

Cristina Maria Bernardes Monteiro

**Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional  
com enchimento a Árgon  
para Espectrometria de Raios X**

Dissertação de Mestrado em Instrumentação e Microelectrónica,  
apresentada à Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra



**Universidade de Coimbra**

**2006**

## *Agradecimentos*

*Aos Professores Doutores José António Matias Lopes e Carlos Manuel Bolota Alexandre Correia por terem aceite a supervisão deste trabalho.*

*Aos Professores Doutores José António Matias Lopes e João Filipe Calapez de Albuquerque Veloso todo o apoio e orientação na realização deste trabalho.*

*Ao Professor Doutor Joaquim Marques Ferreira dos Santos por ter proposto a realização deste trabalho.*

*Ao Paulo Gomes por todo o apoio prestado ao longo dos anos.*

*A todos os colegas do Laboratório pelo clima de boa disposição e amizade e pelo apoio demonstrado.*

*Gostaria de agradecer ainda a todos aqueles que, de algum modo, contribuíram para a conclusão deste trabalho.*

*Este trabalho foi realizado com o apoio da FCT através de Bolsa de Investigação Científica no âmbito dos projectos POCTI/FNU/41720/2001, CERN/P/FIS/40112/2000 e CERN/P/FIS/15200/00.*

*À Minha Filha*

## Índice

Sumário .....	1
---------------	---

### CAPÍTULO 1

Introdução .....	5
------------------	---

### CAPÍTULO 2

Contador Gasoso de Cintilação Proporcional .....	9
2.1 – Descrição.....	9
2.2 – Região de deriva .....	12
2.3 – Região de cintilação.....	15
2.4 – Fotossensor .....	20
2.5 – A exigência de elevada pureza do gás .....	22
2.6 - Desempenho do detector .....	25
2.6.1 – Linearidade .....	28
2.6.2 – Resolução.....	32
2.6.3 – O efeito da variação do ângulo sólido subtendido pelo fotossensor.....	40

### CAPÍTULO 3

O árgon como gás de enchimento de Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional.....	46
3.1 – O árgon.....	46
3.2 – O fotossensor .....	48
3.2.1-O Fotodíodo de Avalanche de Grande Área ....	49
3.2.1.1 – Princípio de operação .....	51

3.2.2 – A Microfita com Iodeto de Césio .....	52
3.2.2.1 – Princípio de operação .....	53

## CAPÍTULO 4

Contador Gasoso de Cintilação Proporcional equipado com Fotodíodo de Avalanche de Grande Área e enchimento a argon .....	57
4.1 – Introdução .....	57
4.2 – Descrição do detector.....	58
4.3 – Resultados experimentais .....	61
4.3.1 – Tensões de polarização do CGCP .....	64
4.3.2 – Tensão de polarização do fotodíodo.....	66
4.3.3 – Resolução limite do CGCP.....	68
4.3.4 – Eficiência quântica do Fotodíodo de Avalanche .....	71
4.3.5 – Espectrometria de raios X.....	73
4.4 – Conclusões .....	75

## CAPÍTULO 5

Contador Gasoso de Cintilação Proporcional com Microfita revestida com um filme de Iodeto de Césio como fotossensor e enchimento a Argon .....	76
5.1 – Introdução .....	76
5.2 – Descrição do detector.....	78
5.3 – Resultados experimentais .....	81
5.3.1 – Características operacionais do detector.....	82
5.3.2 – Ganho de amplificação em luz e eficiência de recolha dos fotoelectrões.....	89

5.4 – Conclusões .....	94
------------------------	----

## CAPÍTULO 6

Contador Gasoso de Cintilação Proporcional equipado com  
Fotodíodo de Avalanche de Grande Área e enchimento a

árgon.....	96
------------	----

6.1 – Introdução .....	96
------------------------	----

6.2 – Resultados experimentais .....	97
--------------------------------------	----

6.3 – Conclusões .....	106
------------------------	-----

## CAPÍTULO 7

Conclusões e trabalho futuro.....	108
-----------------------------------	-----

Referências .....	113
-------------------	-----

# **CAPÍTULO 1**

## **Introdução**

---

O Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear tem várias décadas de experiência no estudo e desenvolvimento de Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional (CGCP), detectores baseados na produção de cintilação secundária em gases raros.

Os Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional com enchimento a xénon foram desenvolvidos no nosso grupo, tendo sido estudados em detalhe, quer por simulação de Monte Carlo, quer experimentalmente. No entanto, apenas num trabalho se investigou misturas de árgon-xénon, para a determinação da

energia média para a formação de um par ião-electrão,  $w$  [Vinagre e Conde 2000].

O árgon é um gás bastante mais barato e pode, por isso, revelar-se uma boa alternativa para utilizar como gás de enchimento em detectores de grandes volumes e/ou de alta pressão. Por outro lado, na espectrometria de raios X de baixa energia o enchimento a árgon pode minimizar os efeitos de distorção da resposta do detector, devida às interacções que ocorrem perto da janela de radiação [Dias et al. 1992].

Na última década foram desenvolvidos novos fotossensores, sensíveis não só à cintilação do xénon como também do árgon, para os Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional, nomeadamente os Fotodíodos de Avalanche de Grande Área e as Placas de Microfita revestidas com um filme de Iodeto de Césio [Lopes et al. 2001, Veloso et al. 2001].

Surgiu, assim, o interesse em investigar em detalhe o desempenho de Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional baseados em novos fotossensores e com enchimento a árgon.

Este projecto de investigação foi realizado no âmbito da presente Dissertação de Mestrado.

Assim, no **Capítulo 2** é feita uma síntese do estado-da-arte dos Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional. Faz-se uma descrição do seu princípio de funcionamento e dos principais processos físicos envolvidos.



No **Capítulo 3** discute-se a utilização do argon como gás de enchimento dos CGCP baseados nos novos fotossensores integrados, Fotodíodos de Avalanche de Grande Área e/ou Placa de Microfitas revestida com um filme de Iodeto de Césio.

No **Capítulo 4** descreve-se a investigação realizada com um Contador Gasoso de Cintilação Proporcional de enchimento a argon, em que o fotossensor integrado é um Fotodíodo de Avalanche de Grande Área. São determinados os limiares de cintilação e de ionização do argon, a resolução limite do detector, a eficiência quântica do fotodíodo de avalanche e são discutidas as melhores condições de operação do detector com enchimento a argon. Mostram-se, ainda, alguns resultados da sua aplicação à espectrometria de raios X.

O **Capítulo 5** descreve a investigação feita com um detector híbrido, constituído por um Contador Gasoso de Cintilação Proporcional e um fotossensor integrado, uma Placa de Microfitas revestida com um filme de Iodeto de Césio, utilizando-se igualmente o argon como gás de enchimento. Determina-se o ganho de amplificação em luz e a eficiência de recolha dos fotoelectrões e a resolução em energia do detector.

A investigação feita com o detector híbrido do capítulo anterior mas a operar com misturas de argon-xénon é descrita no **Capítulo 6**. São estudadas as melhores condições de operação, a

amplificação da cintilação e a resolução em energia. Os diversos parâmetros são estudados em função da concentração de xénon nas diferentes misturas. De notar que não foi estudado o CGCP com Fotodíodo de Avalanche a operar com misturas árgon-xénon por se ter decidido que esse estudo não seria interessante, pois terá um desempenho semelhante ao do CGCP com Fotomultiplicador.

Finalmente, o **Capítulo 7** resume as principais conclusões dos trabalhos tratados nos capítulos anteriores e perspectiva algum trabalho futuro.

Os trabalhos desta dissertação foram integralmente realizados nos laboratórios do Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear do Centro de Instrumentação do Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra. Este trabalho de investigação deu origem a três publicações em revistas internacionais com avaliação.

## **CAPÍTULO 2**

### **Contador Gasoso de Cintilação Proporcional**

---

#### **2.1 – Descrição**

Os Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional (CGCP) [Conde e Policarpo 1967, Policarpo e Conde 1967, dos Santos et al. 2001] são detectores de radiação que se baseiam na produção de fótons de cintilação secundária de um gás nobre (a pressões próximas ou superiores à atmosférica), cintilação essa originada por acção dos electrões primários resultantes da interacção da radiação nesse gás. Este processo distingue os CGCP, por um lado, da operação de um cintilador, a qual se baseia na recolha dos fótons da cintilação primária originada pela interacção da radiação no material (gasoso, líquido ou sólido) e, por outro lado, da operação de um contador proporcional (CP), em que os electrões

primários originam multiplicação de carga, i.e., ionização secundária.

Um CGCP é geralmente constituído por três partes distintas (Fig. 2.1), denominadas região de deriva, região de cintilação e fotossensor. Estes detectores são fundamentalmente desenvolvidos para a espectrometria de raios X, na região de 0,1 a 100 keV. A radiação incidente é preferencialmente absorvida na região de deriva dando origem, por um lado, a cintilação primária a qual, devido à sua fraca intensidade [Policarpo 1981] não é utilizada em processos de detecção e, por outro lado, a uma nuvem de electrões primários. Estes electrões derivam, seguidamente, em direcção à região de cintilação sob a acção de um campo eléctrico que tem uma intensidade inferior ao valor do limiar de excitação do gás nobre utilizado. Na região de cintilação o campo eléctrico tem uma intensidade superior ao valor do limiar de excitação mas inferior ao do limiar de ionização do gás. Nesta região os electrões primários adquirem energia cinética suficiente para, por meio de colisões, excitar os átomos do gás, os quais, no processo de desexcitação, produzem a cintilação secundária. Cada electrão primário gera um número elevado de fotões de cintilação secundária, sendo esta cintilação aproximadamente proporcional ao número de electrões primários produzidos na região de deriva e, assim, proporcional à energia da radiação X incidente. Os fotões de cintilação secundária são recolhidos por intermédio de um fotossensor adequado para detecção de radiação UV, sendo o

impulso gerado à saída proporcional à energia da radiação X incidente no detector.

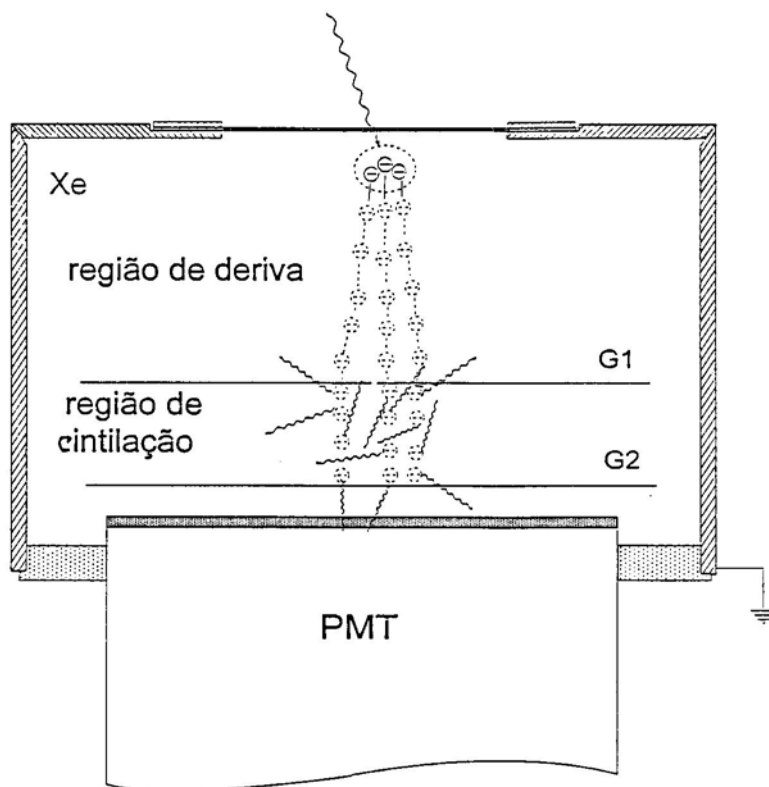


Figura 2.1 – Esquema de um CGCP de campo uniforme

O CGCP apresenta, assim, uma amplificação da energia absorvida no detector, através de um processo de cintilação, enquanto que os CPs apresentam uma amplificação em carga. Contrariamente ao processo de amplificação de carga, o processo de amplificação de cintilação é caracterizado por uma elevada eficiência de transformação da energia do campo eléctrico em cintilação [Dias 1986] e por flutuações estatísticas associadas desprezáveis relativamente às que ocorrem no processo de interacção da radiação [dos Santos et al. 2001]. Analogamente, as

flutuações estatísticas introduzidas pelo fotossensor são, em geral, menores do que as introduzidas pelos processos de multiplicação de carga. Destes factores resulta que o desempenho do CGCP seja bastante melhor do que o dos CPs.

Os princípios de operação e as aplicações dos CGCPs encontram-se descritos pormenorizadamente nas publicações Policarpo 1977, Varvaritsa et al. 1992 e dos Santos et al. 2001.

Por outro lado, para raios X de energia superior a 1 a 2 keV, o desempenho dos CGCPs em termos de eficiência, linearidade e resolução em energia, é inferior ao dos detectores de estado sólido criogénicos. Contudo, os CGCPs são detectores que operam à temperatura ambiente e que permitem grandes áreas de detecção, vantagens que podem ser importantes em diversas aplicações.

## **2.2 – Região de deriva**

A radiação X incidente é absorvida, preferencialmente, na região de deriva, excitando e ionizando o gás de enchimento do detector e originando, deste modo, a produção de electrões livres e de cintilação primária.

A absorção dos raios X no detector dá-se por efeito fotoeléctrico, promovendo a emissão de um electrão das camadas mais internas de um átomo do gás, o fotoelectrão. Na sequência do decaimento do ião resultante são também emitidos outros

electrões por processos *shake-off* e *Auger*. Todos estes electrões, se possuidores de energia superior aos valores dos limiares de excitação e ionização do gás podem, por sua vez, induzir novas excitações e ionizações através de colisões inelásticas com os átomos do mesmo (Fig. 2.2). Este processo continua até a energia dos electrões livres ter um valor inferior àqueles limiares, sendo então os referidos electrões termalizados após perdas de energia por colisões elásticas. O número de electrões primários produzidos pela radiação X é, com uma boa aproximação, proporcional à energia do fotão absorvido pelo gás.

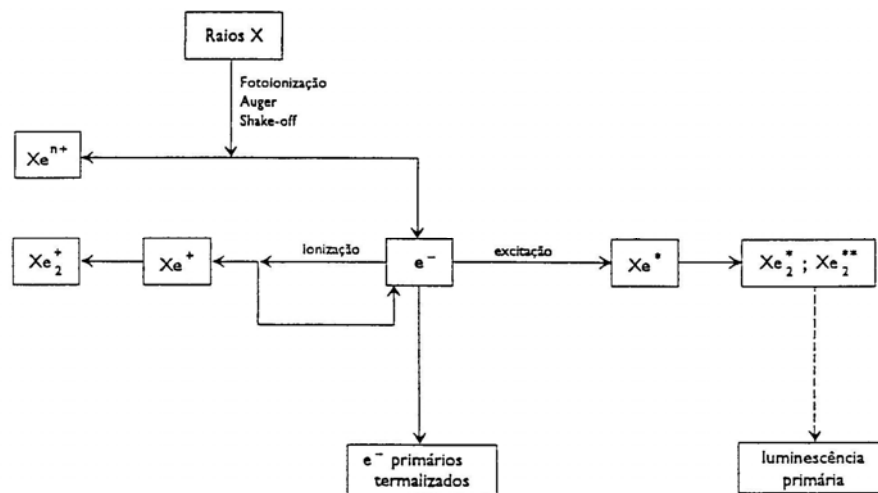


Figura 2.2 – Diagrama da interacção dos raios X na região de deriva de um CGCP (dos Santos, 1994).

