo de detectores gasosos de ionização tradicionalmente utilizados, nomeadamente o single GEM e o 3-GEM. Este comportamento pode ser explicado pela geometria da MHSP, que com dois estágios de multiplicação separados por uma distância de algumas dezenas de μm garante uma eficiente transferência de carga de um estágio multiplicativo para o seguinte.

Com a MHSP a operar em Xénon puro observou-se uma rápida redução do ganho absoluto de $5 \cdot 10^4$ para ≈ 500 ao aumentar a pressão no detector de 1 para 5 bar. Comparativamente à operação num 3-GEM, os ganhos máximos em Xénon reduzem-se rapidamente de $1 \cdot 10^4$ a 1 bar para ≈ 10 a 5 bar, duas ordens de grandeza abaixo dos valores obtidos com a MHSP para a mesma pressão.

Em Kripton observou-se uma redução no ganho máximo menos acentuada que no caso do Xénon. O ganho máximo à pressão de 1 bar, acima de 10^5 , reduz-se a $4 \cdot 10^3$ à pressão de 6 bar. Comparativamente ao 3-GEM, em que ganhos de $8 \cdot 10^3$ à pressão de 1 bar se reduzem a um ganho unitário à pressão de 6 bar, a MHSP tem, em termos de ganho máximo, um desempenho muito superior.

Operando a MHSP em Árgon observou-se uma reduzida dependência do ganho máximo com a pressão, tendo-se obtido ganhos de $4 \cdot 10^3$ à pressão de 1 bar e $3 \cdot 10^3$ à pressão de 6 bar. O ganho máximo neste gás, $9 \cdot 10^3$, foi observado para a pressão de 7 bar. Para este intervalo de pressões os ganhos máximos obtidos com 3-GEM variam entre $2.5 \cdot 10^4$ a 1 bar e $1.5 \cdot 10^5$ a 3 bar. Contudo, para pressões acima de 3 bar, o ganho máximo neste tipo de detectores reduz-se rapidamente, fruto do limite imposto pelo aparecimento de descargas neste tipo de detectores, devido a efeitos de realimentação positiva causados por iões produzidos no último GEM da cascata.

Em Néon observou-se uma independência do ganho máximo com a pressão associada a uma manutenção da tensão total de polarização da MHSP com o aumento de pressão. Este comportamento é semelhante ao observado em trabalhos anteriores com 3-GEM e indicia a existência de mecanismos alternativos ao impacto electrónico na formação das avalanches de electrões, nomeadamente a ionização associativa. Neste gás obtiveram-se ganhos máximos de $2 \cdot 10^4$ à pressão de 1 bar e \approx de 10^5 para pressões acima de 2 bar.

O estudo do comportamento da MHSP em misturas *Penning* compostas pelos gases nobres Árgon e Xénon a pressões acima da atmosférica demonstrou que é possível desenvolver detectores gasosos aplicáveis à detecção de neutrões com uma atmosfera inteiramente composta por gases nobres. Detectores deste tipo poderão vir a ser aplicados em condições exteriores ao laboratório, onde a ausência de manutenção e

estabilidade a longo prazo sem necessidade de grandes cuidados na purificação do gás são características valiosas.

Ganhos superiores a $2 \cdot 10^3$ foram medidos para uma mistura de 3 bar Árgon + 50 mbar Xénon + 6 bar Hélio. Com esta mistura gasosa consegue-se uma eficiência de detecção de 70% e uma resolução em posição de 1.7 mm. O aumento da pressão parcial de Árgon no detector para 6 bar permite conseguir resoluções espaciais de 1 mm. Ganhos superiores a 10^3 foram obtidos com uma mistura de 6 bar Ar - 50 mbar Xe.

Como trabalho futuro, seria interessante, do ponto de vista académico e com possíveis aplicações práticas, determinar os ganhos máximos atingíveis com a MHSP em função da concentração de Xénon em misturas *penning* com Árgon a pressões acima da atmosférica. Os resultados apresentados no capítulo V mostram que misturas deste tipo nas quais se utilizam 50 mbar de Xénon com Árgon a pressões variadas têm um desempenho superior ao obtido mantendo a pressão parcial de Xénon constante em 5%. É pois necessário otimizar a quantidade de Xénon a adicionar na mistura *Penning* em função da pressão. Os resultados obtidos nestes trabalhos poderiam ser aplicáveis a outros tipos de detectores de ionização gasosos.

VIII – Referências Utilizadas

- [1] A. Buzulutskov, “Physics of multi-GEM structures”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 494 (2002) 148–155.
- [2] Peter Rice-Evans, “Spark, Streamer, Porportional and Drift Chamers”, The Richelieu Press, 1974.
- [3] G. F. Knoll. “Radiation detection and measurment”, John Wiley and Sons, New York, 2000
- [4] R. Chandrasekharan, M. Messina, A. Rubbia, “Detection of noble gas scintillation light with large area avalanche photodiodes (LAAPDs)”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 546 (2005) 426–437.
- [5] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/index.html>.
- [6] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier and C. Zupancic, "The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles", Nuclear Instrum. Methods 62 (1968) 262-268.
- [7] F. Sauli, "Micro-pattern gas detectors", Nuclear Instrum. Methods 477 (2002) 1-7.
- [8] F. Sauli, “Recent developments and applications of fast position-sensitive gas detectors”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 422 (1999) 257–262.
- [9] A. Oed, “Position-Sensitive Detector with Microstrip Anode For Electron Multiplication With Gases”, Nuclear Instruments and Methods A 263 (1988) 351-359.
- [10] F. Sauli, “Gas detectors: achievements and trends”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 461 (2001) 47–54.
- [11] F. Sauli. “GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors”, Nuclear Instruments and Methods A 386 (1997) 531-534.
- [12] F. Sauli. “Progress with the gas electron multiplier”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 522 (2004) 93-98.
- [13] J. M. Maia Pereira. “Study and development of a novel micropattern gaseous radiation detector: the micro-hole and strip plate”, Coimbra, 2005.
- [14] R. Bouclier, W. Dominik, M. Hoch, J.C. Labbé, G. Million, L. Ropelewski, F. Sauli, A. Sharma, G. Manzin, “New observations with the gas electron multiplier (GEM)”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 396 (1997) 50-66.

-
- [15] A. Breskin, T. Boutboul, A. Buzulutskov, R. Chechik, G. Garty, E. Shefer, B.K. Singh, “Advances in gas avalanche photomultipliers”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 442 (2000) 58-67.
- [16] J.F.C.A Veloso, J.M.F. Santos, C.A.N. Conde. “A proposed new microstructure for gás radiation detectors: the micro-hole and strip plate”, *Rev. Sci. Inst.* 71 (6) (2000).
- [17] J.M. Maia, D. Mormann, A. Breskin, R. Chechik, J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos, “Avalanche-ion back-flow reduction in gaseous electron multipliers based on GEM/MHSP”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 523 (2004) 334–344.
- [18] L. Bertalot, G. Bencivenni, B. Esposito, G. Pizzicaroli, “Application of microstrip gas chambers as neutron detectors in controlled thermonuclear experiments”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 409 (1998) 20–22.
- [19] G. Viesti et al., “The EXPLODET project: advanced nuclear techniques for humanitarian demining”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 422 (1999) 918–921.
- [20] J. F. C. A. Veloso, F. Amaro, J. M. F. dos Santos, J. A. Mir, G. E. Derbyshire, R. Stephenson, N. J. Rhodes, and E. M. Schooneveld, “Application of the Microhole and Strip Plate Detector for Neutron Detection”, *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 51, no. 5, October 2004.
- [21] Thorwald L. van Vuure, Carel W. E. van Eijk, Francisco Fraga, Robert W. Hollander, and Luis Margato, “High-Pressure GEM Operation Aiming at Thermal Neutron Detection”, *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 48, no. 4, August 2001.
- [22] A. Buzulutskov, A. Breskin, R. Chechik, G. Garty, F. Sauli, L. Shekhtman, “The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 443 (2000) 164-180.
- [23] <http://www.srim.org/SRIM/SRIM2003.htm#SRIM>
- [24] A. Buzulutskov, J. Dodd, R. Galea, Y. Ju, M. Leltchouk, P. Rehak, V. Tcherniatine, W.J. Willis, A. Bondar, D. Pavlyuchenko, R. Snopkov, Y. Tikhonov, “GEM operation in helium and neon at low temperatures”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 548 (2005) 487–498.
- [25] G. Charpak, F. Sauli. “High-resolution electronic particle detectors”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 34 (1984) 285-349.
- [26] A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman, “High pressure operation of the triple-GEM detector in pure Ne, Ar and Xe”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 481 (2002) 200–203.

-
- [27] D. Mormann, A. Breskin, R. Chechik, D. Bloch, “Evaluation and reduction of ion back-flow in multi-GEM detectors”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 516 (2004) 315–326.
- [28] V. Aulchenko, A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman, R. Snopkov, Yu. Tikhonov, “Further studies of GEM performance in dense noble gases”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 513 (2003) 256–259.
- [29] A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman, V. Snopkov, A. Vasiljev, “Triple GEM operation in compressed He and Kr”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 493 (2002) 8–15.
- [30] F. Sauli, “Principles of operation of multiwire Proportional and drift Chambers” Geneva 1977.
- [31] A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Grebenuk, D. Pavlyuchenko, R. Snopkov, Y. Tikhonov, “Two-phase argon and xenon avalanche detectors based on Gas Electron Multipliers”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 556 (2006) 273–280.
- [32] A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman, R. Snopkov, Y. Tikhonov, “Cryogenic avalanche detectors based on gas electron multipliers”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 524 (2004) 130–141.
- [33] A. Bondar, A. Buzulutskov, D. Pavlyuchenko, Rostislav Snopkov, Yuri Tikhonov, “Further studies of two-phase krypton detectors based on Gas Electron Multipliers”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 548 (2005) 439–445.
- [34] A. Bondar, A. Buzulutskov, F. Sauli, L. Shekhtman, “High and low pressure operation of the gas electron multiplier”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 419 (1998) 418–422.
- [35] A. Bressan, A. Buzulutskov, L. Ropelewski, F. Sauli, L. Shekhtman, “High gain operation of GEM in pure argon”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 423 (1999) 119–124.
- [36] A. Buzulutskov, A. Bondar, L. Shekhtman, R. Snopkov, Y. Tikhonov; “First Results From Cryogenic Avalanche Detectors Based”, *IEEE transactions on nuclear science*, vol. 50, no. 6, December 2003.
- [37] A. Buzulutskov, L. Shekhtman, A. Bressan, A. Di Mauro, L. Ropelewski, F. Sauli, S. Biagi, ”GEM operation in pure noble gases and the avalanche confinement”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 433 (1999) 471–475.
- [38] A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman, A. Vasiljev, “Study of ion feedback in multi-GEM structures”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 496 (2003) 325–332.

-
- [39] William R. Leo. “Techniques for nuclear and particle physics experiments”, Springer-Verlag 1987.
- [40] F. Amaro, J.F.C.A. Veloso, J.M. Maia, A. Breskin, R. Chechik, J.M.F. dos Santos, “Noble-gas operation of Micro-Hole and Strip Plate electron multipliers at atmospheric-to-high pressures”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 535 (2004) 341–346.
- [41] <http://xdb.lbl.gov/>
- [42] A. Bressan, M. Hoch, P. Pagano, L. Ropelewski, F. Sauli, S. Biagi, A. Buzulutskov, M. Gruwe, G. De Lentdecker, D. Moermann, A. Sharma, “High rate behavior and discharge limits in micro-pattern detectors”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 424 (1999) 321–342.
- [43] F. Amaro, J.F.C.A. Veloso, A. Breskin, R. Chechik, J.M.F. dos Santos, “Operation of MHSP multipliers in high pressure pure noble-gas”, Journal of Instrumentation, P04003, 2006.

IX Artigos Publicados

2104

IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 51, NO. 5, OCTOBER 2004

Application of the Microhole and Strip Plate Detector for Neutron Detection

J. F. C. A. Veloso, F. Amaro, J. M. F. dos Santos, J. A. Mir, G. E. Derbyshire, R. Stephenson, N. J. Rhodes, and E. M. Schooneveld

Abstract—We introduce the microhole and strip plate (MHSP) detector as a micropattern detector for the detection of thermal and epithermal neutrons. Detection sensitivity is obtained by filling these detectors with ^3He at high pressures. We propose the use of argon-xenon penning mixtures as the stopping gas as opposed to the usual carbon based stopping gases. These argon-xenon mixtures provide suitable gas gains for the high pressure/high resolution neutron detector applications. With these mixtures it is possible to obtain a sealed detector with only rare-gas filling which is simple to purify and not subject to ageing.

An MHSP gas detector filled with a 3-bar argon/50-mbar xenon/6-bar helium mixture can achieve gains above 2×10^3 . This mixture allows neutron detection efficiencies of about 70% at 1 Å for a 2.5-cm thick absorption region and intrinsic position resolution (full-width at half-maximum) of about 1.8 mm. The sensitivity to γ -rays of the present mixture will be the same when compared to that of 2.6-bar CF_4 .

I. INTRODUCTION

A NEW generation of neutron gas-detectors to meet the requirements of new neutron spallation sources [1]–[8] is under development. Neutron applications include the use in 2-D position sensitive beam monitors, reflectometers, and single crystal diffractometers. Typical requirements for the future detectors include:

- i) neutron detection efficiency of $\sim 70\%$ at 1 Å;
- ii) position resolution of about 1 mm \times 1 mm;
- iii) time resolution in the μs range;
- iv) large area, larger than 200 mm \times 200 mm sensitive area;
- v) count rates up to 1 MHz/mm²;
- vi) low γ -sensitivity.

With the introduction of the microstrip gas chamber (MSGC) by Oed [9], applications to neutron detection have been carried out with success [3], [5]. Additionally, other micropattern detectors such as microgap chambers [10], pin-pixel detectors [2], and detectors based on the gas electron multiplier (GEM) [4], [6] have been investigated.

Manuscript received November 13, 2003; revised March 12, 2004 and May 26, 2004. This work was supported by Project POCTI/FNU/50360/2002. The work of J. F. C. A. Veloso was supported by Fundação para a Ciência e Tecnologia, Portugal.

J. F. C. A. Veloso is with the Physics Department, University of Aveiro, P-3810-193 Aveiro, Portugal, and with the Physics Department, University of Coimbra, P-3004-516 Coimbra, Portugal (e-mail: jveloso@gjan.fis.uc.pt).

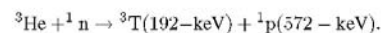
F. Amaro and J. M. F. dos Santos are with the Physics Department, University of Coimbra, P-3004-516 Coimbra, Portugal.

J. A. Mir, G. E. Derbyshire, and R. Stephenson are with the Instrumentation Department, CCLRC Rutherford Appleton Laboratory, OX11 0QX Oxon, U.K. N. J. Rhodes and E. M. Schooneveld are with ISIS, CCLRC Rutherford Appleton Laboratory, OX11 0QX Oxon, U.K.

Digital Object Identifier 10.1109/TNS.2004.835620

Gas detectors utilising ^3He under high pressures present an excellent option for neutron detection, since other neutron-counting gases based on high-pressure $^{10}\text{BF}_3$ present the drawback of electron attachment to the molecule, which is strongly electronegative.

The thermal-neutron capture reaction by ^3He can be described as follows:



The detection efficiency depends on the gas pressure and the thickness of the absorption region. While ^3He under high-pressure can provide suitable neutron detection efficiency for 1- to 2-cm thick absorption regions, other gases are needed to achieve the required position resolution. For instance, for 1.8- to 1-Å neutrons, 6 to 8 bar of ^3He presents neutron detection efficiencies of about 70% for 1- to 2-cm thick absorption regions. The proton range is rather long for this gas, about 8 mm. Thus, one needs to add to the detector volume an additional gas with heavy atoms or molecules, the so-called stopping gas, to reduce the proton range down to the required values.

The point of interaction of the neutron is determined by the centroid of the charge density of the ionization produced along the proton- and triton-tracks. However, this centroid does not coincide with the neutron interaction-position due to the fact that the proton track is three times longer than the triton track, with the highest ionization density at the end of the tracks. The centroid distribution around that interaction-point results in an intrinsic position resolution, full-width at half-maximum (FWHM), which is approximately 70% of the proton range [4], [8].

In general, carbon-based gases are used for efficient proton-stopping, presenting the additional advantage of a high insensitivity to γ -rays [1], [7]. CF_4 is the most commonly used gas, but the best position resolutions have been achieved with propane [7].¹

In this paper we investigate the possibility of applying the microhole and strip plate (MHSP) to neutron detection. Furthermore, we propose the use of Ar-Xe based mixtures as a stopping gas, as a replacement for the carbon-based ones. This solution would provide a detector with only rare-gas filling that is easily and efficiently purified by nonevaporable getters, resulting in a stable, long-lived, sealed detector.

¹<http://www.inst.bnl.gov/GasDetectorLab/NNNeutronDetectors/Brochure/Brochure.html>.

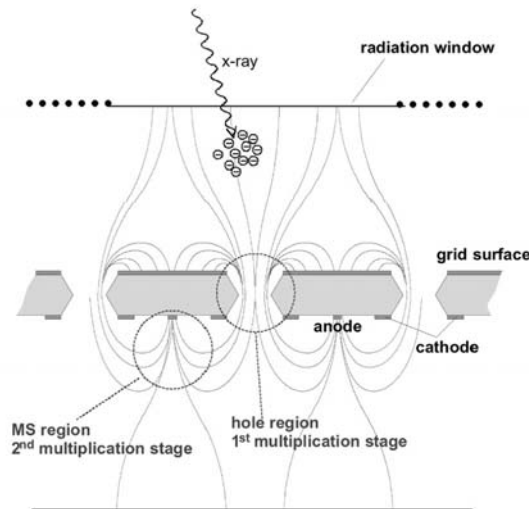


Fig. 1. Schematic diagram of the MHSP operation principle.

II. DETECTOR DESCRIPTION

A. The MHSP Detector

The MHSP [11], [12] is a new gaseous multiplier conceived as a combination of the features of the MSGC and the GEM in a single, double sided element. It integrates two successive independent stages of charge amplification on a single device, in a similar way as the GEM+MSGC multiplier [13].

Like the GEM, the MHSP is fabricated using printed circuit board (PCB) technology. Both sides of a 50 μm Kapton film are metallized with 5- μm thick copper-layers. On the top side, a GEM-like pattern of holes is etched-through to the bottom side, where a standard microstrip pattern is etched with the holes centered in the cathode strips, and the anodes running between them.

A schematic diagram of the MHSP operation is presented in Fig. 1. Electrons produced in the drift region, above the top-side, drift along field lines toward the holes and undergo charge multiplication inside them. The avalanche electrons emerge on the other side, and are directed toward the anode strips, initiating a second charge avalanche amplification.

Compared to GEMs, the presence of two electron-avalanche amplification stages allows the use of anode-to-cathode voltages that are well below breakdown thresholds, for a given overall gain. Additionally, the small distances between the three electrodes result in a fast collection of most of the avalanche ions, providing quasi-symmetric signals, as fast as 6-ns rise-time and 12-ns pulse width [12]. In principle, MHSPs can handle the high rates required for future neutron detectors, and can be made less sensitive to discharges.

Cost-effective, large-area detectors can be built, for they are produced with standard PCB technology. Together with its 2-D

capability, these are compelling reasons to investigate the application of MHSPs to neutron detection. One coordinate is provided by the anode strips, while the second coordinate can be obtained by structuring the top electrode of the MHSP with orthogonal strips (see [11, Fig. 2]). An alternative approach is to obtain the second coordinate, or both coordinates, from the positive ions collected at a patterned cathode-plane placed a few hundred micrometers below the MHSP, taking advantage of the large number of positive ions, produced in the final amplification stage, that can be diverted toward it.