A recombinação electrão-ião e a desexcitação radiativa do gás originam a cintilação primária, a qual tem comprimentos de onda na região do ultravioleta de vazio possuindo, no entanto, uma intensidade demasiado fraca (segundo Policarpo 1977 e

Policarpo 1981, para o caso da radiação X é cerca de 20% da energia de radiação) para poder ser utilizada em processos de detecção. Esta cintilação primária pode, no entanto, ser utilizada em sistemas de coincidências, devido ao facto de a emissão ocorrer durante um intervalo de tempo de algumas dezenas de nanossegundos após a interacção do raio X (Periali et al.2001).

A nuvem de electrões primários deriva em direcção à região de cintilação, sob a acção do campo eléctrico de deriva (o qual deverá, para esse propósito, ter uma intensidade inferior ao valor do limiar de excitação do gás de enchimento), sofrendo apenas colisões elásticas com o gás. Deste modo, o número de electrões primários que atinge a região de cintilação não depende da posição onde se formou a nuvem.

A energia que os electrões primários ganham do campo eléctrico, durante o seu percurso através da região de deriva, é despendida no número elevado de colisões elásticas que estes sofrem com os átomos do gás, de modo que a sua energia cinética média se mantém inferior à energia de excitação daqueles átomos.

Os processos de absorção dos raios X em xénon e de deriva dos electrões primários na região de deriva de um CGCP foram descritos em pormenor por Santos et al. 1994, Dias et al. 1993.

A espessura da região de deriva e a pressão do gás de enchimento determinam a eficiência de detecção do detector, dependendo esta eficiência igualmente da energia da radiação X, de acordo com a secção eficaz de absorção do gás de enchimento.



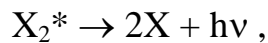
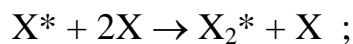
### 2.3 – Região de cintilação

Na região de cintilação os electrões primários ficam sujeitos a um campo eléctrico de intensidade superior ao limiar de excitação (i.e., de produção de cintilação por electroluminescência) do gás de enchimento, mas inferior ao seu limiar de ionização (i.e., de produção de electrões secundários e, portanto, multiplicação de carga). Sob a acção deste campo eléctrico os electrões primários adquirem, ao atravessar a região de cintilação, energia cinética suficiente para poderem excitar os átomos do gás, sendo produzida, no processo de desexcitação dos mesmos, a cintilação secundária. Cada electrão primário pode excitar várias centenas de átomos havendo, deste modo, uma amplificação da energia absorvida na formação dos electrões primários, através do processo de cintilação secundária. A quantidade de cintilação produzida é proporcional ao número de electrões primários que alcançam a região de cintilação e, assim, proporcional à energia da radiação ionizante que incidiu na região de deriva.

Dado que os gases raros são monoatômicos, a eficiência de excitação é bastante elevada, podendo atingir valores próximos dos 90% (Santos et al. 1994), pois não há perdas de energia para estados rotacionais e/ou vibracionais. Os electrões primários perdem, deste modo, energia unicamente em colisões elásticas com os átomos. Essas perdas são pequenas, pois o rácio de massas electrão/átomo é muito pequeno; contudo, não deixam de ser significativas devido ao número elevado de colisões elásticas

sofridas pelos electrões antes de adquirirem, do campo eléctrico, energia suficiente para excitarem os átomos do gás (Santos et al. 1994).

A desexcitação dos átomos dá-se por um processo de colisão a três corpos, formando-se um excímero que decai para o estado fundamental, repulsivo, por emissão de um fotão na região do ultravioleta do vazio (UUV)



com uma eficiência de cintilação igualmente elevada. As perdas de energia devem-se à formação de excímeros em estados vibracionais elevados e a sua subsequente relaxação para o nível vibracional de menor energia, por colisão com outros átomos, antes de ocorrer a sua desexcitação.

A electroluminescência dos gases raros, para pressões próximas ou superiores à atmosférica e para campos eléctricos próximos ou inferiores ao limiar de ionização do gás, corresponde a um estreito contínuo, atingindo um máximo aproximadamente em 173 nm (7,3 eV), 147 nm (8,3 eV) e 128 nm (9,8 eV), para o xénon, cripton e árgon, respectivamente, Fig. 2.3.

Os processos de cintilação nos gases raros encontram-se descritos detalhadamente em Leite 1980.

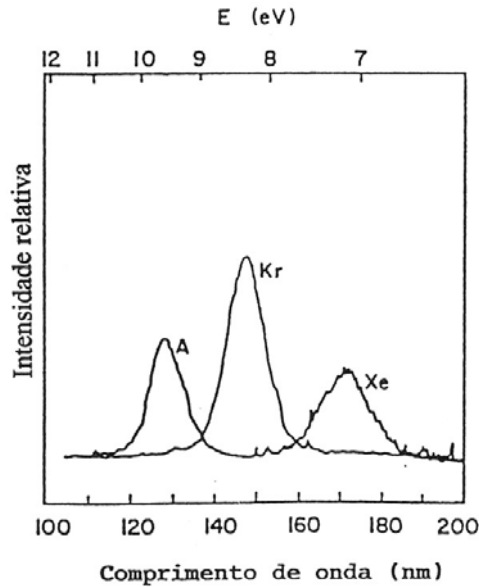


Figura 2.3 – Espectro da cintilação secundária dos gases raros: Ar – 760 Torr, Kr – 560 Torr, Xe – 300 Torr (Suzuki e Kubota, 1979).

O rendimento de fluorescência reduzido na região de cintilação, i.e., o número de fótons produzidos por electrão primário, por unidade de comprimento e por unidade de pressão, ao longo do seu percurso através do campo eléctrico, cresce de forma aproximadamente linear com o campo eléctrico reduzido,  $E/p$ , até o limiar de ionização do gás ser atingido (dos Santos et al. 2001), Fig. 2.4. A partir desse valor o comportamento do rendimento de fluorescência reduzido passa a ser exponencial, característico da existência de multiplicação de carga.

Os processos associados à deriva dos electrões em xénon, quando sujeitos a um campo eléctrico externo, bem como à electroluminescência por eles produzida, foram descritos em pormenor por Santos et al. 1994 e Dias et al. 1994 e 1999,

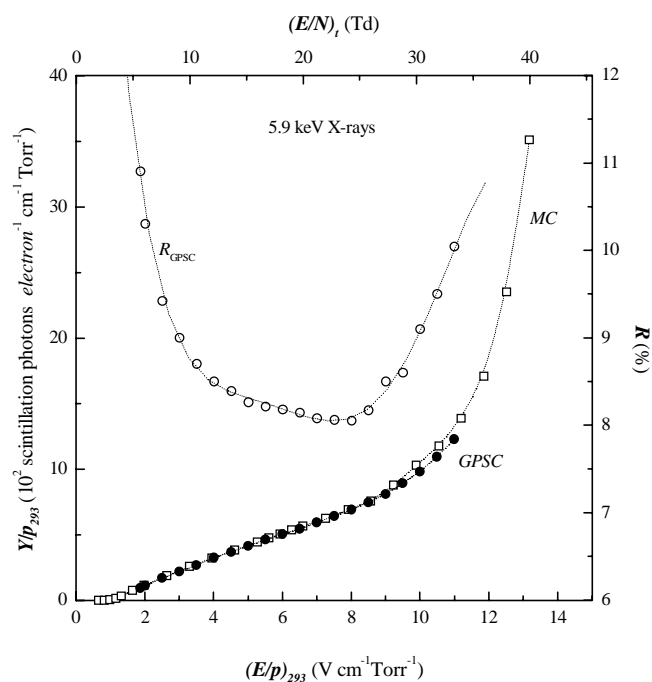


Figura 2.4 – Rendimento de fluorescência ( $Y/p$ ) e resolução ( $R$ ) de um CGCP em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação, para 5,9 KeV. Os valores relativos experimentais (CGCP) foram normalizados aos valores absolutos obtidos por simulação de Monte Carlo com  $E/p = 4,5 \text{ V cm}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$  (dos Santos et al., 2001).

O desempenho dos CGCP, em termos de resolução, é optimizado para valores de  $E/p$ , na região de cintilação, próximos ou algo superiores aos do limiar de ionização do gás de enchimento, Fig. 2.4 (dos Santos et al. 2001). Deste modo, a tensão máxima aplicada à região de cintilação depende unicamente da espessura dessa região e da pressão do gás de enchimento. Estes são os factores que determinam aquela tensão e, consequentemente, a amplificação em luz obtida no detector.

O xénon é o gás que apresenta maior rendimento de electroluminescência e limiar de ionização com valor mais

elevado, o que permite utilizar campos eléctricos reduzidos mais elevados e, assim, maximizar a quantidade de cintilação. Para além disso, o comprimento de onda da sua cintilação permite utilizar janelas de cintilação de quartzo puro, tanto para o detector como para o fotossensor, em vez de outras, necessárias à transmissão da cintilação do cripton e do árgon, que são mais dispendiosas e difíceis de manusear como, por exemplo, as de  $MgF_2$  (Fig. 2.5). Estas vantagens, a par da maior secção eficaz de absorção dos raios X do xénon relativamente aos outros gases, tornaram o xénon o gás utilizado, por excelência, nos CGCP.

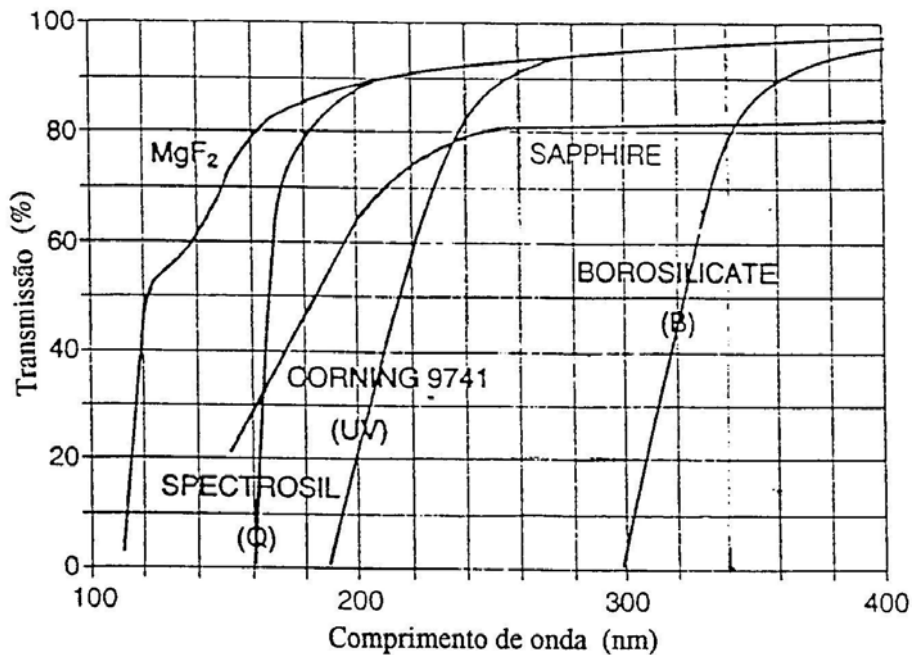


Figura 2.5 – Transmissão de luz (UV) para as janelas usadas nos fotomultiplicadores do fabricante THORN EMI (catálogo 1986-93),

## 2.4 – Fotossensor

O papel do fotossensor é o da recolha parcial da cintilação do gás com a subsequente produção de um impulso eléctrico num seu terminal de saída, impulso esse que se pretende proporcional à quantidade de cintilação recolhida. Deste modo, consideramos o fotossensor como parte integrante do CGCP, contrariamente, por exemplo, às fontes de tensão e à electrónica de formatação dos sinais eléctricos recolhidos à saída do fotossensor, quer este se encontre estruturalmente incorporado no CGCP, quer seja uma unidade independente.

O fotomultiplicador tem sido, de um modo geral, o fotossensor utilizado por excelência nos CGCP. Trata-se de um dispositivo tecnicamente fiável, com áreas activas e eficiência quântica adequadas a um número elevado de aplicações; possui, ainda, uma corrente de fundo desprezável e capacidades, da ordem dos pF, adequadas aos pré-amplificadores de carga de alta sensibilidade. O seu ganho, tipicamente da ordem de  $10^5$  a  $10^6$  é, muitas vezes, elevado para a quantidade de cintilação produzida nos CGCP, utilizando-se frequentemente fotomultiplicadores com menor número de dínodos (e.g. 8 em vez dos 10 a 12 típicos) ou pré-amplificadores de menor sensibilidade.

O fotomultiplicador apresenta diversas desvantagens, nomeadamente o facto de ser volumoso e consumir correntes da ordem dos mA, com polarizações próximas de 1 e 2 kV. Por outro

lado é frágil, sensível a campos magnéticos (e.g. da ordem dos  $10^{-4}$ T) e torna-se limitativo em aplicações com CGCP de grandes áreas.

Estas razões levaram a que, desde muito cedo, se estudassem detectores com fotossensores alternativos ao fotomultiplicador, tais como câmaras de multifios com gases fotoionizáveis (Policarpo 1978 e Anderson 1980), fotodíodos (Van Standen et al. 1978 e Campos 1984) e *microchannel plates* (Simons et al. 1985). Mais recentemente e em particular no nosso grupo, estudaram-se CGCP com fotossensores baseados em fotocátodos de CsI (Velooso et al. 1999 e 2001, Monteiro et al. 2002a e 2002b) e em fotodíodos sensíveis ao VUV (Lopes et al. 2000a, 2000b e 2001, Monteiro et al. 2001). Estas últimas alternativas, em particular, permitem a utilização de fotossensores integrados directamente na atmosfera de gás raro, eliminando a utilização da janela de cintilação e tornando os CGCP mais compactos e simples, com evidentes vantagens quando aplicados em detectores de pressão elevada ou detectores para operação em campos magnéticos.

A primeira solução, ou seja, a utilização de uma placa de microfita revestida com um filme de iodeto de cézio, pode ser utilizada em detectores de grande área e constitui uma solução pouco dispendiosa mas que tem a desvantagem de conduzir a detectores com resoluções um pouco mais elevadas do que utilizando o fotomultiplicador (e.g. cerca de 11% em vez de 8% para raios X de 5,9 keV; Monteiro et al. 2002b). A segunda solução, ou seja, a utilização de fotodíodos de avalanche de grande área, conduz a CGCP com resoluções similares ou

melhores do que as obtidas com a utilização de fotomultiplicadores (Lopes et al. 2001), mas está limitada pela área reduzida do fotodíodo (16 mm de área activa, contra os 51 mm nos fotomultiplicadores mais comuns).

## **2.5 – A exigência de elevada pureza do gás**

Um factor de grande importância nos CGCP é a pureza do gás. O facto de cada electrão primário sofrer um número de colisões elásticas muito elevado entre duas colisões inelásticas sucessivas (Santos et al. 1994) torna os CGCP extremamente sensíveis às impurezas, como exemplificam os trabalhos experimentais de Takahashi et al. 1983, e.g. Fig. 2.6.

Se a probabilidade de o electrão colidir com uma impureza antes de excitar um átomo do gás de enchimento for significativa, o electrão poderá perder uma grande parte da sua energia nesse processo (e.g. através da excitação, quer rotacional, quer vibracional de impurezas moleculares, conduzindo a desexcitação não-radiativa) sem que haja emissão radiativa reduzindo, deste modo, a quantidade de cintilação. Por outro lado, se essa impureza for electronegativa, o electrão poderá perder-se diminuindo, deste modo, a quantidade de cintilação produzida e deteriorando-se a resolução em energia, a qual depende directamente do número de electrões primários (secção 2.6.2).



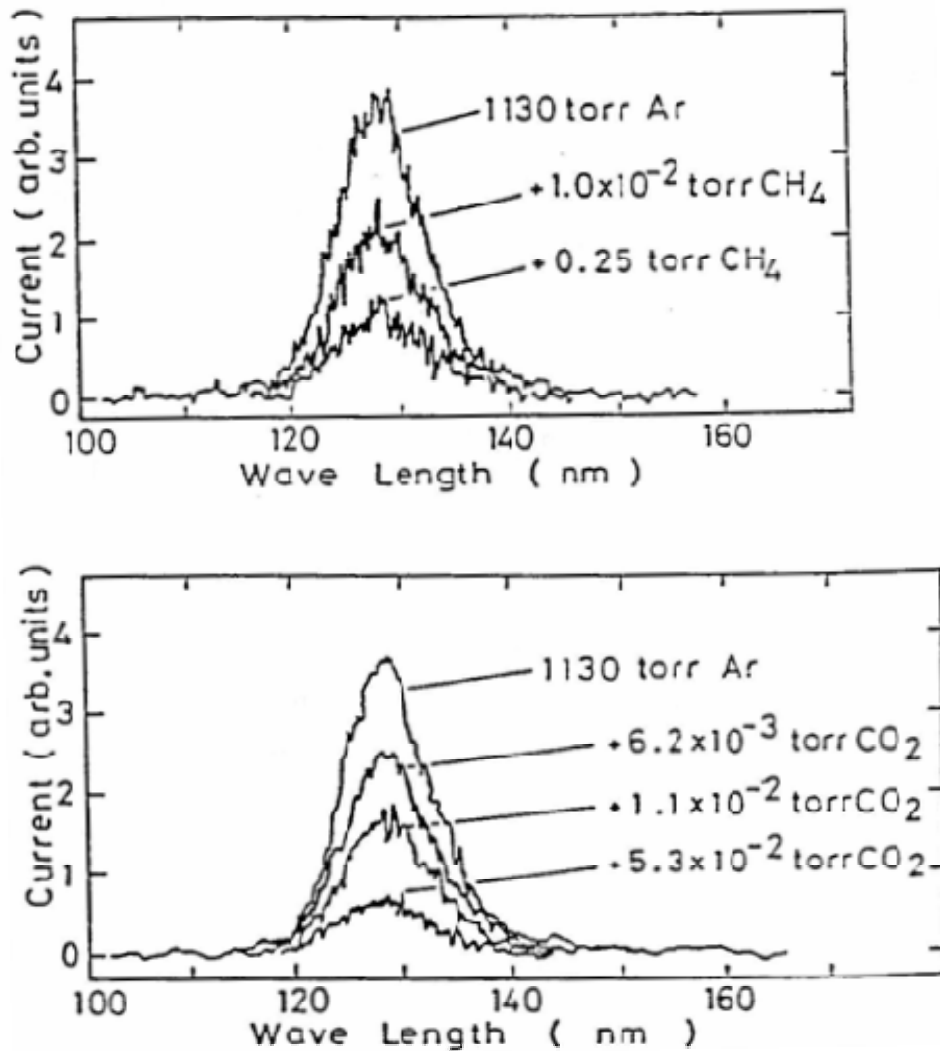


Figura 2.6 – Efeito da adição de pequenas quantidades de CH<sub>4</sub> e CO<sub>2</sub> electroluminiscência do árgon (Takahashi et al., 1983).

O facto acima referido conduziu à necessidade de desenvolver CGCPs recorrendo a técnicas de ultra-alto-vácuo, nomeadamente à utilização de materiais de baixa porosidade,

próprios para serem submetidos a desgasificação a alta temperatura em vácuo, bem como a soldaduras de cerâmica-metal e/ou de vidro-metal. Tais técnicas tornam os CGCP onerosos, tendo sido o seu custo uma das razões que levaram a que estes detectores tenham, até agora, sido apenas utilizados em projectos de custo elevado, nos quais o custo do detector não tem peso expressivo, ficando excluídos em aplicações laboratoriais e industriais, tais como a análise de materiais por fluorescência de raios X.

Para manter a pureza do gás surgiram sistemas de purificação à base de cálcio e bário (substâncias evaporáveis) que operavam a temperaturas elevadas (400 a 900 °C), tendo estas sido posteriormente substituídas por ligas metálicas de muito baixa pressão de vapor. Aos detectores selados era acoplado um purificador volumoso e dispendioso. Só na última década os materiais purificadores se foram tornando mais eficientes, de modo a poderem operar a temperaturas mais baixas e serem menos dispendiosos. Actualmente existem purificadores de tamanho bastante reduzido, (alguns mm<sup>3</sup>) com resistência de aquecimento integrada, que operam directamente dentro do detector, de modo muito eficiente e a temperaturas de 100 a 200 °C, e.g. ligas de Zr-V-Fe (SAES St 707), necessitando de uma potência inferior a 1 W.

Tornou-se, pois, possível utilizar técnicas de construção mais simples e menos onerosas sem recorrer à desgasificação do detector em vácuo, e.g. a utilização de colas de baixa temperatura para selar a cerâmica ao metal e/ou a janela de radiação ao metal.

Tornou-se, ainda, possível a integração, no interior do detector, quer do fotossensor (fotomultiplicador ou outro), quer de outras componentes que eventualmente não pudessem ficar sujeitas a temperaturas de desgasificação elevadas.

Por outro lado, a utilização destes purificadores contribuiu para o desenvolvimento e construção de detectores compactos, selados e portáteis.

## **2.6 - Desempenho do detector**

A absorção de raios X com uma energia bem definida por um detector não resulta numa resposta única por parte deste, isto é, num sinal com uma dada amplitude. Pelo contrário, a amplitude dos impulsos varia de acordo com uma distribuição que, geralmente, se pode aproximar a uma gaussiana a que passamos a chamar pico e cuja amplitude média é, em primeira aproximação, proporcional à energia dos raios X incidentes, Fig. 2.7. O desvio padrão correspondente resulta das flutuações estatísticas inerentes aos seguintes processos envolvidos na absorção dos raios X, na produção de cintilação, na detecção da cintilação e amplificação electrónica no fotossensor e na formatação e amplificação eléctrica do sinal do fotossensor.

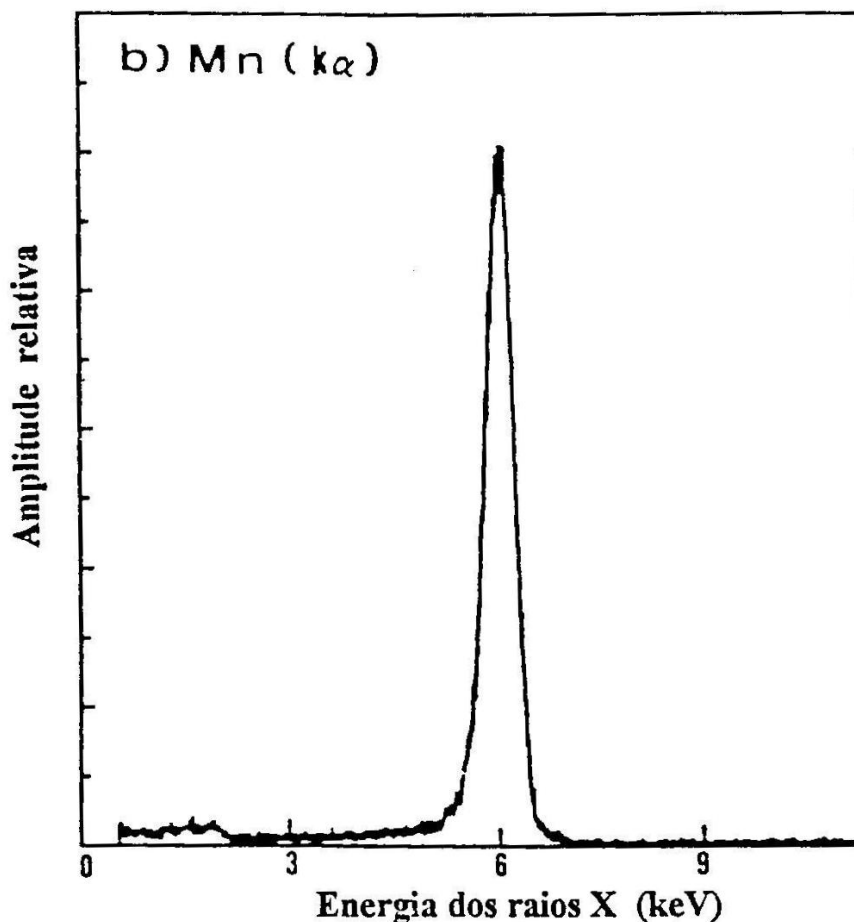


Figura 2.7 – Curva de resposta para raios-X de 5,9 keV de um CGCP (dos Santos et al., 1983).

Por outro lado, parte da energia do raio X incidente no detector pode escapar, através dos raios X de fluorescência secundária que podem ser emitidos no decurso da desexcitação do ião fotoionizado. Assim, a interacção de raios X de energia bem definida pode dar origem, não só ao pico correspondente à absorção total da energia do raio X no detector, como também a outros picos, os picos de escape, Fig. 2.8. Estes últimos correspondem à absorção parcial daquela energia, em virtude da

ocorrência do escape de raios X de fluorescência secundária do ião fotoionizado, Fig. 2.8.

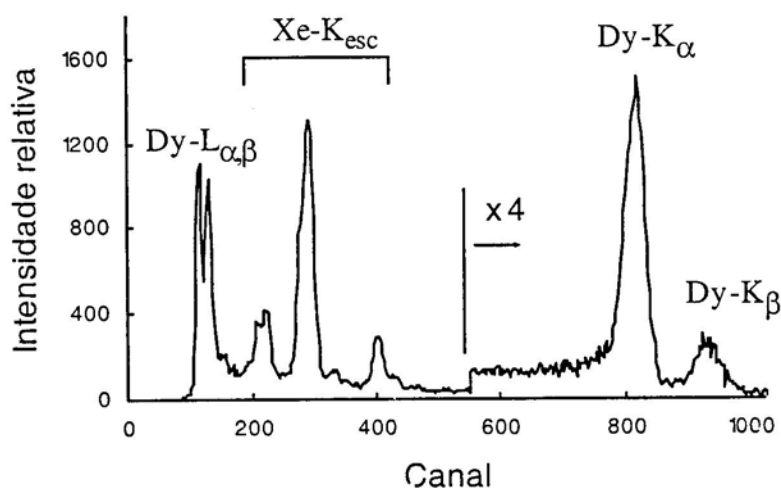


Figura 2.8 – Curva de resposta para os raios X característicos do disprósio, obtidos com um CGCP (Simões et al., 2001).

Os principais parâmetros de avaliação do desempenho de um detector referem-se, por isso, à sua capacidade de manter uma boa proporcionalidade entre a amplitude média dos seus sinais eléctricos e a energia dos raios X que lhe dão origem, a linearidade em energia do detector, bem como uma boa capacidade de distinguir raios X de energias próximas, i.e., um reduzido valor relativo do desvio padrão das flutuações da amplitude no detector, associado à resolução em energia do detector.

### 2.6.1 – Linearidade

O número médio de electrões primários,  $N_0$ , resultantes da interacção, no detector, de raios X com uma dada energia  $E_x$  é, numa boa aproximação, proporcional à sua energia,

$$N_0 = \frac{E_x}{w} \quad ( 2.1 )$$

em que  $w$  é a energia média necessária para produzir um par electrão primário/ião.

No processo de cintilação secundária cada electrão primário produz em média um número de fotões,  $N_{UV}$ , que é proporcional à energia adquirida pelo electrão ao campo eléctrico,

$$N_{UV} = \eta_c \frac{\Delta E_V}{\varepsilon} \quad ( 2.2 )$$

em que  $\eta_c$  é a eficiência de cintilação, parâmetro dependente do  $E/p$  na região de cintilação,  $\Delta E_V$  é a variação da energia potencial do electrão ao atravessar aquela região, e  $\varepsilon$  é a energia média de excitação do gás. Santos et al. 1994 apresenta valores para  $E_x$ , em função de  $E/p$ , obtidos por simulação de Monte Carlo.

O impulso eléctrico à saída do detector, i.e., do fotossensor, será proporcional ao número médio de fotoelectrões produzidos na área activa do fotocátodo e que sofrem amplificação no fotossensor,  $N_e$ . Sendo a emissão de cintilação um processo isotrópico, aquele número de fotoelectrões será proporcional ao ângulo sólido subtendido pela área activa do fotocátodo em relação à cintilação,  $\Omega$ , e à eficiência quântica efectiva do

fotossensor, i.e., ao número de fotoelectrões sujeitos a amplificação, por fóton incidente,  $QE_f$ ,

$$N_e = N_0 N_{UV} QE_f \frac{\Omega}{4\pi} = E_x \frac{\eta_c \Delta E_V QE_f \Omega}{w \varepsilon 4\pi} \quad (2.3)$$

demonstrando-se, assim, a proporcionalidade entre o impulso à saída do fotossensor e a energia do raio X que lhe deu origem.

A linearidade em energia dos detectores gasosos de xénon encontra-se bem estudada. Inicialmente, estudos experimentais realizados por vários autores (Policarpo et al. 1972 e 1974, Andresen et al. 1977, Ngoc 1978, Anderson et al. 1979, Peacock et al. 1980, Sims et al. 1985) evidenciaram um valor constante para  $w$ , independente da energia dos raios X.

Contudo, foram observadas posteriormente descontinuidades na resposta dos detectores gasosos aos raios X para energias em torno dos limiares de absorção do gás de enchimento (Inoue et al. 1978, Koyama et al. 1984, Peacock et al. 1985, Lamb et al. 1987, dos Santos et al. 1993 e 1994, Tsunemi et al. 1993, Budtz-Jorgensen et al. 1995, Zavattini et al. 1997), verificando-se uma diminuição brusca na amplitude média dos sinais do detector para raios X com energia acima do limiar de absorção do gás (e.g. aproximadamente 1,3% para L<sub>III</sub> e 0,6% para K), Fig. 2.9.

A interpretação dos processos físicos envolvidos nesta diminuição foi estudada em pormenor por Santos et al. 1991 e Dias et al. 1997 através de simulação de Monte Carlo detalhada. Verifica-se um aumento abrupto de  $w$  para as energias acima dos limiares de absorção, enquanto que entre os diferentes limiares o

valor de  $w$  diminui lentamente. A variação de  $w$  torna-se mais lenta à medida que a energia dos raios X se afasta do limiar, Fig. 2.10.

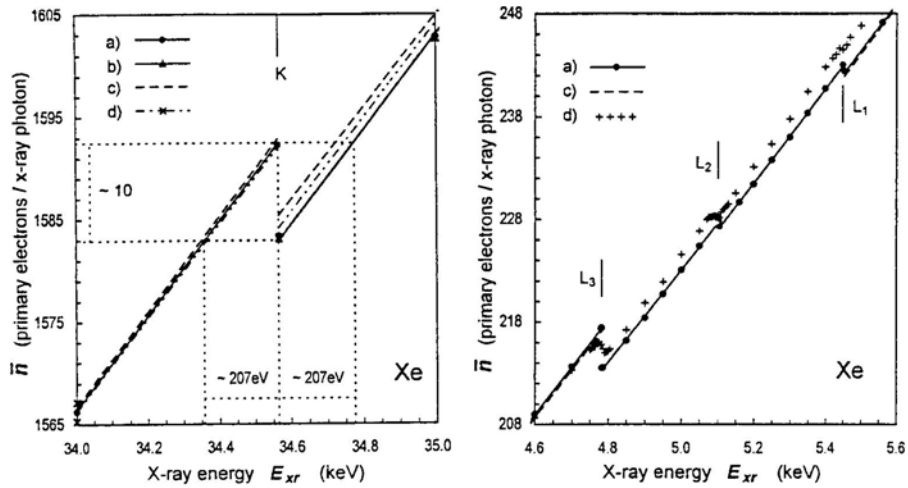


Figura 2.9 – Determinação experimental e por simulação de Monte Carlo da descontinuidade no número médio de electrões primários produzidos pela interacção da radiação, em função da energia dos raios-X (Dias et al., 1997).