B. The Stopping Gas

A drawback to the use of pressurised gaseous detectors and, in particular, micropattern detectors such as MSGCs, GEMs, and MHSPs, relates to the fact that detector gain drops with increasing gas pressure [4], [6], [14], [15]. For a single GEM detector, CF_4 filling-pressures above 2 bar deliver gains below ten, too low to be of any use in neutron detection [4]. For other, more complex carbon-based molecules, such as propane and C_3F_8 , the situation is even worse, and it is not possible to operate the GEM with suitable gains at the required filling pressure [4]. A cascade of GEMs [6] will result in higher gains. However, a compromise has to be established between the gain achieved in each GEM and the transfer field between the GEMs. This field must be high enough to satisfy the full transparency of the first GEM, and low enough to satisfy that of the second GEM [6]. Additionally, interactions occurring in the detector volume between the GEMs will contribute to the background.

The use of another type of stopping gas that could deliver higher charge avalanche gains, in substitution of carbon-based gases, could present an alternative solution to overcome this problem. Investigations along this line are under way and may

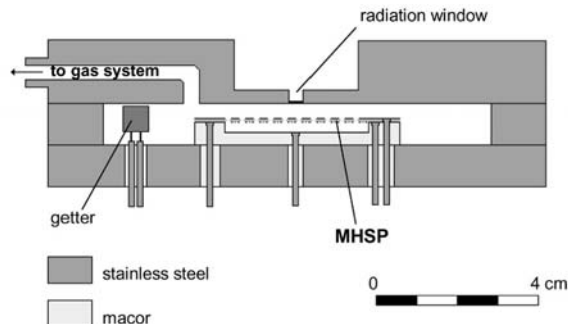


Fig. 2. Schematic of the MHSP gas detector used in this work.

present significant progress to the use of microstructures in neutron detection.

Penning mixtures allow higher gains to be achieved by promoting ionization of one of the components, which appears in a few percent content, as a result of the energy transfer from the excited molecules of the other component. Xenon-based penning mixtures have been investigated [4], [6] and it has been demonstrated that a single GEM can be operated in Xe-2.5% trimethylamine (TMA) with suitable gains, at high pressures. Gains of about 100 have been obtained for a single GEM operating at 4-bar xenon and 200-mbar TMA, the pressure required for a 1-mm position resolution [4]. However, a drawback of using xenon as a stopping gas results from its high sensitivity to background gamma-radiation [4].

The use of argon as a stopping gas may present an alternative solution, since its sensitivity to gamma radiation is much less than that of xenon. However, a compromise has to be made between the achieved position resolution and the argon filling pressure. Gains of about 10^5 have been obtained for a double-GEM multiplier operating at 1 bar of Ar-10% DME, dropping to gains of about 100 at 7-bar fillings [6].

The use of penning mixtures, such as argon-xenon, is known to deliver high gains with low applied voltages. At 1-bar filling pressure the best operation conditions, i.e., highest gains with the lowest biasing voltages, are obtained for xenon concentrations around 5% [16], [17], and gains above 10^4 have been obtained [18] with a single MHSP. Additionally, argon-xenon mixtures present the advantage of being free of complex molecules, providing a detector with only rare-gas filling that is easily and efficiently purified by small nonevaporable getters. Such detectors can be sealed, very long-lasting, and not subject to aging, and, therefore, used in very high radiation environments.

III. EXPERIMENTAL SETUP

A small detector prototype was built to accommodate the MHSP microstructure inside a small gas volume (Fig. 2). The detector body was made of stainless steel. Macor pieces, simply glued with low vapor-pressure epoxy to the stainless-steel body, were used for insulating the feedthroughs of the detector biasing and of the purifier power-supply. The MHSP foil was mounted

on a Macor frame to keep it stretched and to provide the different electrical contacts to the MHSP, as well as to the backplane electrode. The detector radiation window is made of 25- μm thick Kapton foil, aluminized on the inner surface to ensure electrical conductivity. It was made small, 2 mm in diameter, to withstand the high-pressure gradients, planned for this experiment, but a multiple window pattern, regularly distributed over the whole MHSP active area, can be implemented.

The MHSP has an active area of $28 \times 28 \text{ mm}^2$ and was placed at a distance of 5 mm from the radiation window and 3 mm from the backplane electrode, a chromium thin-film, vacuum-evaporated on the Macor surface. The MHSP hole dimension is about 40 and 60 μm on the Kapton and the copper layer, respectively. The anode and cathode strip widths are 35 and 100 μm , respectively, with a pitch of 200 μm .

The detector was connected through a valve to the vacuum/gas-filling system and was sealed during the experiments. Two small nonevaporable getters, with built-in heating resistors, were placed inside the detector volume to maintain gas purity. At the maximum filling-pressure that the detector was operated (9 bar), the gas-leak rate out of the detector was below 0.02 bar/hour, allowing stable operating conditions during each run.

Detector signals were fed through a Canberra 2006-preamplifier (with a sensitivity of 1.5 V/pC) and a Tennelec TC243 linear-amplifier (4- μs shaping time, 8- μs peaking time) to a Tennelec 1024-multichannel analyzer. The electronic chain sensitivity was calibrated for absolute gain determination, using a calibrated capacitor directly connected to the preamplifier input and to a precision pulse-generator.

For these studies, we used 22.1-keV X-rays, obtained from a ^{109}Cd source, and the gain was determined from the peak-position of the pulse-height distribution. The use of the 22.1-keV X-rays, instead of 5.9-keV, allowed a clear separation of the peak distribution from the electronic noise tail, at reduced detector gains.

IV. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

We started to study the MHSP gains obtained for the Ar-5%Xe mixture at different filling-pressures, up to a maximum of 3 bar.

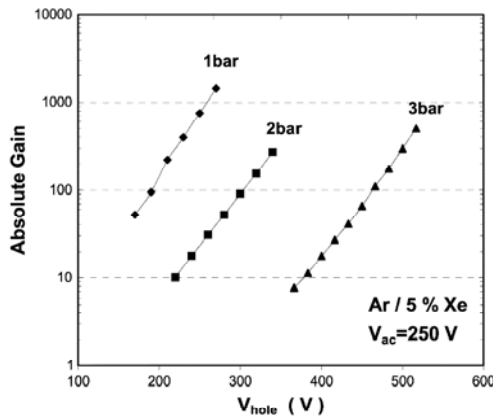


Fig. 3. Detector gain as function of V_{hole} for different Ar-5%Xe gas filling-pressures and for constant anode-to-cathode strips voltage ($V_{\text{ac}} = 250$ V), and electric field intensities of 100 and -70 Vcm^{-1} in the absorption and in the induction region, respectively.

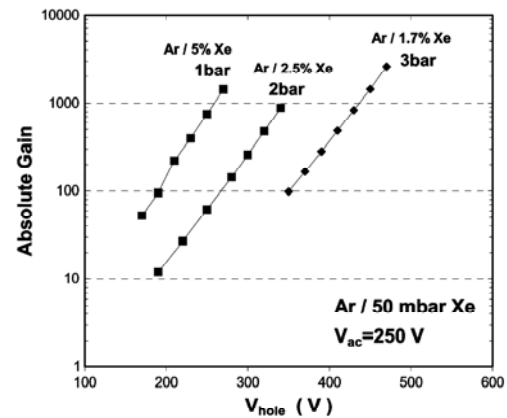


Fig. 4. Detector gain as function of V_{hole} for a xenon partial pressure of 50 mbar and for different argon filling-pressures. The anode-to-cathode strips voltage, the electric field intensity in the absorption region, and that in the induction region were kept constant, at 250 V, 100 Vcm^{-1} , and -70 Vcm^{-1} , respectively.

In Fig. 3 we depict the detector gain as function of the voltage difference across the holes, V_{hole} , for Ar-5%Xe filling pressures of 1, 2, and 3 bar. The anode-to-cathode voltage difference, V_{ac} , was kept at 250 V. The electric field intensity in the drift region, E_d , as well as that of the induction region, E_{ind} , were kept constant at 100 and -70 Vcm^{-1} , respectively. To avoid the destruction of the MHSP, both V_{hole} and V_{ac} were maintained below the onset of discharges, except for the 3-bar case, where the maximum gain was reached for voltages just below this onset.

The curves exhibit the characteristic exponential behavior of proportional charge avalanche processes. As shown in Fig. 3, the maximum gains achieved for the described conditions decrease with gas pressure. Nevertheless, the obtained gains are significantly high in all cases, decreasing from 1.5×10^3 at 1 bar to 6×10^2 at 3 bar.

Since the electron-impact cross-section is higher for xenon than for argon, the xenon atoms play a more important role in the charge avalanche processes. Thus, the increase of argon content has a small effect on the mean free path for xenon ionization, and constant xenon partial pressure content could, in principle, present roughly the same maximum gains.

In Fig. 4 we present the detector gain as a function of V_{hole} , for 1-, 2-, and 3-bar argon partial pressures, while maintaining the xenon partial pressure at 50 mbar (5% of 1 bar), and for the same operation conditions as for Fig. 3. As seen, the maximum gain that can be achieved is about the same for the three cases, reaching a value of about 2.5×10^3 for the 3-bar argon/50-mbar xenon mixture, one order of magnitude higher than that obtained with 3 bar Ar-5%Xe mixture for the same voltages. A gas mixture of 3-bar argon and 50-mbar xenon has, then, been considered as the stopping gas. Nevertheless, future work will include the study of the xenon concentration that delivers high gains with lower voltages, for argon-xenon mixtures at the filling-pressures considered for our neutron detector.