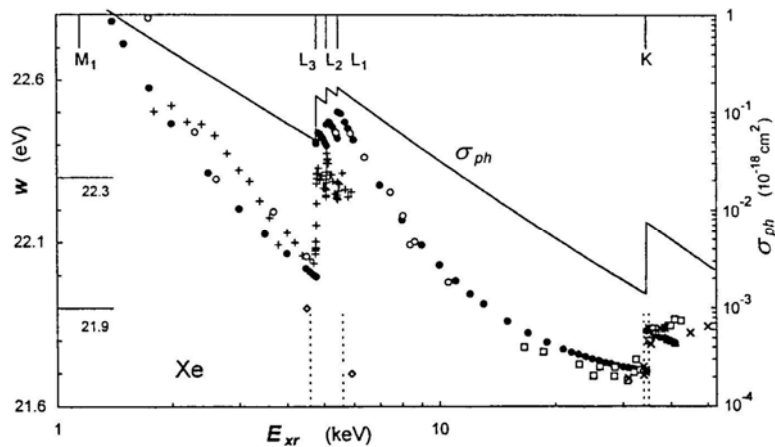


Figura 2.10 – Resultados experimentais, relativos, e de simulação de Monte Carlo, absolutos, para a energia média necessária à formação de um electrão primário (valor de  $w$ ) no xénon, em função da energia dos raios-X incidentes (Dias et al., 1997).



De um modo simplificado, pode-se descrever este comportamento do seguinte modo: a eficiência de conversão da energia dos raios X em electrões primários é menor quando a interacção do raio X resulta na fotoionização de uma camada atómica mais interior, com maior energia de ligação; sempre que uma camada mais interior fica energeticamente acessível, a sequente desexcitação do átomo fotoionizado resulta num ião com um maior número de lacunas nas camadas exteriores, ficando retida uma quantidade maior de energia, indisponível para promover a formação de electrões primários. Em simultâneo, o número de electrões emitidos durante o decaimento do ião residual aumenta mas a sua energia total, incluindo a do fotoelectrão, diminui em média, produzindo menos electrões nas ionizações seguintes, diminuindo, assim, o número médio final de electrões primários. À medida que a energia dos raios X se afasta do limiar de absorção, a fracção de energia dissipada nas lacunas é cada vez menor comparada com a energia transportada pelo fotoelectrão, pelo que a variação de  $w$  se torna cada vez menor.

Embora a variação de  $w$  entre os limiares não seja desprezável, o efeito desta variação na linearidade em energia do detector é desprezável (dos Santos et al. 1993), sendo a linearidade dos detectores gasosos bastante boa, excepto na região dos limiares de absorção, onde ocorre uma diminuição brusca na amplitude do detector.

Por outro lado, também se verifica que o detector apresenta respostas diferentes, dependendo do facto de o pico ser de absorção total ou de se tratar de um pico de escape. A

proporcionalidade entre a energia depositada no detector e a amplitude média do pico é, pois, diferente consoante a natureza do pico, se de absorção total ou de escape, e qual a fluorescência característica que escapou do detector (Dias et al. 1996, Zavatini et al. 1997), Fig. 2.11.

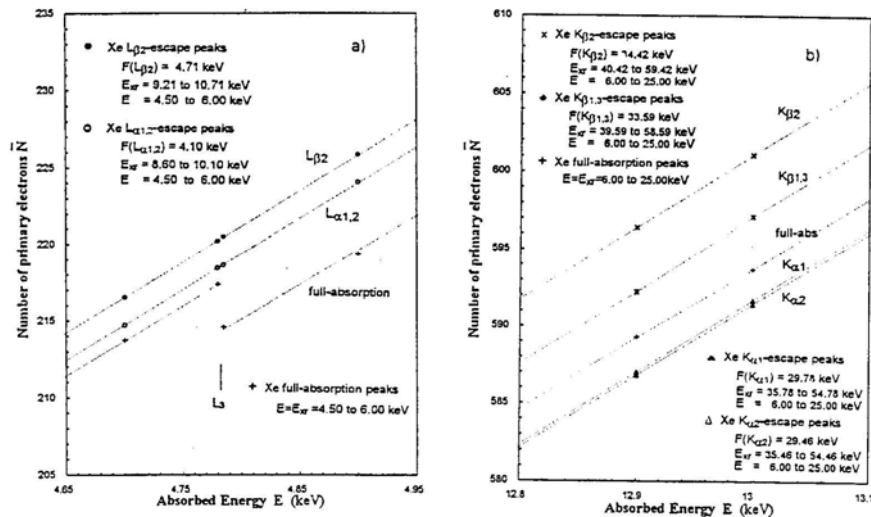


Figura 2.11 – Resultados de simulação de Monte Carlo para o número médio de electrões primários produzidos pela interacção de raios X em xénon, em função da energia absorvida no detector, quer para interacções em que existe absorção total da energia do raio X, quer para interacções em que escapa a fluorescência característica do xénon (Dias et al., 1996).

## 2.6.2 – Resolução

A resolução em energia de um detector é definida como a razão entre a largura a meia altura (*full width at half maximum*, FWHM) e o centróide,  $E_0$ , do pico da distribuição de amplitudes (fig 2.7)

$$R = \frac{\Delta E}{E_0} = 2,355 \frac{\sigma_E}{E_0} \quad ( 2.4 )$$

em que  $\sigma_E$  é o desvio padrão daquela distribuição.

As variações da amplitude que dão origem àquela distribuição resultam das flutuações estatísticas inerentes aos seguintes processos envolvidos na absorção dos raios X, na produção de cintilação, na detecção da cintilação e amplificação electrónica no fotossensor e na formatação e amplificação eléctrica do sinal do fotossensor. Como cada um destes processos é independente, a variância relativa da distribuição pode ser obtida através da soma das variâncias correspondentes a cada processo,

$$\left( \frac{\sigma_E}{E_x} \right)^2 = \left( \frac{\sigma_N}{N_0} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{UV}}{N_{UV}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 \quad ( 2.5 )$$

Consideramos que são desprezáveis as flutuações estatísticas associadas à formatação e amplificação eléctrica do sinal do fotossensor quando comparadas com a anterior.

Os picos nas distribuições de amplitude apresentam, em geral, uma forma aproximadamente gaussiana. Pode-se assumir que a produção dos electrões primários obedece a uma distribuição de Poisson, pelo que  $\sigma_N = \sqrt{N_0}$ . Neste modelo assume-se a independência na produção de cada electrão livre, o que não corresponde à realidade, pois a produção de um electrão primário faz parte de uma sequência de processos complexos e interdependentes, demonstrado pelos valores experimentais

obtidos para a resolução do CGCP. Para ter em conta e quantificar esta diferença foi introduzido o factor de Fano  $F$  (Fano 1947) que estabelece a razão entre a variância observada no número de electrões primários por fotão  $X$  absorvido e a variância duma distribuição de Poisson  $F = \sigma_N^2/N_0$ . Assim, temos

$$\left(\frac{\sigma_N}{N_0}\right)^2 = \frac{F}{N_0} \quad (2.6)$$

Analogamente, considera-se o processo de produção da cintilação secundária, onde o factor  $J$  representa a razão entre a variância no número de fotões UV produzidos por electrão e a variância de Poisson para este processo, i.e.,  $J = \sigma_{UV}^2/N_0$ , pelo que

$$\left(\frac{\sigma_{UV}}{N_{UV}}\right)^2 = \frac{1}{N_0} \frac{J}{N_{UV}} \quad (2.7)$$

Atendendo a que  $J \ll F$  (Dias 1986) e, em geral,  $N_{UV} > 100$ , este último termo é bastante menor do que o primeiro podendo ser desprezado, como havíamos referido na secção 2.1.

Por último, no fotossensor ocorrem dois processos: a produção de fotoelectrões e a sequente amplificação electrónica, pelo que as flutuações introduzida pelo fotossensor derivam da variância no número de fotoelectrões produzidos no fotocátodo e da variância no ganho por electrão no fotossensor. A formação de cada fotoelectrão é um processo que segue uma distribuição de Poisson (o processo de produção de cada fotoelectrão é, aqui, independente dos processos de produção dos restantes) e o ganho

por electrão obedece a uma distribuição exponencial. Assim, temos

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{1}{N_e}\right) + \frac{1}{N_e} \left(\frac{\sigma_g}{G}\right)^2 \quad (2.8)$$

enquanto que no fotomultiplicador

$$(\sigma_g/G)^2 \cong 1 \quad (2.9)$$

para valores médios de ganho G mais elevados que 50 a 100 (Simons e Korte 1989, Knoll 2000).

Em fotossensores com estágio de ganho por avalanche gasosa, para valores de G suficientemente elevados,

$$(\sigma_g/G)^2 \cong 1/G + f \sim f \quad (2.10)$$

sendo que  $f < 1$ , dependendo do tipo de gás (Alkhazov 1970, Knoll 2000) e do gradiente do campo eléctrico que origina a multiplicação de carga (Rachinhas et al. 1996, Myamoto e Knoll 1997).

Para os fotodíodos de avalanche foi introduzido o factor de excesso de ruído (*excess noise factor*)  $F_{ER}$  (McIntyre 1972), o qual depende do ganho, sendo que

$$(\sigma_g/G)^2 = F_{ER} - 1 \quad (2.11)$$

Em particular, a expressão para a resolução de um CGCP que opera com um fotomultiplicador será (dos Santos et al. 2001)

$$R = 2,355 \sqrt{\frac{F}{N_0} + \frac{2}{N_e}} = 2,355 \sqrt{\frac{w}{E_x} \left( F + \frac{2}{L} \right)} \quad (2.12)$$

em que  $L=N_e/N_0$  é o número de fotoelectrões que sofrem multiplicação no fotossensor, por electrão primário.

Para detectores deste tipo com enchimento a xénon foram obtidos valores para a resolução em energia de cerca de 7,6% para raios X de 5,9 keV (correspondendo a valores de  $L$  superiores a 20), muito próximos do valor da resolução intrínseca dos CGCP (i.e., a resolução limite para valores de  $L$  muito elevados, ou seja, as flutuações estatísticas correspondentes à formação dos electrões primários) a qual é da ordem dos 6% (sendo  $w = 22$  eV, Borges e Conde 1996 e  $F = 0.17$ , Bronic 1998). Para os CGCP de enchimento a xénon com fotossensor de placa de microfítas coberta com um filme de CsI foi determinado um valor para  $L$  igual a 4,5 (Monteiro et al. 2002), a que corresponde uma resolução limite de 11,3%, que é da ordem das melhores resoluções obtidas com estes detectores (~12%). Utilizando um fotodíodo de avalanche como fotossensor podem obter-se valores para  $L$  da ordem dos 100 (Lopes et al. 2001), devido à elevada eficiência quântica destes detectores (~100%, quase uma ordem de grandeza acima da obtida com os fotomultiplicadores). Todavia, o ruído electrónico associado a estes fotodíodos impede que se consigam CGCP com resoluções significativamente

melhores às obtidas com os fotomultiplicadores (Lopes et al. 2001).

A expressão anterior mostra que a resolução dos CGCP apresenta uma variação contínua com  $E_x^{-1/2}$ , contudo, verifica-se um desvio gradual e significativo desta dependência para raios X de energias mais elevadas, devido a factores geométricos como a dimensão da nuvem de electrões primários e a penetração dos raios X na região de cintilação, quando comparadas com as dimensões do detector (dos Santos et al. 2001).

Do mesmo modo que a resposta em energia, a resolução em energia dos detectores gasosos apresenta descontinuidades nas energias dos limiares de absorção do gás de enchimento do detector, mantendo a variação contínua entre estes. Estas descontinuidades estão associadas não só ao aumento brusco do  $w$  como também a um aumento brusco do factor de Fano para estas energias. Dias et al. 1991 e 1997, recorrendo a técnicas de simulação de Monte Carlo, realizaram um estudo detalhado do comportamento do factor de Fano, inicialmente assumido como constante e característico do gás, com a energia dos raios X. De modo análogo, os resultados experimentais mostram tais descontinuidades, figuras 2.12 e 2.13.

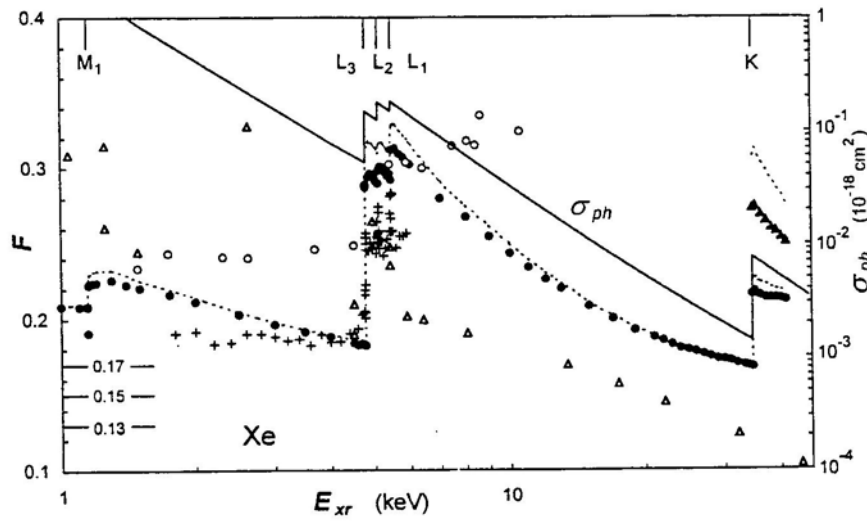


Figura 2.12 – Resultados experimentais e de simulação de Monte Carlo, para o factor de Fano do xénon, em função da energia dos raios X incidentes (Dias et al., 1997).

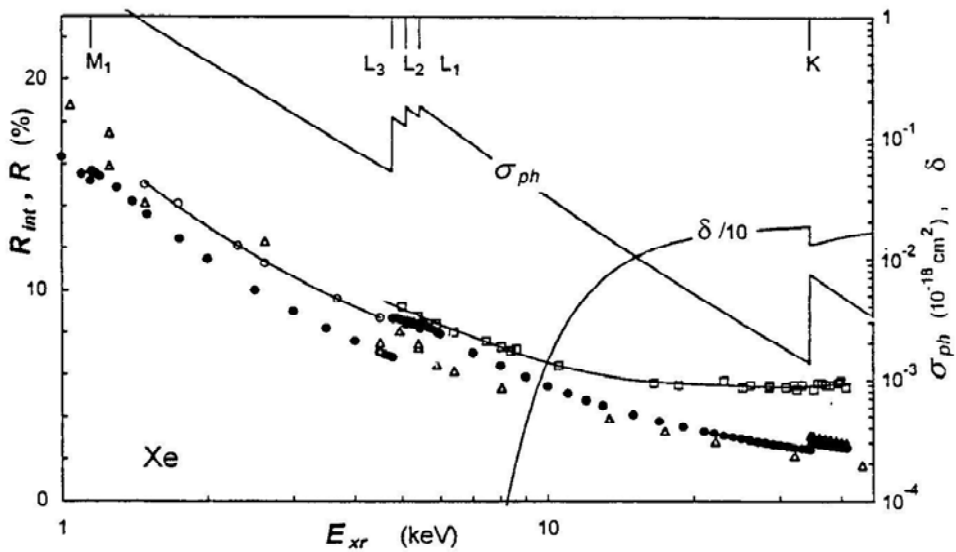


Figura 2.13 – Resultados experimentais e de simulação de Monte Carlo, para a resolução intrínseca de CGCPs de xénon e a resolução de um detector de grelhas paralelas desenvolvido no GIAN, em função da energia dos raios X incidentes (Dias et al., 1997).



Resoluções de 30%, 14%, 7,6%, 4,3% e 3,3% podem ser obtidas com os CGCP, para raios X de 0,3 keV, 1,5 keV, 6 keV, 22 keV e 60 keV, respectivamente. A Fig. 2.14 mostra alguns espectros típicos de fluorescência, obtidos por excitação de várias amostras com raios X (andaluzite – óxido de alumínio e sílica; antracite – com impurezas de sódio, magnésio, alumínio, silício, enxofre, potássio, cálcio, titânio e ferro; calcopirite e óxido de cério e césio), apresentando resoluções de 20%, 11,8%, 8,5%, 7,8%, e 5,5% para as linhas K do oxigênio, enxofre, titânio, e ferro- $K_{\alpha}$ , e cério, respectivamente (dos Santos et al. 2001).

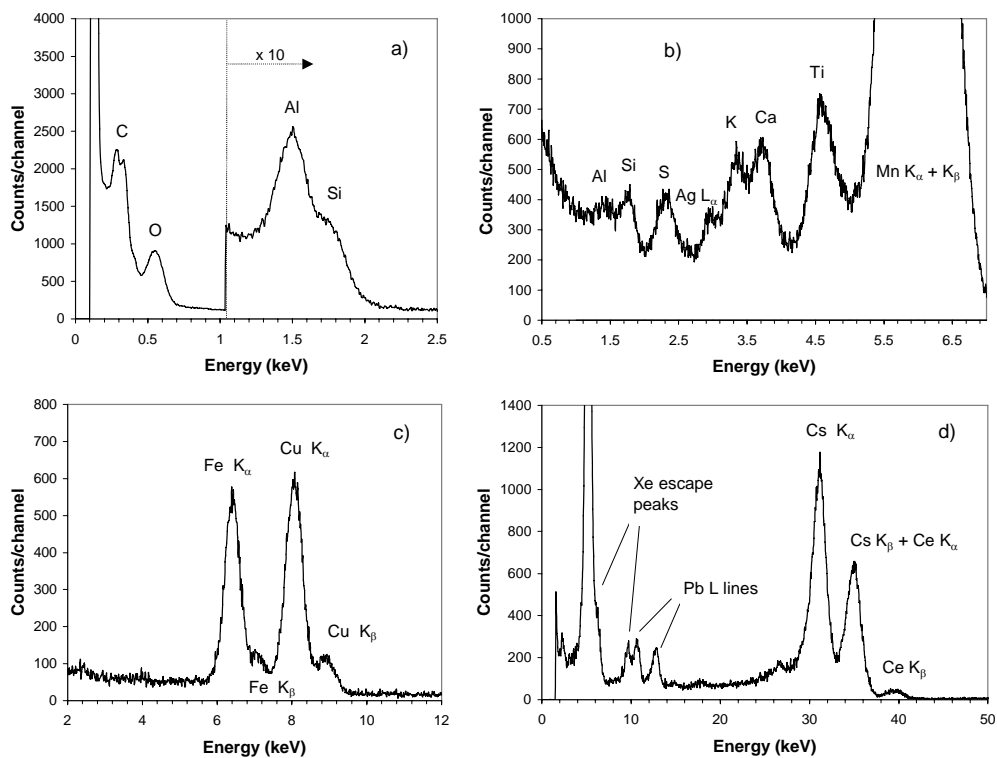


Figura 2.14 – Espectros de fluorescência de raios X de amostras de andaluzite (a), antracite (b), pirite/calcopirite não-homogénea (c), e misturas de óxido de cério e de césio (d) (dos Santos et al. 2001).

### **2.6.3 – A variação da quantidade de cintilação incidente no fotossensor com a posição radial da interacção dos fótons X – O efeito da variação do ângulo sólido subtendido pelo fotossensor.**

A resolução dos CGCP degrada-se quando as dimensões da janela de radiação são significativas quando comparadas com as do fotossensor. Tal deve-se à dependência do número de fótons de cintilação incidentes no fotossensor com a posição radial da interacção dos fótons X. Este efeito resulta da variação do ângulo sólido subtendido pelo fotossensor em relação à posição radial onde a cintilação ocorre (Anderson et al. 1977, dos Santos et al. 1992). A equação (2.3) mostra a dependência do número de fotoelectrões produzidos no fotossensor com o ângulo sólido subtendido pelo mesmo.

A fim de compensar este efeito foram incorporados, na região de deriva, sistemas de focagem electrostática de múltiplos eléctrodos de modo a que os electrões primários produzidos em qualquer ponto desta região entrem na região de cintilação confinados a uma pequena região central do detector, Fig. 2.15 (Peacock et al. 1980, Goganov et al. 1984) de modo a que a resposta do detector seja independente do ponto de interacção da radiação.

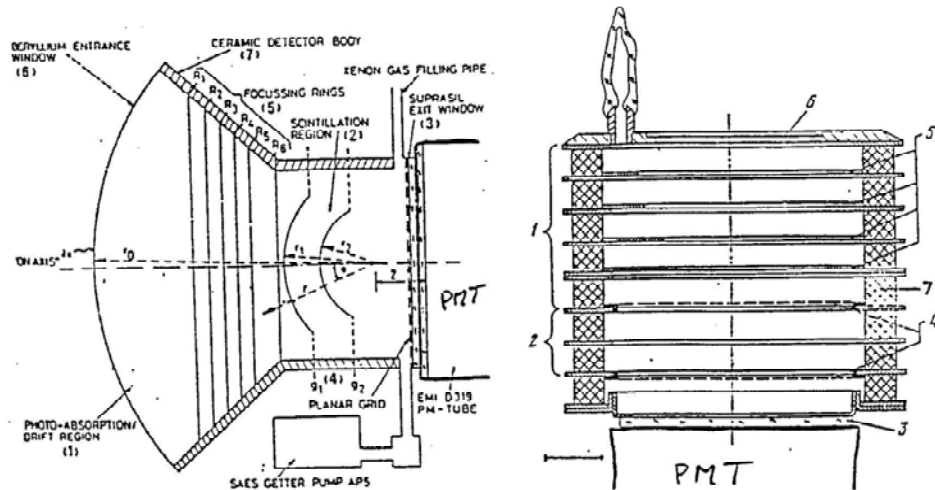


Figura 2.15 – Esquemas de CGCPs com focagem electrostática, de campo esférico (Peacock et al., 1980) e de campo uniforme (Goganov et al. 1984).

Estas técnicas permitiram construir detectores com janelas de radiação de 10 cm de diâmetro utilizando fotomultiplicadores de 7,6 cm de diâmetro (Andresen et al. 1978, Anderson et al. 1979). Contudo, tornam o detector volumoso, complexo e muito mais dispendioso, sendo esta, a par da necessidade de utilização das técnicas de ultra-alto-vácuo, uma das razões que levou a que a utilização dos CGCP não tenha sido mais generalizada, com aplicações à instrumentação laboratorial e industrial nas áreas da espectrometria da fluorescência de raios X e Mössbauer, como o são os CPs.

O nosso grupo tem realizado, na última década, trabalho de investigação e desenvolvimento de técnicas mais simples e de baixo custo para a compensação do efeito da variação do ângulo sólido.

Foi demonstrado (dos Santos et al. 1992) que a colocação do fotossensor o mais próximo possível da região de cintilação, dentro do detector, não só conduz a uma maior quantidade de cintilação recolhida no fotossensor como também a uma menor variação radial do ângulo sólido subtendido pelo fotossensor. Em termos de variação de ângulo sólido, a distância que dá piores resultados é a de 1 a 2 cm, que em geral separa a região de cintilação do fotossensor. Demonstrou-se, igualmente, (dos Santos et al. 1992a) que a não-uniformidade dos fotomultiplicadores poderá limitar a resolução do detector pelo que, a optimização dos CGCP passa pela optimização da uniformidade do fotomultiplicador a ele associado. Tendo em conta os dois factores mencionados, foi possível obter resoluções inferiores a 9% para janelas de detecção de 22 mm de diâmetro, com CGCP sem sistema de focagem e equipado com fotomultiplicador de 51 mm de diâmetro (dos Santos et al. 1993).

Em alternativa às técnicas de focagem electrostática foram desenvolvidas duas técnicas para compensação da variação do ângulo sólido: a da *grelha curva* (Conde et al. 1993, dos Santos et al. 1998) e a da *máscara do fotossensor* (Velooso et al. 1995). Na técnica da *grelha curva* a região de cintilação é limitada por uma grelha curva e uma grelha plana, em vez de duas grelhas paralelas, de modo a que a intensidade do campo eléctrico aumente radialmente e, conseqüentemente, aumente a cintilação produzida, por electrão, Fig. 2.16. A curvatura da grelha é calculada de modo a que o aumento radial da produção de cintilação compense a diminuição radial do ângulo sólido subtendido pelo fotossensor.

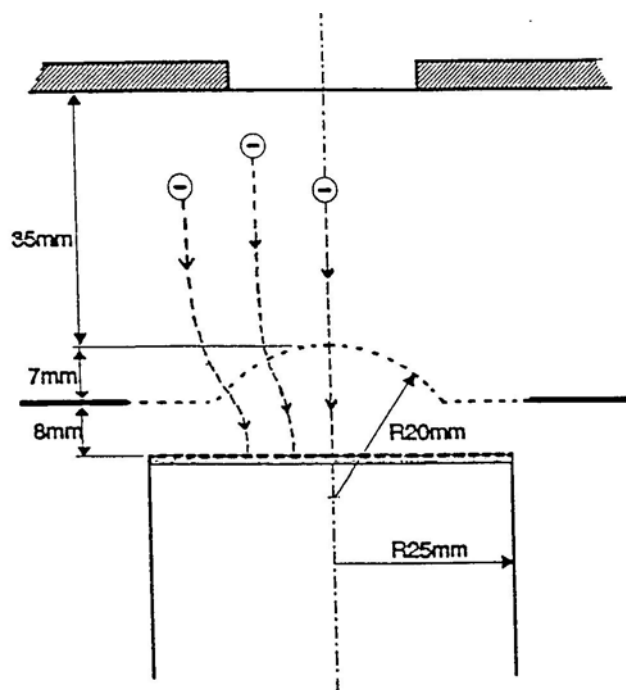


Figura 2.16 – Esquema de um CGCP com grelha curva (dos Santos et al., 1994)

Na técnica da *máscara do fotossensor* a região de cintilação é confinada por duas grelhas planas, sendo agora o fotossensor tapado com uma “máscara”, calculada de modo a que a transmissão de cintilação aumente radialmente por forma a compensar a diminuição do ângulo sólido, Fig. 2.17. A forma da curvatura da grelha ou a transmissão da máscara têm ser calculadas para cada geometria.

Em ambos os casos a quantidade de cintilação que é detectada pelo fotossensor torna-se independente da posição radial onde ocorre a cintilação. A compensação da grelha curva fica limitada à dimensão máxima radial da curvatura da grelha a qual,

por sua vez, é limitada pelas distâncias máxima e mínima entre as grelhas e pelos valores do campo eléctrico reduzido mais adequados para a electroluminescência (dos Santos et al. 1998).

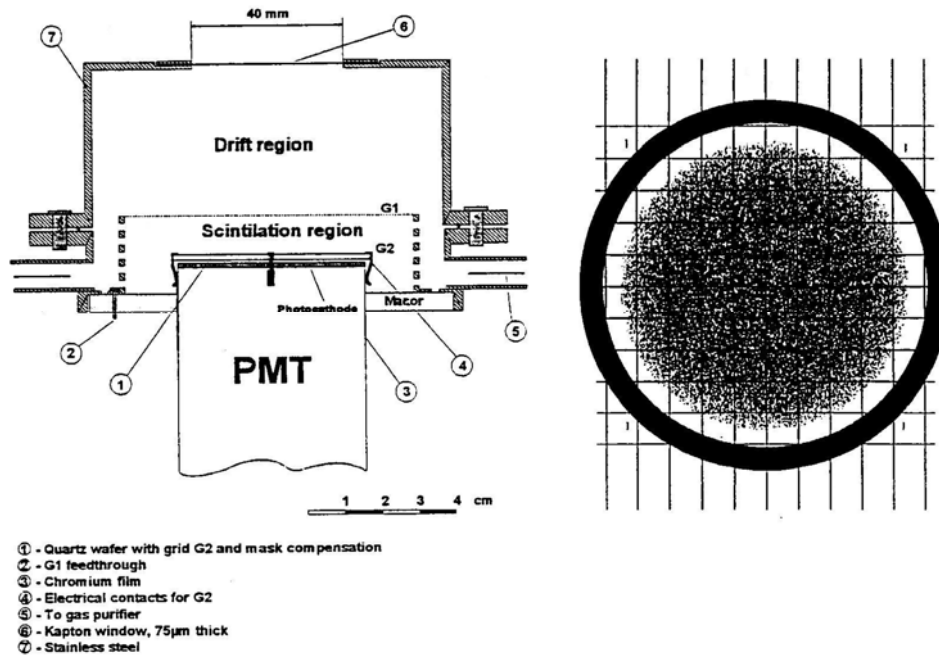


Figura 2.17 – Esquema de um CGCP utilizando compensação por máscara (Veloso et al., 1995)

Por outro lado, a máscara não é limitada por dimensões. Contudo, para um dado fotossensor, a quantidade de cintilação que atravessa a máscara e atinge o fotossensor diminui à medida que o tamanho da máscara vai aumentando, para que haja uma compensação perfeita (Veloso et al. 1995), uma vez que a normalização é feita aos valores mais baixos da quantidade de cintilação que atinge o fotossensor, para a distância radial máxima.

Com a técnica da grelha curva é possível obter CGCPs a operarem com janelas de radiação com 80 a 100% do diâmetro do fotossensor, sem que a sua resolução em energia se degrade significativamente, relativamente à resolução que se obteria para um feixe colimado, incidente no eixo do detector [Monteiro et al. 2004].

Os estudos realizados nos últimos anos, nomeadamente as técnicas de purificação efectiva do gás, a construção de detectores utilizando técnicas e materiais de alto-vácuo, as técnicas de compensação dos efeitos de ângulo sólido e a utilização de fotossensores alternativos aos PMTs permitiram, portanto, desenvolver a capacidade de construção de CGCP selados, simples, compactos, de baixo consumo e baixo custo, com desempenhos competitivos relativamente aos dos detectores equipados com fotomultiplicadores.

## **CAPÍTULO 3**

### **O árgon como gás de enchimento de Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional**

---

#### **3.1 – O árgon**

O gás preferencialmente utilizado como enchimento dos Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional é o xénon, devido ao facto de este gás possuir uma secção eficaz e uma eficiência de cintilação elevadas. Para a cintilação do xénon, na gama de comprimentos de onda de 160 a 180 nm, pode utilizar-se janelas de cintilação de quartzo e fotomultiplicadores com janela de quartzo.



A utilização de um gás alternativo que seja menos oneroso, como por exemplo o *árgon*, mostra ser uma solução extremamente atractiva, nomeadamente em situações onde é necessária ou vantajosa a aplicação de detectores de alta pressão ou elevado volume. Outra situação em que se torna útil a utilização de um gás com as características do *árgon* é o caso de soluções onde se requer detectores gasosos de fluxo contínuo que possam ser construídos sem ter que se recorrer a sistemas de purificação de gás complexos e, também, em que não seja necessária a aplicação das técnicas de ultra-alto vácuo, bastante mais exigentes, utilizadas na manutenção da pureza do gás em detectores selados.

A utilização de CGCPs com enchimento a *árgon* possui ainda outra vantagem relativamente aos de enchimento a *xénon* quando aplicados à espectrometria de raios X para energias inferiores ao limiar de absorção da camada K do *árgon*, o qual se situa nos 3,203 keV. Nos detectores com enchimento a *árgon*, a absorção dos raios X de baixas energias dá-se a uma distância média à janela superior àquela a que acontece para os detectores com enchimento a *xénon* o que, em princípio, conduz a uma eficiência de recolha dos electrões primários mais elevada. Para raios X de baixa energia, os espectros obtidos com um detector gasoso podem apresentar distorções à sua forma gaussiana característica, as quais se manifestam através de uma cauda na direcção das baixas energias [Dias et al. 1992, Santos et al. 1995]. Estas deformações são imputadas à perda de electrões primários para a janela de entrada do detector, electrões esses que são provenientes de interacções de raios X que ocorrem a distâncias muito

pequenas da janela do detector. Os detectores com enchimento a árgon são menos sensíveis a este efeito uma vez que a penetração média dos raios X é maior do que no xénon.