TABLE I
572-keV PROTON RANGE IN PURE ARGON AND IN DIFFERENT ARGON-HELIUM MIXTURES AT NPT

Gas	Proton range (mm)
3-bar Ar	3.77
6.5-bar Ar	1.74
3-bar Ar / 50-mbar Xe /6-bar He	2.59
6.5-bar Ar / 50-mbar Xe /6-bar He	1.44
6-bar Ar / 50-mbar Xe /8-bar He	1.46

Finally, we investigated the effect of the addition of 6 bar of helium to the above mixture. Fig. 5 presents the detector gain as function of V_{hole} for different helium partial pressures added to the 3 bar of Ar/50-mbarXe mixture.

As in [4], the addition of helium hardly affects the maximum gain achieved with the argon-xenon mixture. The electron-impact cross-section for helium is much smaller than for argon and/or xenon, and the first excitation level of the helium atom, 19.8 eV, is well above the argon and/or xenon ionization levels (15.8 and 12.1 eV, respectively). Therefore, electrons will only interact elastically with the helium atoms, losing only a small amount of energy, without further affecting the avalanche gain. As shown in Fig. 5, only a voltage increase of 60 V was necessary to achieve the same gains as the helium pressure increased from zero to 6 bar.

As referred in Section II-B, a compromise has to be made between the argon partial pressure and the position resolution that can be achieved in the detector. Table I shows the proton stopping power range for different argon-pressures and for argon-xenon helium mixtures with two different helium partial pressures, 6 and 8 bar, as calculated with the SRIM software.² For

²<http://www.research.ibm.com/ionbeams/SRIM/SRIMLEGL.HTM>.

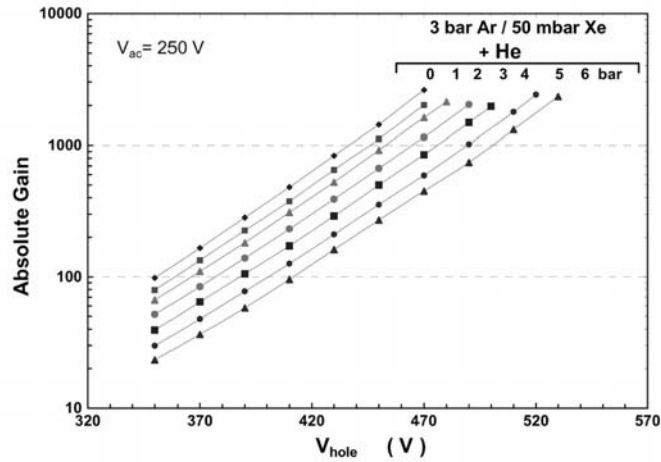


Fig. 5. Detector gain as function of V_{hole} , for different helium partial pressures added to a 3-bar Ar/50-mbar Xe mixture, keeping the anode-to-cathode strips voltage at 250 V, and electric field intensities of 100 and -70 V cm^{-1} in the absorption and in the induction region, respectively.

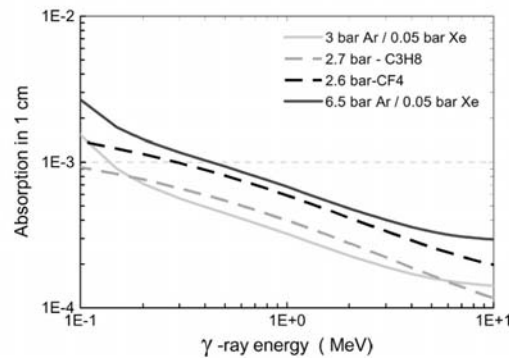


Fig. 6. Calculated photon absorption in 1 cm of 3- and 6.5-bar argon/50-mbar xenon mixture, 2.7-bar propane, and 2.6-bar CF_4 .

the present mixture, the proton range is about 2.6 mm, leading to an intrinsic spatial resolution of about 1.8 mm for neutron detection (70% of the proton range). This can be reduced to 1.0 mm for 6.5-bar argon/6-bar helium mixture. Future work will include the study of the MHSP-detector gain with argon-fillings up to 6.5 bar pressure.

The γ -sensitivity of argon-xenon gas mixture is another characteristic that has to be taken into account when it is used as a neutron stopping-gas. Fig. 6 depicts the calculated photon absorption for 3- and 6.5-bar argon/50-mbar xenon mixture, 2.7-bar propane, and 2.6-bar CF_4 , using XCOM software³ considering the total cross-section. As shown, for the energy region of interest the γ -sensitivity for 6 bar of argon mixture is similar to that of CF_4 and only 50% higher than that of propane, while 3-bar argon mixture presents slightly lower gamma sensitivity than that of propane. On the other hand, it is noted that gamma

³<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>.

absorptions in the detector window may produce a contribution to background that can be significant, or even dominant, when compared to that resulting from the gamma interactions in the gas. Nevertheless, γ -rejection by pulse-shape discrimination presents a mean to further reduce γ -background events.

V. CONCLUSION

The feasibility of producing a ^3He neutron-detector based on the MHSP, and argon-xenon penning-mixture as a stopping gas, has been demonstrated. Such a mixture will render a sealed detector with only rare-gas filling, simple to purify and not subject to aging.

Gains above 2×10^3 were obtained for a 3-bar argon/50-mbar xenon/6-bar helium mixture. This mixture allows neutron detection efficiencies of about 70% at 1 \AA for a 2.5-cm thick absorption region, intrinsic position resolution (FWHM) of about 1.8 mm and charge gains above 2×10^3 .

Position resolutions of 1 mm may be achieved with argon partial pressures of 6.5 bar. Future work has to be done to investigate the achieved gains and the best xenon concentration for such argon partial pressures. It is expected that the γ -sensitivity of this mixture will be similar to that of 2.6-bar CF_4 .

ACKNOWLEDGMENT

The authors acknowledge A. Breskin and R. Chechik (Weizmann Institute of Science, Israel) and B. Guerard (Institut Laue-Langevin, France) for helpful discussions.

REFERENCES

- [1] C. E. W. van Eijk, "Neutron PSD's for the next generation of spallation neutron sources," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A477, pp. 383–390, 2002.
- [2] J. E. Bateman, J. F. Connolly, G. E. Derbyshire, D. M. Duxbury, A. S. Marsh, N. J. Rhodes, E. M. Schooneveld, J. E. Simmons, and R. Stenphenson, "The pin pixel detector-neutron imaging," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A485, pp. 596–605, 2002.
- [3] J. E. Bateman, N. J. Rhodes, and R. Stenphenson, "A high-resolution, imaging neutron beam monitor using gas microstrip technology," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A477, pp. 165–171, 2002.
- [4] R. Kueger, C. W. E. Van Eijk, F. A. F. Fraga, M. M. Fraga, S. T. G. Fetal, R. W. Hollander, L. M. S. Margato, and T. L. Van Vuure, "Performance of high pressure Xe/IMA in GEM's for neutron and X-ray detection," in *Conf. Rec. 2001 IEEE Nucl. Sci. Symp.*, San Diego, CA, Nov. 4–10, 2001.
- [5] J. F. Clergeau, P. Convert, D. Feltin, H. E. Fisher, B. Guérard, T. Hansen, G. Manzin, A. Oed, and P. Palleau, "Operation of sealed microstrip gas chambers at ILL," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, pp. 1075–1080, 2001.
- [6] T. L. van Vuure, C. E. W. van Eijk, F. A. F. Fraga, R. W. Hollander, and L. M. S. Margato, "High-pressure GEM operation aiming at thermal neutron detection," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, pp. 1092–1094, 2001.
- [7] *Proc. Eur. Workshop Thermal Neutron Detectors for the European Spallation Source (NEUDESS98)*, Oct. 27–28, 1998, ISO@iri.tudelft.nl.
- [8] T. Wilpert, "Overview of neutron detectors," in *Proc. Eur. Workshop Thermal Neutron Detectors for the European Spallation Source (NEUDESS98)*, Oct. 27–28, 1998, ISO@iri.tudelft.nl.
- [9] A. Oed, "A position sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A263, pp. 351–359, 1988.
- [10] F. D. van den Berg, V. R. Bom, C. E. W. van Eijk, R. W. Hollander, P. M. Sarro, H. Schellevis, M. W. Johnson, and N. J. Rhodes, "A neutron detector based on the microgap counter," in *Proc. Eur. Workshop Thermal Neutron Detectors for the European Spallation Source (NEUDESS98)*, Oct. 27–28, 1998, ISO@iri.tudelft.nl.
- [11] J. F. C. A. Veloso, J. M. F. dos Santos, and C. A. N. Conde, "A proposed new microstructure for gas radiation detectors: The microhole and strip plate," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, pp. 2371–2376, 2000.
- [12] J. M. Maia, J. F. C. A. Veloso, J. M. F. dos Santos, A. Breskin, R. Chechik, and D. Mörmann, "Advances in the micro-hole & strip plate gaseous detector," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A 504, pp. 364–368, 2003.
- [13] R. Bouclier, W. Dominik, M. Hoch, J. C. Labbe, G. Million, L. Ropelowski, F. Sauli, A. Sharma, and G. Manzini, "New observations with the gas electron multiplier (GEM)," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A 396, pp. 50–66, 1997.
- [14] A. Bondar, A. Buzulutskov, F. Sauli, and L. Schekhtmann, "High- and low-pressure operation of the gas electron multiplier," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A 419, pp. 418–422, 1998.
- [15] A. Bondar, A. Buzulutskov, and L. Schekhtmann, "High pressure operation of the triple-GEM detector in pure Ne, Ar, and Xe," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A 481, pp. 200–203, 2002.
- [16] A. Buzulutskov, A. Breskin, R. Chechik, G. Garty, F. Sauli, and L. Schekhtmann, "The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A 443, pp. 164–180, 2000.
- [17] J. M. Maia, J. F. C. A. Veloso, R. E. Morgado, J. M. F. dos Santos, and C. A. N. Conde, "The micro-hole-and-strip plate gas detector: Experimental results," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, pp. 875–880, 2002.
- [18] J. F. C. A. Veloso, J. M. Maia, L. F. Requicha Ferreira, J. M. F. dos Santos, A. Breskin, R. Chechik, and R. de Oliveira, "Recent advances in X-ray detection with micro-hole & strip plate detector," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A 524, pp. 124–129, 2004.
- [19] J. M. F. dos Santos, J. A. M. Lopes, J. F. C. A. Veloso, P. C. P. S. Simões, T. H. V. T. Dias, F. P. Santos, P. J. B. M. Rachinhas, L. F. Requicha Ferreira, and C. A. N. Conde, "Development of portable gas proportional scintillation counter for X-ray spectrometry," *X-Ray Spectrom.*, vol. 30, pp. 373–381, 2001.