### **3. 2 – O fotossensor**

Tradicionalmente o fotossensor de eleição utilizado no CGCP tem sido o fotomultiplicador. O enchimento a árgon torna imperativa a utilização de janelas de cintilação de ultravioleta de vazio, assim como fotomultiplicadores sensíveis ao ultravioleta de vazio, como é o caso do fluoreto de magnésio,  $MgF_2$ , e do fluoreto de lítio,  $LiF$ , os quais são onerosos e mais difíceis de manusear. Uma outra solução é a incorporação, dentro do detector, de substâncias orgânicas que desviam o comprimento de onda da cintilação, de modo a poder utilizar-se janelas de quartzo ou de borosilicato. Estas limitações restringiram a utilização do árgon nos CGCP [Conde et al. 1975, Anderson et al. 1977, Hashiba et al. 1984, Fraga et al. 2000a, Fraga et al. 2000b], tendo sido utilizadas essencialmente misturas baseadas em árgon que cintilam na zona do visível do espectro [Fraga et al. 2000a, Fraga et al. 2000b, Takahashi et al. 1983, Charpak et al. 1980, Anderson et al. 1982, Garg et al. 1984, Garg et al. 1993], enquanto que esse mesmo gás é bastante utilizado em contadores proporcionais à venda no mercado.

### 3.2.1 – O Fotodíodo de Avalanche de Grande Área

O fotodíodo de avalanche é uma boa alternativa como fotossensor substituto do fotomultiplicador em CGCPs, com a vantagem de poder ser colocado no interior do envelope gasoso, eliminando a utilização de janelas de VUV.

Nos últimos anos têm vindo a ser desenvolvidos fotodíodos de avalanche com áreas activas maiores, cerca de  $200 \text{ mm}^2$ , ao que corresponde um diâmetro de 16 mm [Advanced Photonics, Inc.], e com ganho mais elevado e melhor uniformidade espacial. Estes fotossensores podem também ser adquiridos comercialmente sem janela e com sensibilidade que se estende à zona do ultravioleta de vazio [Advanced Photonics, Inc., Radiation Monitoring Devices, Inc.].

Ao longo dos últimos anos aumentou consideravelmente o interesse por este tipo de fotossensores, os quais são utilizados essencialmente como detectores ópticos acoplados a cintiladores, para a detecção de raios X e  $\gamma$ , em substituição dos fotomultiplicadores [Pansart 1997, Farrel et al. 1990, Moszynski et al. 1999].

Foi, já, estudado o uso de um fotodíodo de avalanche de grande área como fotossensor num CGCP com enchimento a xénon [Lopes et al. 2000] e o desempenho para raios X de

energias tão baixas como 2 keV foi similar ao de um CGCP equipado com fotomultiplicador.

Uma vez que a sensibilidade espectral dos fotodíodos de avalanche de grande área se estende até aos 110 a 120 nm [Zhou and Szawlowski, 1999], estes podem ser utilizados na detecção da luz do árgon, o qual cintila nos 120 a 135 nm [Takahashi et al. 1983]. Para além disso, a eficiência quântica dos fotodíodos de avalanche aumenta de cerca de 40 para 60% naquele intervalo de comprimentos de onda [Zhou and Szawlowski, 1999], o que é muito superior aos 10% obtidos para o caso de fotomultiplicadores com janelas de fluoreto de magnésio.

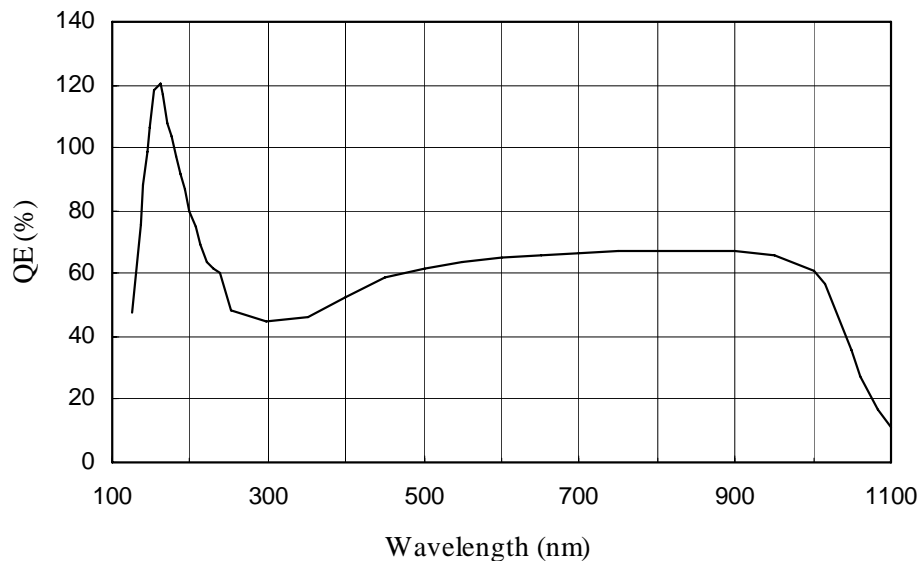


Figura 3.1 – Eficiência quântica dos fotodíodos de avalanche de grande área em função do comprimento de onda [Zhou e Szawlowski 1999].

Os factos apresentados mostram que, utilizando o fotodíodo de avalanche de grande área de ultravioleta de vácuo como

fotossensor, pode ultrapassar-se a limitação mais importante dos CGCP com enchimento a árgon.

### 3.2.1.1 – Princípio de operação

Os fotodíodos de avalanche são dispositivos compactos, fabricados em silício, que têm como característica principal a junção  $p-n$  onde o campo eléctrico interno pode atingir valores suficientemente elevados para permitir a ocorrência de processos de ionização por colisão e a sequente multiplicação electrónica [Fernandes et al. 2001 e referências aí incluídas].

Como qualquer outro detector de estado sólido, o fotodíodo de avalanche é constituído por duas camadas distintas, a camada  $p$  ou  $p+$  e a camada  $n$  ou  $n+$ , ambas dopadas com uma concentração muito baixa de impurezas, Fig.3.2. Enquanto que a primeira está dopada com impurezas receptoras de electrões, na segunda foram introduzidas impurezas dadoras de electrões. Quando se aplica uma tensão inversa elevada ao fotodíodo de avalanche, só numa pequena região da camada  $p$  do fotodíodo permanecem cargas livres em quantidade elevada, a designada região de deriva. O campo eléctrico nesta região permanece pouco intenso, aumentando de intensidade no sentido da junção  $p-n$  e atingindo o seu valor máximo à volta da mesma. Uma vez que a absorção da radiação X e ultravioleta, nos fotodíodos, ocorre preferencialmente por efeito fotoeléctrico, cada fotão que incide

na região de deriva ou na camada  $p$  produz pares electrão-lacuna. Estes electrões são acelerados, sob acção do campo eléctrico, na direcção da junção  $p$ - $n$ , sofrendo aí multiplicação devido à elevada intensidade do campo eléctrico à volta dessa junção. Ocorre, assim, o processo de avalanche. Ganhos típicos da ordem de algumas centenas são comuns e aumentam exponencialmente com a tensão aplicada.

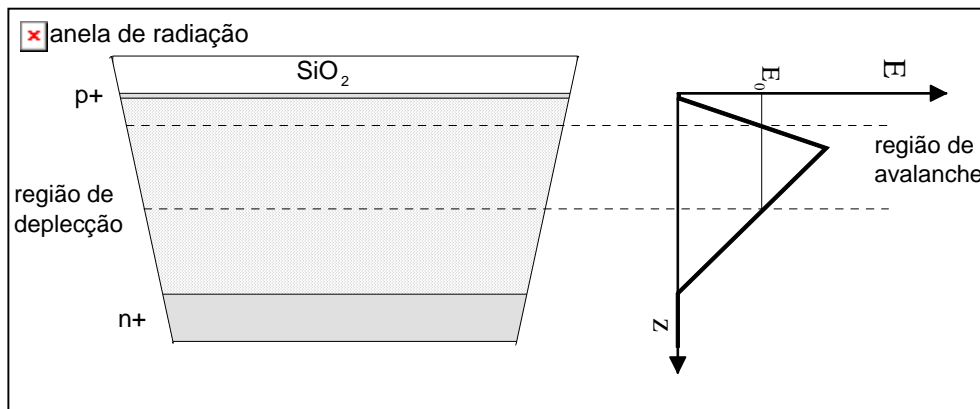


Figura 3.2 – Desenho esquemático de um fotodíodo de avalanche e do perfil típico de campo eléctrico no seu interior [Lopes 2002].

### 3.2.2 – A Microfita com Iodeto de Césio

A microfita revestida com um filme de iodeto de césio (CsI) é outra boa alternativa para fotossensor substituto do fotomultiplicador em CGCPs com enchimento a árgon, com a vantagem, tal como no caso do fotodíodo, de poder ser colocada

no interior do envelope gasoso, eliminando a utilização de janelas de VUV.

A detecção de luz UV com um fotocátodo constituído por uma camada fina de CsI depositada directamente sobre a placa de microfítas foi já anteriormente efectuada [Zeitelhack 1994, Angelini 1996].

Foi já, igualmente, estudada a integração deste tipo de fotossensor num CGCP com enchimento a xénon [Velooso et al. 2001]. Embora a resolução em energia obtida, de 12% para raios X de 5,9 keV seja pior do que as conseguidas com CGCPs equipados com fotomultiplicadores e enchimento a xénon (8% para raios X de 5,9 keV), é melhor do que as conseguidas com CPs de xénon. No entanto, mantêm-se as restantes vantagens da utilização deste fotossensor relativamente à dos fotomultiplicadores.

### **3.2.2.1 – Princípio de operação**

As câmaras gasosas de microfítas não são mais do que variantes planares miniaturizadas de câmaras gasosas de multifios. Fitas metálicas estreitas são impressas por fotolitografia sobre um substrato isolador. Os ânodos e os cátodos são alternados e o espaçamento entre eles é muito pequeno, da ordem das dezenas de micron.

A aplicação de uma tensão de baixo valor, da ordem das centenas de Volt, entre os eléctrodos produz um campo intenso à volta dos ânodos, dando origem a processos de multiplicação de carga no meio gasoso envolvente. Por outro lado, o facto de o espaçamento entre os eléctrodos ser de dimensões muito reduzidas, permite a remoção rápida dos iões positivos residuais resultantes da avalanche electrónica. A placa de microfítas resulta, deste modo, num detector muito compacto, com efeito de carga espacial reduzido, ganho relativamente elevado e com possibilidade de operar a taxas de contagem elevadas. Possui, ainda, a potencialidade intrínseca de leitura de posição.

Quando a placa de microfítas é revestida com um filme de iodeto de cézio, os fotões VUV incidentes induzem a emissão de fotoelectrões a partir das áreas activas, ou seja, os cátodos. Estes fotoelectrões, por sua vez, derivam em direcção aos ânodos, produzindo avalanches de carga devido ao campo eléctrico intenso.

A placa de microfítas revestida com um filme de CsI é colocada dentro do meio gasoso do detector, onde tem dois papéis distintos, figura 3.3.

Por um lado, serve de grelha para recolha da nuvem de electrões primários do CGCP (a segunda grelha da região de cintilação) e, por outro, como estágio de amplificação dos fotoelectrões produzidos pela cintilação VUV. A região superior,  $d_1$ , funciona como a região de cintilação de campo uniforme de um CGCP convencional e a região inferior,  $d_2$ , ( $< 50 \mu\text{m}$ ) funciona como uma câmara gasosa multifios. O sistema, na



íntegra, opera como um CGCP e não como uma câmara multifios [Veloso et al. 2001 e referências aí incluídas ].

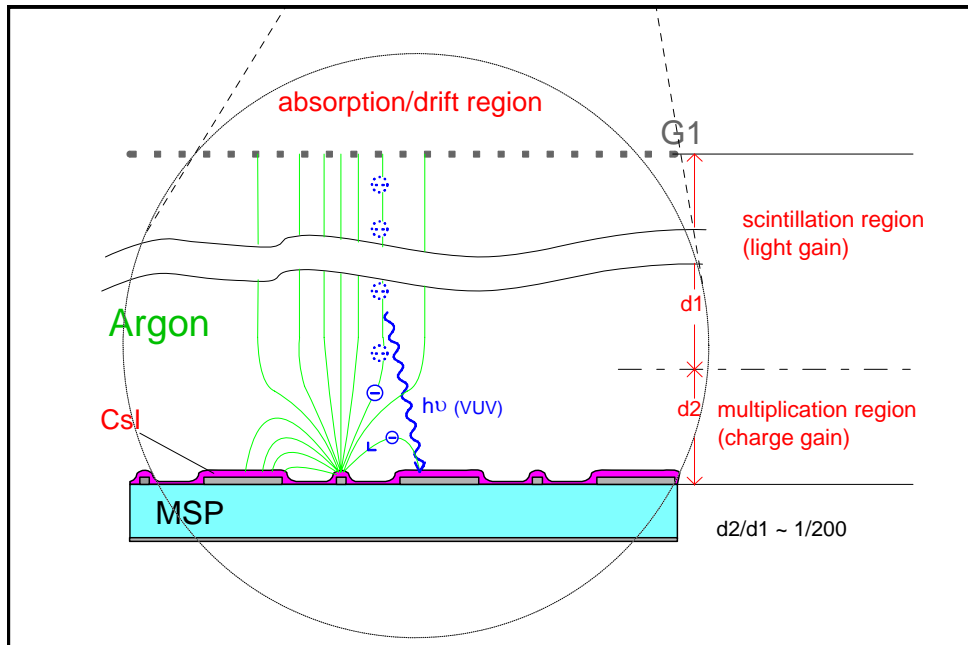


Figura 3.3 – Fotossensor de microfita coberta com iodeto de céσιο [Veloso et al. 2001].

O filme de CsI não compromete o funcionamento da placa de microfitas. Ao invés, contribui para a redução da carga espacial no substrato, devido às suas propriedades semicondutoras. A resistividade do CsI é de  $10^{10}$  a  $10^{11}$   $\Omega\text{cm}$  [Va'vra et al 1997], comparável à dos substratos de vidro semicondutor utilizados em aplicações a taxas de contagem elevadas [Va'vra et al. 1997, Bouclier 1995, Bouclier et al. 1996]

A eficiência quântica do CsI é cerca de duas vezes mais elevada para a cintilação do árgon do que para a do xénon. No primeiro caso é de ~55% a 130 nm [Breskin 1996], enquanto que

no segundo caso é de ~30% a 170 nm [Breskin 1996], figura 3.4. No entanto, o número de fótons VUV produzidos por electrão primário e por centímetro e por Torr é, no árgon, cerca de 35% dos produzidos no xénon, e isto para campos eléctricos reduzidos correspondentes às condições óptimas de operação [Dias et al. 1986].

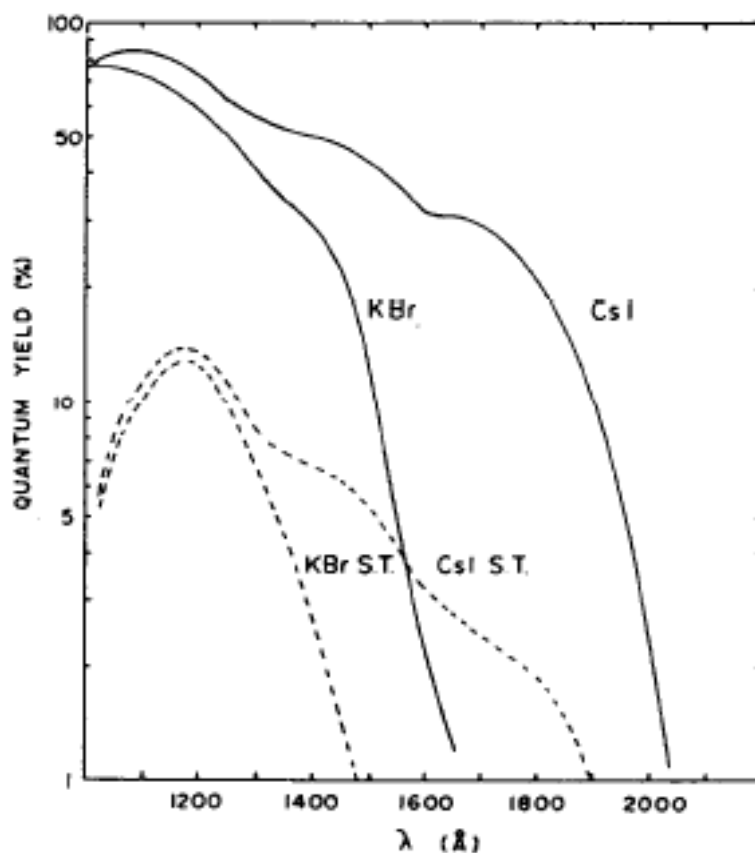


Figura 3.4 – Curva de eficiência quântica do CsI em função do comprimento de onda [Breskin 1996].

Os factos acima apresentados mostram que a microfita revestida com um filme de iodeto de cézio é, também, uma boa alternativa como fotossensor para os CGCP com enchimento a árgon.

## **CAPÍTULO 4**

### **Contador Gasoso de Cintilação Proporcional equipado com Fotodíodo de Avalanche de Grande Área e enchimento a árgon**

---

#### **4.1 – Introdução**

A substituição do tradicional fotomultiplicador por um fotodíodo de avalanche de grande área como fotossensor de Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional de campo uniforme com enchimento a xénon mostrou ser altamente vantajosa [Lopes et al. 2000]. Como a sensibilidade espectral do fotodíodo de avalanche de grande área se estende até aos 120 nm, este pode ser útil como fotossensor em Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional com enchimento a árgon. Apesar de a sua eficiência quântica para a cintilação do árgon (40 a 60%) ser cerca

de metade daquela para a do xénon (105%), é ainda superior à melhor eficiência quântica do fotomultiplicador (10%) com janela de fluoreto de lítio.

Neste capítulo descreve-se o estudo efectuado, bem como os resultados obtidos, com um CGCP de enchimento a árgon, onde foi utilizado, como fotossensor, um fotodíodo de avalanche de grande área da API [Advanced Photonics, Inc.], em substituição do fotomultiplicador.

## **4.2 – Descrição do detector**

A figura 3.1 representa o desenho esquemático do CGCP equipado com fotodíodo de avalanche de grande área, já anteriormente utilizado em [Lopes et al. 2000].

O CGCP é de campo uniforme, com uma região de deriva de 2,5 cm de espessura e uma região de cintilação de 0,8 cm de espessura. O detector foi cheio com árgon a uma pressão de 1140 Torr, o qual era purificado continuamente através de *getters* e o fotodíodo foi colocado imediatamente abaixo da segunda grelha, G2.

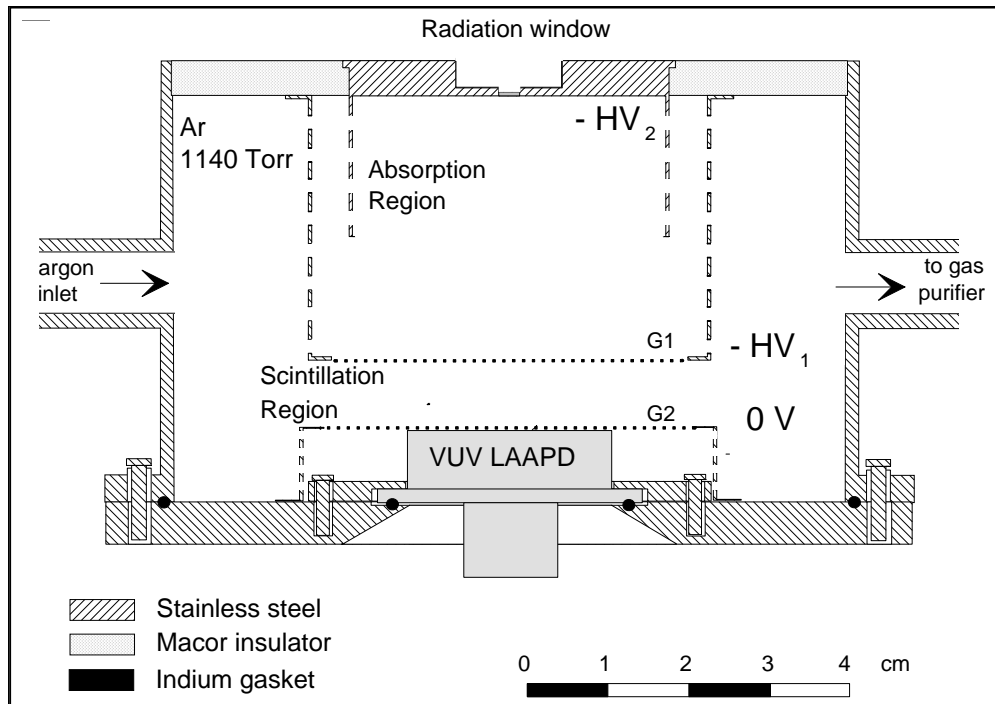


Figura 3.1 – Desenho esquemático do CGCP equipado com um fotodíodo de avalanche de grande área utilizado como fotosensor [Monteiro et al. 2001].

As grelhas G1 e G2 foram feitas em rede, com elevada transparência, de fio em aço inoxidável com 80  $\mu\text{m}$  de diâmetro e espaçamento de 900  $\mu\text{m}$ . A janela do detector, com um diâmetro de 2 mm, foi feita em Melinex com uma espessura de 6  $\mu\text{m}$ . Uma peça em Macor isola o suporte da janela do detector e o suporte da grelha G1. A peça em Macor, a janela do detector e o seu suporte, assim como o *feedthrough* da tensão da grelha G1 foram selados em vazio com *epoxy* de baixa pressão de vapor. O fotodíodo de avalanche foi selado em vazio através da compressão de um anel de índio entre o encapsulamento do fotodíodo e o aço inoxidável do corpo do detector.

À janela de radiação do CGCP, bem como o eléctrodo de focagem foi aplicada alta tensão negativa, enquanto que a grelha G2 e o seu suporte foram mantidos a 0 V. A diferença de potencial entre a janela de radiação e a primeira grelha, G1, determinam o valor do campo eléctrico reduzido na região de deriva, sendo este a intensidade do campo eléctrico a dividir pela pressão do gás,  $E/p$ . A tensão aplicada na grelha G1 determina o valor do campo eléctrico reduzido na região de cintilação. O fotodíodo de avalanche de grande área utilizado tinha um diâmetro activo de 16 mm [Advanced Photonics, Inc.] e foi polarizado a diferentes tensões, de modo a poder operar a diversos ganhos.

A purificação do árgon é feita por convecção, usando *getters* SAES St707 [SAES Advanced Technologies S.p.A.], as quais foram aquecidas a temperaturas acima dos 150°C. Esta técnica já mostrou, na prática, ser eficaz o suficiente para manter a pureza do gás necessária de modo a serem atingidos resultados similares aos obtidos com detectores construídos com técnicas de ultra-alto vácuo.

Os sinais provenientes do fotodíodo passaram primeiro por um pré-amplificador de carga de 1,5 V/pC, de baixo ruído e, em seguida, por um amplificador com uma constante temporal de 2  $\mu$ s. Finalmente, os respectivos espectros foram recolhidos num multicanal (MCA) para análise.

Para a análise das amplitudes dos sinais e das resoluções em energia, foi feito o ajuste das distribuições de amplitudes a distribuições gaussianas sobrepostas a um fundo linear. A

amplitude do sinal é retirada a partir do centróide da gaussiana e a resolução em energia a partir da largura a meia altura da mesma.

### 4.3 – Resultados Experimentais

A figura 3.2 representa um espectro típico obtido com o detector descrito na secção anterior, quando irradiado por raios X de 5,9 keV provenientes de uma fonte radioactiva de  $^{55}\text{Fe}$ , onde a linha  $\text{K}_\beta$  foi previamente filtrada através de um filtro de crómio.

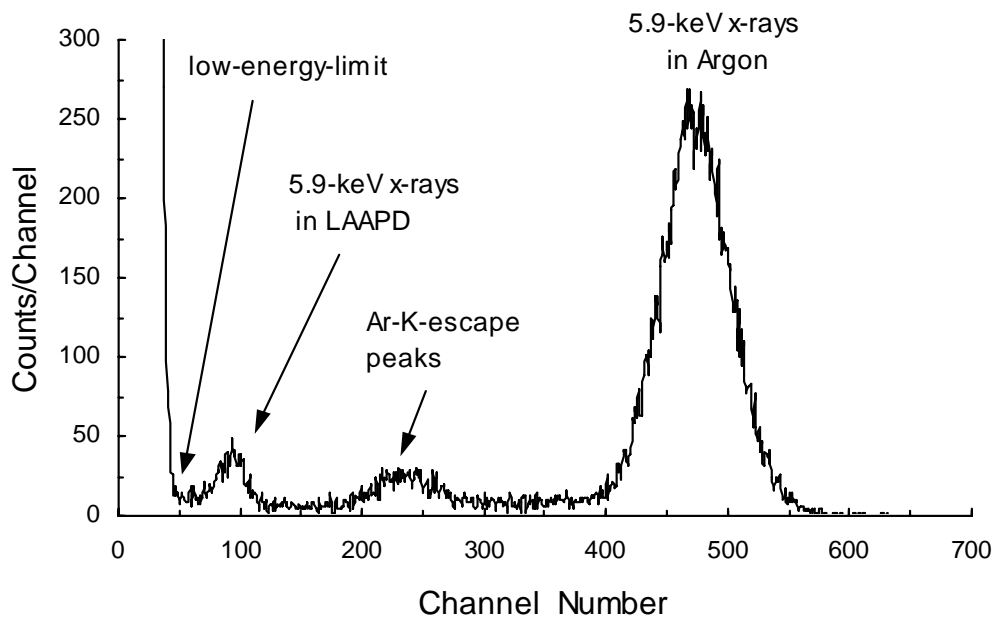


Figura 3.2 – Espectro obtido com um CGCP com enchimento a árgon, equipado com fotodíodo de avalanche de grande área para raios X de 5,9 keV. Foram utilizados valores de  $E/p$  de 0,2 e 5,0 V/cm/Torr nas regiões de deriva e cintilação, respectivamente. O ganho do fotossensor era de  $\sim 40$  [Monteiro et al. 2001].

Na figura podem identificar-se o pico correspondente aos raios X de 5,9 keV, os picos de escape da fluorescência das linhas K do árgon, um pico resultante da interacção directa dos raios X de 5,9 keV no fotodíodo de avalanche e, no limite das baixas energias, a cauda resultante do ruído electrónico.

Da figura 3.3 pode retirar-se que 10% dos raios X de 5,9 keV são transmitidos através da espessura total de árgon, ou seja, 3,3 cm. Destes, cerca de 40% são inteiramente absorvidos e amplificados no fotodíodo. Pode estimar-se o factor de amplificação em luz a partir da razão entre as amplitudes dos picos resultantes das interacções dos raios X de 5,9 keV no árgon e no fotodíodo.

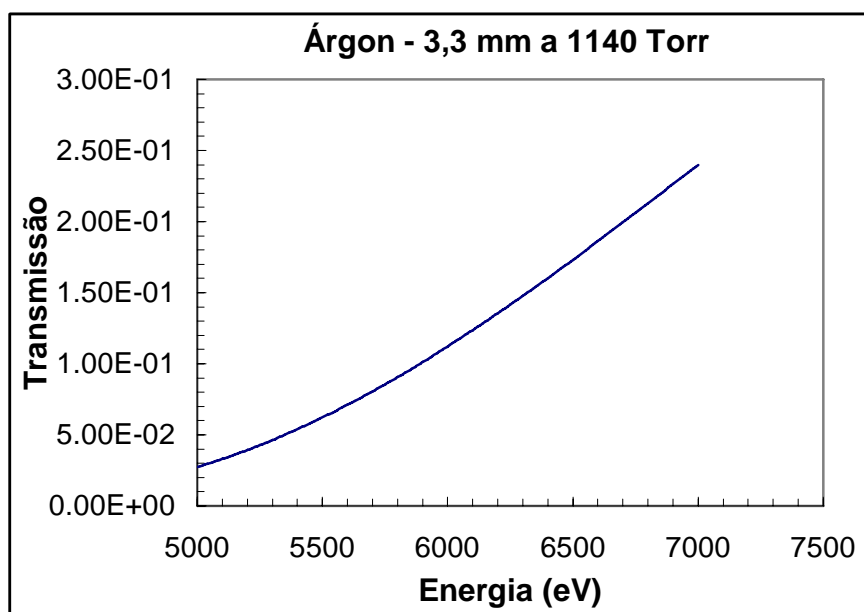


Figura 3.3 – Transmissão dos raios X com energias compreendidas entre 5,0 e 7,0 keV através de uma espessura de 3,3 cm de árgon a uma pressão de 1140 Torr. O gráfico foi elaborado com base nos dados fornecidos pela simulação feita em <http://www-cxro.lbl.gov>.



Pode definir-se a relação sinal-ruído como sendo a razão entre o canal do centróide do pico e o canal onde o ruído electrónico desce para o nível do fundo linear. Este factor mede o quão eficientemente o fotodíodo separa o sinal do ruído.

Ao longo da experiência foram utilizadas constantes de formatação temporais de 2,0  $\mu\text{s}$ . Contudo, podiam utilizar-se constantes tão baixas como 0,5  $\mu\text{s}$  sem que houvesse uma degradação significativa, quer da resolução em energia, quer da relação sinal-ruído. Este último valor fornece, inclusivamente, em termos de resolução em energia, um melhor desempenho do detector quando este é operado a taxas de contagem superiores a alguns kHz, como se pode ver na figura seguinte.

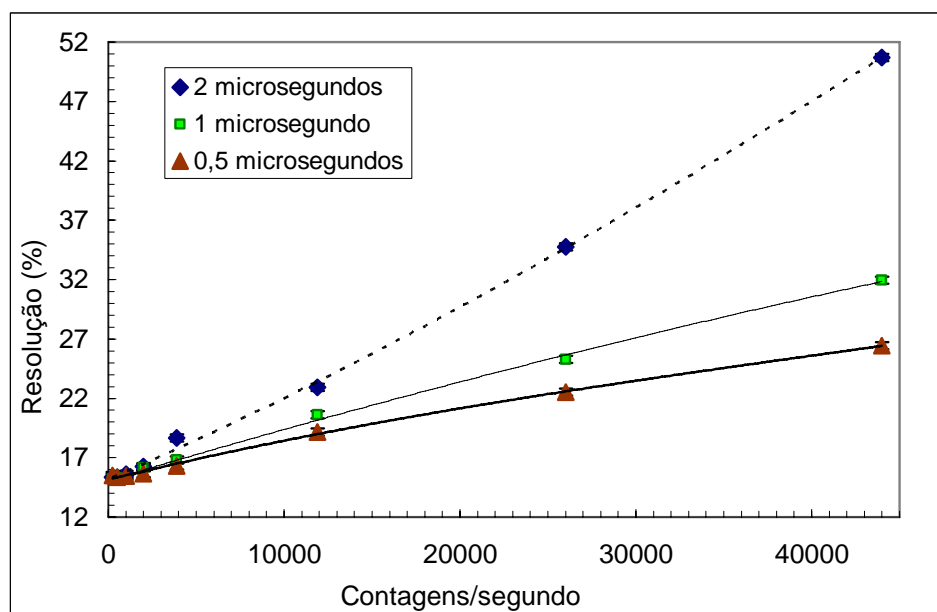


Figura 3.4 – Resolução em energia, para raios X de 5,9 keV, em função da taxa de contagem para três constantes de formatação diferentes, nomeadamente 2, 1 e 0,5  $\mu\text{s}$ .