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 535 (2004) 341–346

**NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH**
Section A
www.elsevier.com/locate/nima

Noble-gas operation of Micro-Hole and Strip Plate electron multipliers at atmospheric-to-high pressures

F. Amaro^a, J.F.C.A. Veloso^{a,b,*}, J.M. Maia^{a,c}, A. Breskin^d,
R. Chechik^d, J.M.F. dos Santos^a

^aPhysics Department, University of Coimbra, p- 3004-516 Coimbra, Portugal

^bPhysics Department, University of Aveiro, 3810-193 Aveiro, Portugal

^cPhysics Department, University of Beira Interior, 6200-001 Covilhã, Portugal

^dDepartment of Particle Physics, The Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel

Available online 25 August 2004

Abstract

We present the performance of a Micro-Hole and Strip Plate (MHSP) electron multiplier in argon–xenon mixtures, at pressures of 1–7 bar. This microstructure can operate at high pressures without significant reduction of the maximum achievable gain. Absolute gains of $1\text{--}4 \times 10^3$ were reached in Ar/50 mbar Xe over this pressure range; the maximum gain is imposed by the discharge limit, dropping at higher pressures. Energy resolutions between 14% and 16% were reached for 6 keV X-rays; they do not degrade significantly with increasing pressure. Better performances are expected by improved manufacturing of the MHSP.

© 2004 Published by Elsevier B.V.

1. Introduction

In recent years, efforts have been made to characterize and improve the performance of micropattern gaseous detectors operated in noble gases and noble-gas mixtures [1–5]. Potential applications are in cryogenic particle detectors for solar neutrino and dark matter research,

neutron detection, UV–to-visible photon imaging and X-ray detection.

A drawback of the use of micropattern detectors such as MSGCs and GEMs at high pressures is related to the fact that the detector's gain drops with increasing gas pressure [4,6–8]. It is due to the decrease in the reduced electric field, E/p , in the avalanche region, limited by the maximum applicable voltage before discharge [7,8]. Additionally, secondary photon- and ion-feedback effects often limit the gain. An exception occurs in helium and neon, in which the avalanche is governed predominantly by associative ionisation mechanisms

*Corresponding author. Physics Department, University of Coimbra, p- 3004-516 Coimbra, Portugal. Tel.: +351-239-410-667; fax: +351-239-829-158

E-mail address: jveloso@gian.fis.uc.pt (J.F.C.A. Veloso).

rather than by the usual electron impact ionisation [8]. For triple-GEM operation in Ar, Kr and Xe, four orders of magnitude gain reduction were observed while increasing pressure from 1 to 5 bar, with gains below 10 at 5 bar [8]. On the other hand, high-pressure operation was reached with a single-GEM in Kr with the gain decreasing from about 500 to 80 for pressures increasing from 1 to 10 bar [4].

The Micro-Hole and Strip Plate (MHSP) multiplier, shown in Fig. 1 [2,5,9–11], combining in a single structure GEM-like and MSGC-like multipliers, could be a good candidate for noble-gas operation. It has good screening against photon feedback and considerably improved ion-blocking capability as compared to a GEM [11]. It provides good timing and localization properties and can be advantageously placed as the last multiplication element in a multi-GEM cascade. First investigations with an MHSP operating at 1 bar of Ar 5% Xe yielded gains above 10^4 and a dE/E of 14%, for 5.9-keV X-rays [5].

In this work, we present recent results with MHSP multipliers operating in argon xenon mixtures, in the pressure range of 1–7 bar. These mixtures permit reaching high gains at relatively

low applied voltages [1,2], which is of particular interest for high-pressure operation.

2. Experimental set-up

The MHSP and its operating principle are depicted in Fig. 1. Like the GEM, it is fabricated using printed circuit board technology; the top electrode is unstructured in a GEM-like pattern of bi-conical holes (about $40/70\ \mu\text{m}$ in diameter), arranged in an asymmetric hexagonal lattice of 140- and $200\text{-}\mu\text{m}$ pitch; and on the bottom surface, a standard MSGC-like pattern is etched, with the holes centred within the cathode strips while the anode strips run between them. The anode and the cathode strips have respective widths of about 35 and $100\ \mu\text{m}$. The Kapton substrate foil is $50\text{-}\mu\text{m}$ thick.

Electrons induced by radiation in the drift/absorption region above the MHSP are focused into the holes where they undergo avalanche multiplication, then the avalanche electrons are extracted towards the anode strips where they are further multiplied in a second avalanche process and collected. Most of the ions produced in the avalanche around the anode strips are collected on the neighbouring cathode strips and on the cathode plane localized below the MHSP; only a small fraction of positive ions flows back to the MHSP top electrode and to the drift region, reducing substantially the ion backflow compared to the GEM [11]. The fact that the final avalanche is totally screened by the substrate suppresses totally avalanche-induced photon-feedback. The small distances between the anode and cathode strips result in a fast collection of the avalanche ions, yielding signals with rise-times around 10–30 ns [10].

In the present detector the absorption/drift region and the induction gap are 5 and 3 mm wide, respectively. Two small non-evaporable getters with built-in heating resistors (SAES St172) were placed inside the detector volume to maintain gas purity. The voltages for the different electrodes of the MHSP are supplied through Macor feedthroughs, which are glued to the voltage wires and to the stainless-steel detector

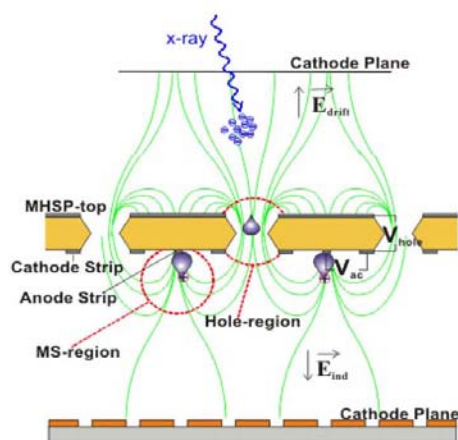


Fig. 1. Schematic diagram of the MHSP and its operating principle.

body with a low vapour-pressure epoxy (Tra-Con 2116). The detector window is made of an aluminised Mylar foil (25- μm thick) glued to the detector body with the same epoxy. The radiation window, the induction backplane and the detector body are grounded.

Detector signals were fed through a Canberra 2006 preamplifier (with a sensitivity of 1.5 V/pC) and a Tennelec TC243 linear amplifier (4 μs shaping time) to a Nucleus PCA2 1024 multi-channel analyser. The electronic chain sensitivity was calibrated using a known charge injected into the preamplifier input.

3. Experimental results and discussion

Throughout the measurements the drift field, determined by the MHSP upper electrode voltage, was kept at about 100 V/cm, and the anode-to-cathode voltage difference, V_{ac} , was kept at 250 V. In each set of measurements, the voltage difference across the holes, V_{hole} , was gradually increased. To avoid damage to the MHSP, both V_{hole} and V_{ac} were maintained below the onset of discharges.

At 1 bar, the best operating conditions, i.e. highest gains for relatively low applied voltages, were obtained with argon/ \sim 5% xenon mixtures [1,2]. A typical pulse-height distribution for 5.9 keV X-rays is presented in Fig. 2, for a gain of 10^3 at 1 bar of Ar 5% Xe, showing a $dE/E = 13.7\%$ FWHM and a low background. The energy resolution slightly deteriorates with pressure, reaching values of $\sim 16\%$ FWHM at 6 bar. In Fig. 3 we present the detector's total gain as a function of V_{hole} , for $V_{ac} = 250$ V, for Ar 5% Xe mixtures at filling pressures of 1, 2 and 3 bar (solid symbols). The curves exhibit the characteristic exponential avalanche growth. As the pressure increases, higher voltages are necessary to achieve similar reduced electric fields and gains; the increase in the energy that the electrons gain from the electric field compensates the increase of energy loss in elastic collisions, as the total pressure rises. The maximum gains, achieved prior to the onset of discharges, present a small decrease from 1 to

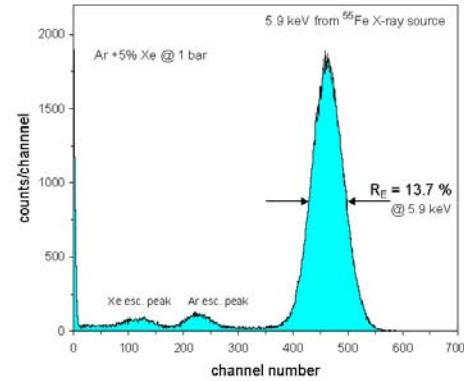


Fig. 2. Typical pulse-height distribution for 5.9 keV X-rays obtained with an MHSP operating in an Ar-5% Xe mixture at 1 bar, at a gain of 10^3 .

3 bar, a behaviour similar to that obtained for a GEM operated in Kr [4].

Since the electron-impact cross-section is higher for Xe than for Ar, the Xe atoms play a more significant role in the charge avalanche processes. Thus, the increase of Ar content has a smaller effect on the mean-free-path for Xe ionisation, and a constant Xe partial-pressure content could, in principle, yield roughly the same maximum gains. In Fig. 3, the MHSP total gain as function of V_{hole} is also depicted for Ar Xe mixtures with a constant Xe content (50 mbar, or 5% at 1 bar), at filling pressures of 1 (solid symbols), 2 and 3 bar (open symbols). The maximum achievable gain increases slightly, reaching a value of about 3×10^3 at 3 bar Ar/50 mbar Xe; it is about 5 times higher than that obtained with 3-bar Ar 5% Xe.

In Fig. 4 we depict the MHSP total gain as function of V_{hole} , for $V_{ac} = 250$ V, for Ar Xe mixtures at pressures of 1–7 bar, with a constant 50 mbar Xe content. The maximum gain is almost constant up to filling pressures of 6 bar, varying between 2×10^3 and 4×10^3 . Up to these pressures the increase in the V_{hole} voltage compensates the increasing energy loss in elastic collisions as the total pressure rises. However, for voltages above 500 V, the V_{hole} voltage cannot be increased since

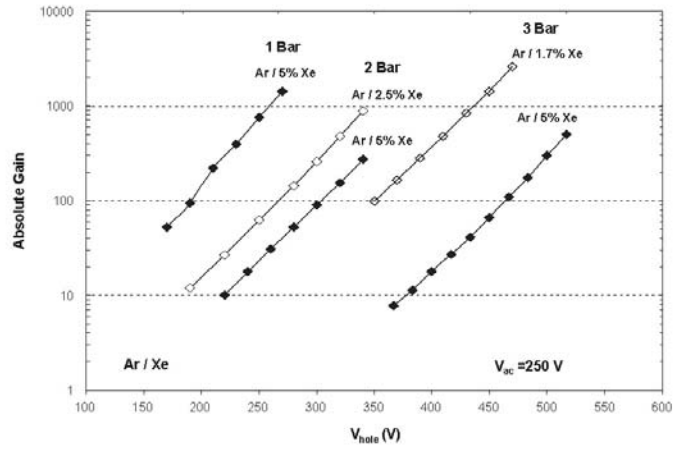


Fig. 3. MHSP total gain as function of the voltage difference across the holes, V_{hole} , for $V_{\text{ac}} = 250$ V: (solid symbols)—Ar–5% Xe at 1, 2 and 3 bar; (open symbols)—Ar/50 mbar Xe at 2 and 3 bar.

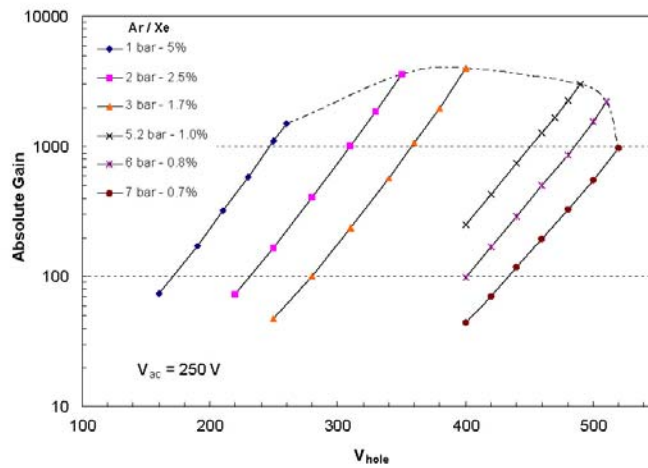


Fig. 4. MHSP total gain as function of the voltage difference across the holes, V_{hole} , for different pressures of Ar/50 mbar Xe.

the electric strength of the microstructure is reaching its discharge limit. In consequence, the compensation can no longer be achieved and the gain drops above this pressure.

In Fig. 5 we present the detector's total gain as function of V_{holes} , for $V_{\text{ac}} = 250$ V, in pure Xe at 1 and 2 bar. The maximum gain achieved at 1 bar is only a factor of three lower than that obtained with

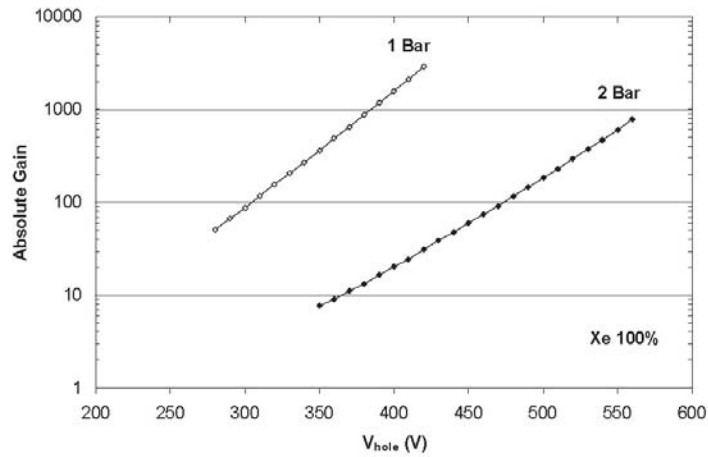


Fig. 5. MHSP total gain as function of the voltage difference across the holes, V_{holes} , for $V_{\text{ac}} = 250$ V, in 1 and 2 bar Xe.

a triple-GEM [7] and a factor of six higher than that obtained with a single-GEM in pure Krypton [4].

4. Conclusions

We have studied the operation of an MHSP electron multiplier in argon xenon mixtures, at pressures varying from 1 to 7 bar. High gains, between 2 and 4×10^3 were achieved in Ar/50 mbar Xe gas mixtures at pressures up to 6 bar. Above 6 bar, limitations on the maximum gain are imposed by the MHSP discharge limit. Nevertheless, gains are still above 10^3 at 7 bar. Energy resolutions $\sim 14\%$ FWHM were reached with 6 keV X-rays; they do not degrade significantly with increasing pressure.

It has been demonstrated that, like the GEM [4], a single MHSP could operate at high pressures without significant reduction of the maximum achievable gain. It is expected that improved performance can be achieved when improving manufacturing procedures. Gains of about 3×10^3 were reached with an MHSP operating at 1 bar Xe; it is only a factor

of three below that obtained with a triple-GEM. It should be noted that higher gains could be reached in cascading GEMs with an MHSP [11].

Acknowledgments

Support by FCT, Lisbon (under POCTI and FEDER programmes) under project POCTI/FNU/49553/02 is gratefully acknowledged. A. Breskin is the W.P. Reuther Professor of Research in the Peaceful Use of Atomic Energy.

References

- [1] A. Buzulutskov, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 443 (2000) 164.
- [2] J.M. Maia, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. Ns- 49 (2002) 875.
- [3] L. Periale, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 497 (2003) 242 and references therein.
- [4] V. Aulchenko, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 513 (2003) 256 and references therein.
- [5] J.F.C.A. Veloso, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 524 (2004) 124.

- [6] A. Bondar, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 419 (1998) 418.
- [7] A. Bondar, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 481 (2002) 200.
- [8] A. Bondar, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 493 (2002) 8.
- [9] J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos, C.A.N. Conde, Rev. Sci. Instrum. 71 (2000) 2371.
- [10] J.M. Maia, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 504 (2004) 364.
- [11] J.M. Maia, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 523 (2004) 334.



PUBLISHED BY INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING AND SISSA

RECEIVED: January 10, 2006

ACCEPTED: February 1, 2006

PUBLISHED: April 11, 2006

Operation of MHSP multipliers in high pressure pure noble-gas

F.D. Amaro^a, J.F.C.A. Veloso^{a,b}, A. Breskin^c, R. Chechik^c and J.M.F. dos Santos^a

^a *Physics Dept., University of Coimbra,
3004-516 Coimbra, Portugal*

^b *Physics Dept., University of Aveiro,
3810-193 Aveiro, Portugal*

^c *Dept. of Particle Physics, The Weizmann Institute of Science,
76100 Rehovot, Israel*

E-mail: jmf@gian.fis.uc.pt

ABSTRACT: We report on the performance of a Micro-Hole & Strip Plate (MHSP) electron multiplier operating in pure Xe, Kr, Ar and Ne at the pressure range of 1 to 6 bar. The maximal gains at 1 bar Xe and Kr are 5×10^4 and 10^5 , respectively; they drop by about one order of magnitude at 2 bar and by almost another order of magnitude at 5-6 bar; they reach gains of 500 and 4000 at 5 bar in Xe and Kr, respectively. In Ar, the gain varies very little with pressure, being $3 - 9 \times 10^3$; in Ne the maximum attainable gain, about 10^5 , is pressure independent above 2 bar. The results are compared with that of single- and triple-GEM multipliers operated in similar conditions. Potential applications are in hard X-ray imaging and in cryogenic radiation detectors.

KEYWORDS: Charge transport and multiplication in gas; Gaseous detectors; Electron multipliers (gas)

Contents

1. Introduction	1
2. Detector description	2
3. Experimental results and discussion	3
4. Conclusions	6

1. Introduction

Particular interest has been given lately to gas avalanche electron multipliers operating in noble gases and noble-gas mixtures. Relevant applications of such devices are in the fields of cryogenic detectors for neutrino physics, dark matter search and PET [1]-[4], gas photomultipliers [5], X-ray and neutron imaging [7],[8] etc. The very simple high-purity noble-gas handling and their low aging under gas avalanche permit the design of sealed detectors with stable, long-term operation. However, charge multiplication in these media has been usually strongly limited by photon- and ion-mediated secondary processes, which motivated recent studies to overcome this drawback.

Recently, progress has been made in high-gain operation of multi-GEMs (Gas Electron Multipliers) in noble gases and their mixtures, over a broad pressure range [8]-[11]. The avalanche confinement within the GEM holes effectively hinders photon-mediated secondary processes, allowing for reaching high gains even in highly UV-emissive gases [12],[13]. In particular, detailed studies have been carried out to investigate the performance of single- and triple-GEM multipliers operated in high-pressure noble gases [9],[14].

A noticeable drawback of micropattern detectors such as Micro Strip Gas Chambers (MSGCs) and GEMs is the gain drop at elevated gas pressure, which is mainly due to the limited voltage that can be applied to the microstructure device before the discharge limit, and partly due to secondary photon- and ion-feedback effects. The only exception occurs with the light noble gases, helium and neon, where high gains were achieved at high pressures [9]. With a triple-GEM detector operating in heavy noble gases, Kr and Xe, a gain drop of four orders of magnitude was observed when increasing the pressure from 1 to 5 bar [14], and gains below 10 were recorded at 5 bar. Gains of 500 to 80 were measured in pure Kr, using a single-GEM multiplier, for respective pressures of 1 to 10 bar [9].

The recently proposed Micro-Hole & Strip Plate electron multiplier (MHSP) [15]-[17] seems to be very adequate for the operation in high-pressure noble gases. It combines GEM-like and MSGC-like multiplying elements in a single structure, resulting in two successive multiplication stages: hole multiplication followed by anode-strip multiplication. The MHSP has good optical screening of avalanche photons and improved ion-blocking capability as compared to GEM [17]. It has fast signals [18] and good localization properties [16]; it can operate as a single-element detector or as a final amplifying element in a cascaded multiplier [16],[17].

2006 JINST 1 P04003

The first attempts to operate a MHSP in Ar/50 mbar Xe mixtures at pressures between 1 to 7 bar, yielded maximal gains of about 10^3 at 7 bar [19]. The maximum achievable gain did not show significant pressure dependence up to 6 bar, above which there was a sharp drop, probably due to some discharge limits. Energy resolutions between 14% and 16% FWHM were recorded with 6 keV X-rays, up to 6 bar.

In this work we report on the performance of a single-MHSP multiplier, operating in pure noble gases, Ne, Ar, Kr and Xe, in a pressure range of 1-6 bar. The results are compared with those obtained with single- and triple-GEM multipliers. Similarly to the results reported with triple-GEMs, the gain dependence on pressure is affected by the gas composition; higher gains were attained at high pressures in the lighter noble gases [14].

2. Detector description

The detector is located within a stainless steel vessel, 10 cm in diameter, having a 25- μm thick aluminized Mylar window, 2-mm in diameter, glued to the stainless steel with a low vapour-pressure epoxy (Trac-Con 2116). A Macor structure supports the MHSP foil and carries the electrical contacts to the MHSP electrodes. The various voltages were supplied through feedthroughs, glued to the stainless steel vessel with the same epoxy resin. The absorption/drift region and the induction region gaps, above and below the MHSP multiplier, respectively, are 5 and 3 mm wide. The detector was vacuum pumped (10^{-5} mbar) and, then, filled with noble gases at different pressures without baking; it was sealed off from the vacuum/gas-filling system during the measurements. The gas purity was maintained using non-evaporable getters (SAES St707), heated at about 150°C and placed in a small annex volume connected to the main detector volume. No gas aging was noticed trough all the experiments.

The MHSP electrode, with an active area of $28 \times 28 \text{ mm}^2$, is made of a 50 μm thick Kapton with a 5 μm copper clad coating on both sides. The top surface has a GEM like pattern with bi-conical holes of about 40/70 μm in diameter, arranged in an asymmetric hexagonal lattice of 140- and 200- μm pitch in the direction parallel and perpendicular to the strips pattern in the bottom side, with the holes centred within the cathode strips, $\sim 100 \mu\text{m}$ wide, while the anodes, $\sim 35 \mu\text{m}$ wide, run between them, in a 200 μm pitch (see photograph in ref [18]).

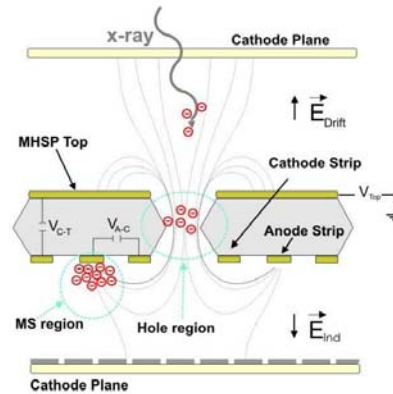


Figure 1. Schematic diagram of the MHSP detector and its operating principle.

Within the present studies, the detector was irradiated with 5.9 keV X-rays from a ^{55}Fe X-ray source with the 6.4 keV X-rays filtered by a chromium film. The primary electron cloud resulting from the 5.9 keV X-ray interactions in the drift region are focused into the holes where they undergo avalanche multiplication (Figure 1). The avalanche electrons are extracted out of the holes towards the anode strips where they are further multiplied and collected. The signals from the MHSP anode strips were fed through a Canberra 2006 preamplifier of 1.5 V/pC; for the Ne measurements the sensitivity was reduced to 0.3 V/pC. The signals were further processed by a Tennelec TC243 amplifier (4 μs shaping time) and a Nucleus PCA2 1024 multichannel analyser. The electronic chain sensitivity was calibrated, for absolute gain determination, using a calibrated capacitor directly connected to the preamplifier input and to a precision pulse generator.

All the electrodes were independently polarized. The detector vessel, the radiation window and the induction backplane were grounded. The voltage of the MHSP top electrode, V_{TOP} , determines the drift field; the voltage difference between this top electrode and the cathode strips, $V_{\text{C-T}}$, determines the avalanche gain in the holes; the voltage difference between the anode and cathode strips, $V_{\text{A-C}}$, determines the avalanche gain around the anode strips; and the voltages of the strips determine the induction field.

3. Experimental results and discussion

In each set of measurements at a given pressure, a maximum voltage across the holes, $V_{\text{C-T}}$, and across the strips, $V_{\text{A-C}}$, was established. Different combinations of these two values were experimented in order to maximize the gain, without reaching the onset of discharge. $V_{\text{A-C}}$ was, then, gradually decreased, while keeping $V_{\text{C-T}}$ constant. The 5.9 keV X-rays pulse-height distributions were fitted to a Gaussian superimposed on a linear background and the peak centroid was monitored as function of $V_{\text{A-C}}$. For each gas, V_{TOP} was increased with pressure so that the reduced electric field in the drift region was only mildly decreased. Values in the range of 100-75 $\text{Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$ were used for Xe, Kr and Ar fillings, and of 60-50 $\text{Vcm}^{-1}\text{bar}^{-1}$ for Ne fillings, respectively.

In Figure 2 *a-d*, we present the detector's total gain as function of the total voltage difference applied to the MHSP, $V_{\text{Total}} = V_{\text{C-T}} + V_{\text{A-C}}$, for pure Xe, Kr, Ar and Ne, respectively, and for the different gas pressures. The gain-curves exhibit the characteristic exponential avalanche growth, but at low V_{Total} values the pulse amplitudes drop faster than exponential, due to inefficient electron transport to the anode strips. Fixing $V_{\text{A-C}}$ and varying $V_{\text{C-T}}$, instead, the slope of the exponential variation of the gain is different but the maximal total gain achieved is the same. The $V_{\text{C-T}}$ values used for each pressure, were increased with increasing pressure from 460 to 820V for Xe, from 430 to 740V for Kr and from 320 to 660V for Ar; for Ne we set values around 320V for all the pressures, except 260V set at 1 bar.

Fig. 2*a,b*, show an identical trend of the maximum gain dependence on pressure for pure Xe and Kr: a fast decrease of the maximum achievable gain from 1 to 2 bar and a slower decrease of this maximum for pressures above 2 bar. Nevertheless, the amplitude reduction with increasing pressure is much slower for Kr than for Xe. Gains about 5×10^4 and 10^5 were obtained at 1 bar for Xe and Kr, respectively, being reduced to 5×10^3 and 2×10^4 at 2 bar,

and to 500 and 4×10^3 at 5 bar. On the other hand, the maximum gain obtained for Ar (Fig.2c) presents only a small dependence on the pressure, increasing from $\sim 5 \times 10^3$ at 1 bar to a maximum of 10^4 at 4 bar and decreasing by a factor 3 at 6 bar. The maximum gain achieved in Ne is fairly constant for pressures above 1 bar, being $\sim 2 \times 10^4$ at 1 bar and $\sim 10^5$ for all the other gas pressures.

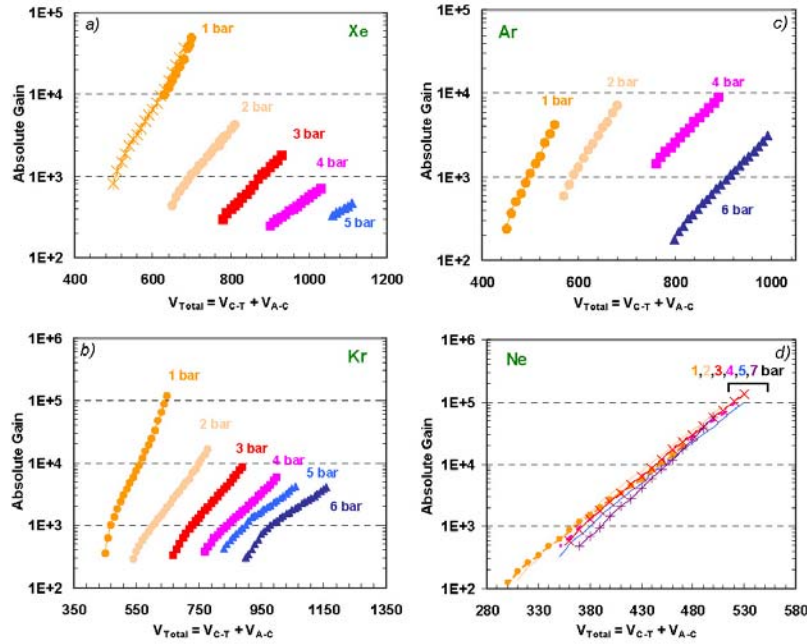


Figure 2. MHSP gain as a function of the total voltage difference applied to the MHSP, $V_{Total} = V_{C-T} + V_{A-C}$, for xenon (a), krypton (b), argon (c) and neon (d) and for different filling pressures.

Figure 3 summarizes the maximum gain achieved in the MHSP detector as a function of gas pressure for the different noble gases. For comparison, we include the maximum gains achieved with a triple-GEM [14] and a single-GEM in Kr [9]. Compared to the triple-GEM multiplier, the MHSP presents a much slower decrease of the maximum gain with increasing pressure, in Xe, Kr and Ar. The main reason for this difference is related to the total voltage that can be applied to the multipliers as the pressure increases.

The maximum operation voltage that can be applied to the MHSP is presented in Figure 4 as a function of the pressure for the different gas fillings, together with the maximum voltage that can be applied across each GEM, in a triple-GEM mode [14] and in a single GEM, in Kr [9]. While in the MHSP the maximum applicable total voltage steadily increases with pressure, from values around 600 to around 1100V for Xe, Kr and Ar, the maximum voltage difference applicable across each GEM, in a triple-GEM cascade, saturates when the pressure increases above 2, 3 and 4 bar for Xe, Kr and Ar, respectively [14]. This last effect is attributed to ion-

induced electron emission, occurring in noble gases, due to ion feedback from the last to the preceding GEMs [8], which limits the maximum applicable voltage [14]. This effect is considerably reduced in single-element multipliers such as single-GEM [9] and MHSP. On the other hand, for high pressure Ne, the maximum applicable voltage is fairly pressure-independent, as in triple-GEM operating in Ne and He [14].

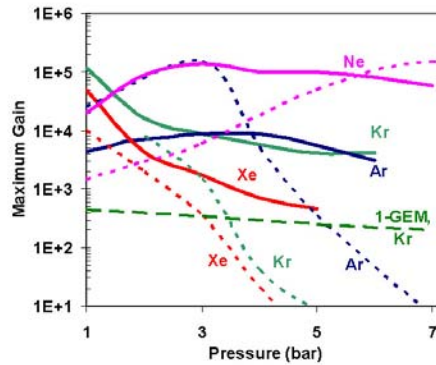


Figure 3. Maximum gain of different detectors as a function of gas pressure for the different noble gases: solid lines - MHSP detector [this work]; broken lines - triple-GEM detector [14] and single-GEM detector in Kr [9].

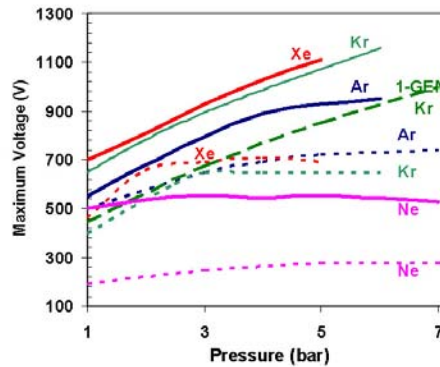


Figure 4. Maximum operation voltage as a function of the pressure for the different gas fillings: solid lines - total voltage, V_{Total} applied across the MHSP multiplier [this work]; broken lines - total voltage applied across each GEM, in a triple-GEM [14] and in a single-GEM in Kr [9].

Studies on the electron avalanche mechanisms have been recently performed [14],[20],[21]. For Xe, Kr and Ar the electron avalanche ionisation is determined by the electron-impact mechanism, which explains the maximum gain drop for high pressures as the maximum applied voltage does not increase as fast as pressure [14]. For dense light noble gases

2006 JINST 1 P04003

other mechanisms, such as associative ionisation and/or penning ionisation with impurities, predominate over electron-impact ionisation [14],[20],[21].

4. Conclusions

In this work we presented the characteristics of a MHSP electron multiplier operated in Xe, Kr, Ar and Ne at pressures ranging from 1 to 6 bar. It was shown that in most cases, this single-element multiplier yielded higher gains than those reached with single- and triple-GEM elements. This could originate from the particular MHSP's geometry; the two amplification stages separated by only a few tens of microns, resulting in a more efficient electron transfer from stage to stage compared to that occurring in multi-GEM cascades [22].

The gas gain at 1 bar is about 5×10^4 for Xe, and higher than 10^5 for Kr. Xe and Kr show fast gain decay with pressure and the gains are reduced to about 500 and 4000, respectively, at 5 bar. For Ar, the gain variation with pressure is less marked; it varies between 3 and 9×10^3 , with a maximum at 4 bar. In Ne, the maximum achievable gain increases from 2×10^4 at 1 bar to around 10^5 for pressures above 2 bar.

At atmospheric pressure, the values reached with a MHSP are somewhat higher compared to a triple-GEM, except for Ar where the gains are lower by almost one order of magnitude. For pressures above 4 bar the MHSP reaches about two orders of magnitude higher gains than the triple-GEM. In Ne, however, the gain difference between the two multipliers is reduced with increasing pressure; it becomes similar above 5 bar.

Compared to a single-GEM operated in pure Kr, the MHSP yields gains that are more than two orders of magnitude higher, at 1 bar; the MHSP's maximum gain decreases faster with increasing pressure, resulting in only one order of magnitude gain difference between the two at 6 bar.

Acknowledgments

This work was supported in part by Project POCTI/FNU/50360/02 through FEDER and FCT (Lisbon) programs and by the Israel Science Foundation project 151/01. A. Breskin is the W.P. Reuther Professor of Research in peaceful use of atomic energy. We acknowledge the efforts of Rui de Oliveira, EST/DEM/PMT-CERN in improving the MHSP quality.

References

- [1] C. Hagmann and A. Bernstein, *Two-phase emission detector for measuring coherent neutrino-nucleus scattering*, *IEEE Trans Nucl. Sci.* **51** (2004) 2151.
- [2] E. Aprile K.L. Giboni, P. Majewski et al., *The XENON dark matter search experiment*, *New Astronomy Reviews* **49** (2005) 289.
- [3] A. Bondar, A. Buzulutskov, D. Pavlyuchenko, R. Snopkov and Y. Tikhonov, *GEM operation in helium and neon at low temperatures*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **548** (2005) 439.
- [4] A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Grebenuk, D. Pavlyuchenko, R. Snopkov and Y. Tikhonov, *Two-Phase argon and xenon avalanche detectors based on gas electron multrtipliers*, *Nucl. Instr Meth. A* **556** (2006) 273. [physics/0510266].
- [5] D. Mormann, M. Balcerzyk, A. Breskin, R. Chechik, B.K. Singh and A. Buzulutskov, *GEM-based gaseous photomultipliers for UV and visible photon imaging*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **504** (2003) 93.

- [6] H. Natal da Luz, J.F.C.A. Veloso, F.D. Amaro, L.F. Requicha Ferreira, J.M.F. dos Santos, A. Breskin and R. Chechik, *MHSP operation in pure xénon*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **552** (2005) 259.
- [7] J.F.C.A. Veloso, F.D. Amaro, J.M.F. dos Santos, J.A. Mir, G.E. Derbyshire, R. Stephenson, N.J. Rhodes and E.M. Schooneveld, *Application of the microhole and strip plate detector for neutron detection*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **51** (2004) 2104.
- [8] A. Buzulutskov, A. Breskin, R. Chechik, G. Garty, F. Sauli and L. Shekhtman, *The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **443** (2000) 164 and references therein.
- [9] V. Aulchenko, A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman, R. Snopkov and Yu. Tikhonov, *Further studies of GEM performance in dense noble gases*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **513** (2003) 256 and references therein.
- [10] L. Periale, V. Peskov, C. Iacobaeus, T. Francke, B. Lund-Jensen, N. Pavopoulos, P. Picchi and F. Pietropaolo, *The development of gaseous detectors with solid photocathodes for low-temperature applications*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **535** (2004) 517, and references therein.
- [11] A. Orthen, H. Wagner, H.J. Besch, S. Martoiu, R.H. Menk, A.H. Walenta and U. Werthenbach, *Gas gain and signal length measurements with a triple-GEM at different pressures of Ar-, Kr- and Xe-based gas mixtures*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **512** (2003) 476.
- [12] A. Buzulutskov, L. Shekhtmann, A. Bressan, A. Di Mauro, L. Ropelewski, F. Sauli and S. Biaggi, *GEM operation in pure noble gases and the avalanche confinement*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **433** (1999) 471.
- [13] A. Breskin, A. Buzulutskov and R. Chechik, *GEM photomultiplier operation in CF₄*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **483** (2002) 670.
- [14] A. Buzulutskov, *Physics of multi-GEM structures*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **494** (2002) 148, and references therein.
- [15] J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos and C.A.N. Conde, *A proposed new microstructure for gas radiation detectors: The microhole and strip plate*, *Rev. Sci. Instrum.* **71** (2000) 2371.
- [16] J.M. Maia, D. Mörmann, A. Breskin, R. Chechik, J.F.C.A. Veloso and J.M.F. dos Santos, *Progress in MHSP electron multiplier operation*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **50** (2004) 1503 and references therein.
- [17] A. Breskin, D. Mörmann, A. Lyashenko, R. Chechik, F.D. Amaro, J.M. Maia, J.F.C.A. Veloso and J.M.F. dos Santos, *Ion-induced effects in GEM and GEM/MHSP gaseous photomultipliers for the UV and the visible spectral range*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **553** (2005) 46.
- [18] J.M. Maia, J.F.C.A. Veloso, J.M.F. dos Santos, A. Breskin, R. Chechik and D. Mörmann, *Advances in the Micro-Hole & Strip Plate gaseous detector*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **504** (2003) 364.
- [19] F. Amaro, J.F.C.A. Veloso, J.M. Maia, A. Breskin, R. Chechik and J.M.F. dos Santos, *Noble-gas operation of Micro-Hole and Strip Plate electron multipliers at atmospheric-to-high pressures*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **535** (2004) 341.
- [20] A. Bondar, A. Buzulutskov, L. Shekhtman, R. Snopkov and Y. Tikhonov, *Cryogenic avalanche detectors based on gas electron multipliers*, *Nucl. Instrum. A* **524** (2004) 130.
- [21] A. Buzulutskov, J. Dodd, R. Galea et al., *GEM operation in helium and neon at low temperatures*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **548** (2005) 487.
- [22] S. Bachmann, A. Bressan, L. Ropelewski, F. Sauli, A. Sharma and D. Mörmann, *Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **438** (1999) 376 and references therein.

2006 JINST 1 P04003