Embora, para os três casos, a resolução em energia se degrade à medida que a taxa de contagem aumenta, para os 0,5  $\mu$ s ela degrada menos, como se depreende do declive da recta que se ajusta aos pontos experimentais.

### 4.3.1 – Tensões de polarização do CGCP

Na figura 3.5 estão representadas a amplitude do sinal e a resolução em energia em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação, para raios X de 5,9 keV. O campo eléctrico reduzido, na região de deriva, foi mantido a um valor constante de 0,2 V/cm/Torr e a tensão de polarização do fotodíodo a 1725 V.

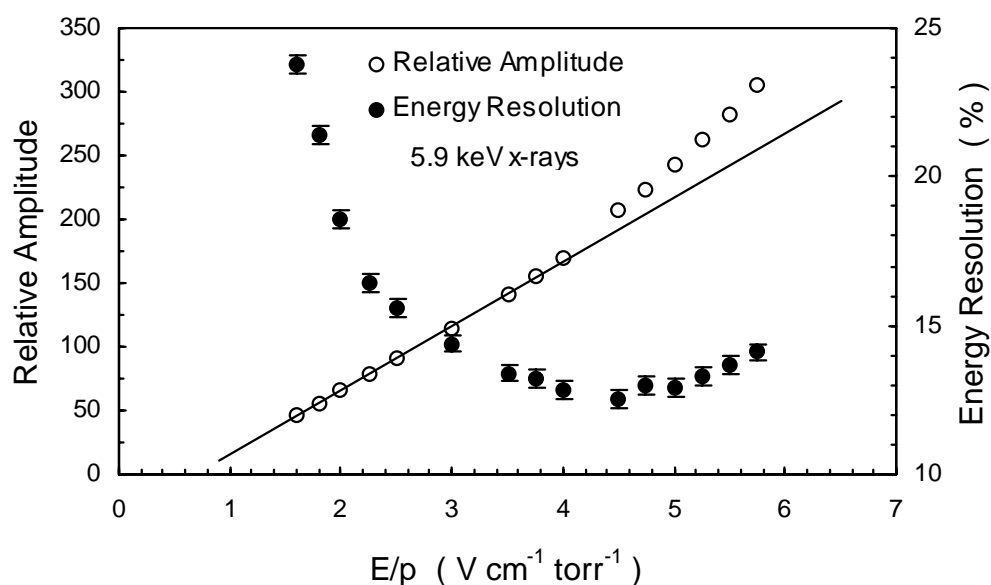


Figura 3.5 – Amplitude e resolução em energia em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação. A linha a cheio representa o ajuste dos mínimos quadrados para os pontos abaixo de 4,0 V/cm/Torr. O campo eléctrico reduzido na região de deriva e o ganho do fotossensor foram mantidos a valores constantes de, respectivamente, 0,2 V/cm/Torr e 40 [Monteiro et al. 2001].

Os resultados seguem o comportamento característico da cintilação secundária em gases raros, i.e. uma tendência linear seguida de um aumento exponencial para valores mais elevados de  $E/p$ , devido à multiplicação de carga que ocorre para valores superiores ao limiar de ionização.

Da figura 3.5 podem estimar-se os limiares de cintilação e ionização em, respectivamente, 0,7 e 3,7 V/cm/Torr, valores estes que se mostram um pouco mais baixos do que os encontrados na literatura [Conde et al. 1975, Feio et al. 1982, Dias et al. 1986]. O valor mínimo para a resolução em energia do detector foi obtido para valores de  $E/p$  próximos de 4,5 V/cm/Torr, ou seja, logo acima do limiar de ionização. Este comportamento, discutido em [Borges et al. 1999, Veloso et al. 2001], reflecte o facto de, no árgon, a amplificação em luz ser baixa. Esta amplificação pode ser aumentada subindo a tensão na região de cintilação e aumentando a pressão do gás.

A melhor resolução em energia obtida com este detector foi cerca de 13% em largura a meia altura, utilizando um analisador multicanal digital [Simões et al. 1997]. Utilizando o tempo de subida dos impulsos para fazer a discriminação das interacções de raios X que ocorrem na região de cintilação, a resolução em energia desce para 12,5% em largura a meia altura. Este valor é um pouco melhor do que os obtidos com CPs com enchimento a árgon (>13%) e muito melhor do que os obtidos com outros CGCP de árgon equipados com fotomultiplicadores [Conde et al. 1975, Fraga et al. 2000a, Garg et al. 1993], >16%.

A resolução em energia do detector não depende grandemente do campo eléctrico reduzido na zona de deriva para valores do mesmo acima de 0,2 V/cm/Torr, até ao limiar de cintilação do árgon. No tocante ao factor de amplificação em luz, este aumenta de 5,4 para 7,5 à medida que o E/p de deriva aumenta de 0,2 para 0,6 V/cm/Torr. Para estes mesmos valores a relação sinal-ruído também aumenta de 6,7 para 9,5.

A amplitude do sinal correspondente à interacção directa dos raios X de 5,9 keV no fotodíodo é independente dos campos eléctricos reduzidos do CGCP, dependendo unicamente da tensão de polarização do fotodíodo. A cauda, na região das baixas energias, correspondente ao ruído electrónico evidencia o mesmo comportamento. Esta é a razão pela qual o factor de amplificação em luz e a relação sinal-ruído aumentam com o aumento dos campos eléctricos reduzidos na região de deriva.

### **4.3.2 – Tensão de polarização do fotodíodo**

A figura 3.6 mostra a amplitude relativa do sinal, a resolução em energia e a relação sinal-ruído em função da tensão de polarização do fotodíodo, para raios X de 5,9 keV e campos eléctricos reduzidos de 0,2 V/cm/Torr na região de deriva e 5,0 V/cm/Torr na região de cintilação. Os ganhos foram normalizados ao ganho do fotodíodo fornecido pelo fabricante, o qual

apresentava um valor de 13,8 para uma tensão de polarização de 1594 V no fotodíodo.

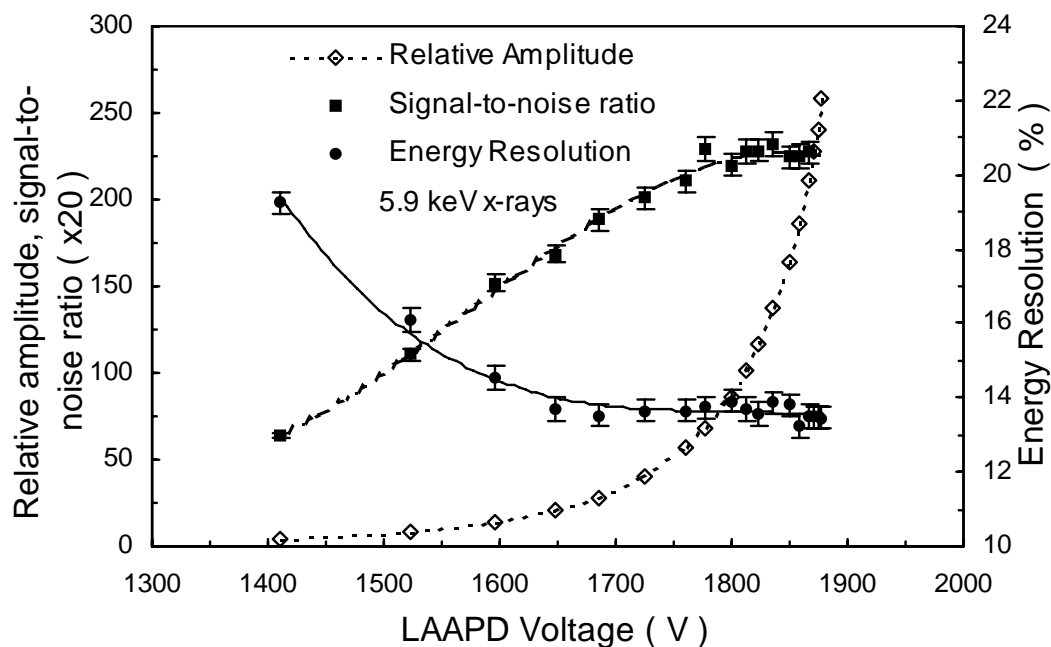


Figura 3.6 – Amplitude relativa, resolução e energia e relação sinal-ruído em função da tensão de polarização do fotodíodo de avalanche, para raios X de 5,9 keV. Os campos eléctricos reduzidos foram mantidos a valores constantes, nomeadamente 0,2 V/cm/Torr na região de deriva e 5,0 V/cm/Torr na região de cintilação (Monteiro et al. 2001).

A variação na amplitude relativa está em conformidade com o ganho exponencial especificado pelo fabricante [Advanced Photonics, Inc.]. A melhor relação sinal-ruído, cujo valor é  $\sim 11,4$ , foi obtida para ganhos do fotodíodo de  $\sim 100$ , correspondendo a uma tensão de polarização de 1810 V; a melhor resolução em energia foi igualmente obtida para este valor de ganho. O valor acima mencionado para a relação sinal-ruído é cerca de quatro

vezes inferior ao obtido para o xénon, nas mesmas condições, o que está de acordo com o facto de o árgon apresentar menor quantidade de cintilação do que o xénon e a eficiência quântica do fotodíodo para o árgon ser menor do que para o xénon. Esta diferença também implica que, para um desempenho otimizado do detector, a operação de um fotodíodo de avalanche com árgon necessita de ser feita a ganhos superiores à do mesmo com xénon (~ 40-60).

### 4.3.3 – Resolução limite do CGCP

A resolução em energia,  $R$ , de um CGCP é determinada pelas flutuações estatísticas que ocorrem nos processos de ionização primária, na produção de cintilação VUV, bem como na detecção da cintilação e no estágio de ganho no fotossensor e é dada por [Simons e Korte 1989, Moszynski et al. 1999b]:

$$R(\%) = 2,355 \sqrt{\frac{F}{N} + \frac{1}{N} \left( \frac{J}{N_s} \right) + \frac{1}{N_e} \left( F_{Si} + \left( \frac{\sigma_q}{G_q} \right)^2 \right)} \quad (3.1)$$

em que  $N$  é o número médio de electrões primários produzidos por cada raio X incidente,  $F$  é a variância relativa de  $N$  ou factor de Fano,  $N_s$  o número médio de fotões de cintilação produzidos por cada electrão primário,  $J$  a variância relativa em  $N_s$ ,  $N_e$  o número médio de electrões produzidos no fotodíodo de avalanche

por cada interacção de raio X no árgon,  $F_{Si}$  o factor de Fano para o silício e  $(\sigma_q/G_q)^2$  é a variância no ganho da multiplicação electrónica do fotossensor. O segundo termo do radicando de (3.1) pode ser desprezado em virtude de  $J \ll F$  e  $N_s > 100$  e o terceiro termo pode aproximar-se a  $2/N_e$  [Moszynski et al. 1999b]. Tendo em conta que  $N = E_x/w$ , sendo  $E_x$  a energia dos raios X e  $w$  a energia média necessária para produzir um electrão primário, então  $R$  virá:

$$R(\%) = 2,355 \sqrt{\frac{Fw}{E_x} + \frac{2}{N_e}} \quad (3.2)$$

Como  $N_e$  é proporcional à amplitude do impulso, o gráfico de  $R^2$  em função do inverso da amplitude,  $A^{-1}$ , para diferentes valores do campo eléctrico reduzido na região de cintilação e para um mesmo valor de  $E_x$ , apresenta um comportamento linear. A partir deste gráfico e extrapolando a linha na direcção da amplitude infinita, pode inferir-se a resolução limite do detector.

Na figura 3.7 representa-se a dependência de  $R^2$  com  $A^{-1}$  para o detector utilizado, podendo observar-se um comportamento linear num intervalo de amplitudes. Fora desse intervalo, o desvio a esse comportamento é devido aos diferentes processos que ocorrem dentro do detector à medida que o campo eléctrico reduzido varia na região de cintilação. A resolução em energia degrada-se para valores do campo eléctrico reduzido acima do limiar de ionização, devido às flutuações adicionais introduzidas pela multiplicação electrónica.

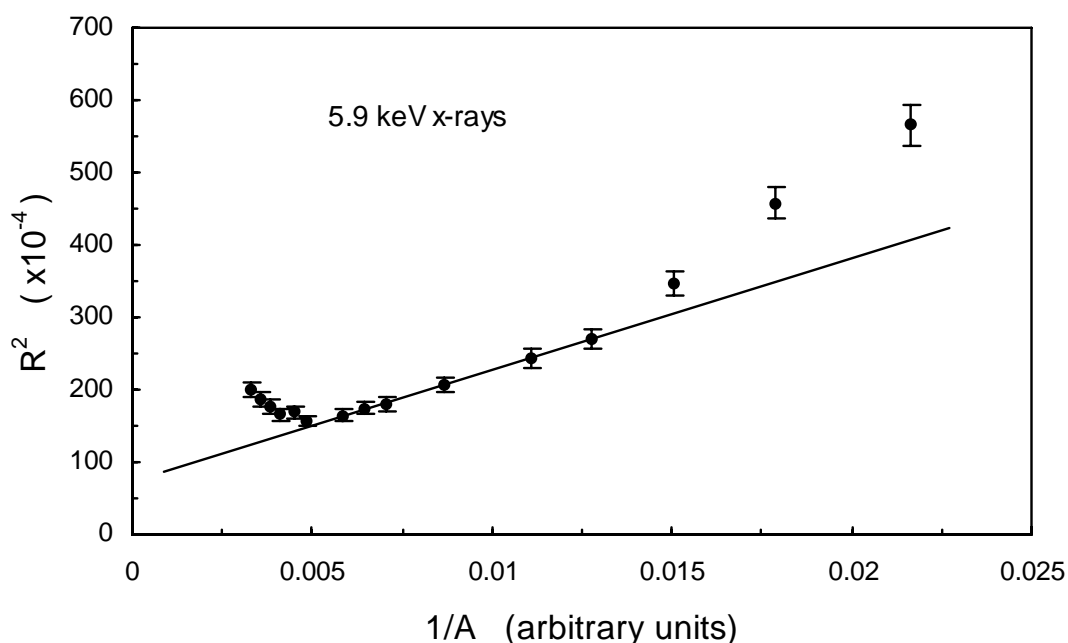


Figura 3.7 – Representação do quadrado da resolução em energia em função do inverso da amplitude para raios X de 5,9 keV. A linha a cheio é o resultado do ajuste pelo método dos mínimos quadrados aos seis pontos experimentais que seguem a tendência linear. O valor do campo eléctrico reduzido na região de deriva foi mantido ao valor constante de 0,2 V/cm/Torr e o ganho do fotossensor a 40 (Monteiro et al. 2001).

Para valores baixos do campo eléctrico reduzido a resolução em energia degrada-se mais rapidamente do que prediz a expressão (3.2) devido, por um lado, à relação sinal-ruído que é mais baixa e, por outro lado, à perda de electrões primários para a grelha G1. A transmissão electrónica através de G1 diminui abaixo da unidade para valores baixos da relação entre os campos eléctricos de cintilação e de deriva [Borges e Conde 1994].

A partir da figura 3.7 pode estimar-se a resolução limite do detector, como sendo 8,6% em largura a meia altura.



O número de electrões produzidos pela interacção de um raio X de 5,9 keV no fotodíodo de avalanche é dado por

$$N_e^{Si} = \frac{E_x}{w_{Si}} = \frac{5900 \text{ eV}}{3,6 \text{ eV}} \sim 1640 \quad (3.3)$$

A partir do factor de amplificação em luz, obtido a partir de dados experimentais, pode calcular-se o número de electrões,  $N_e$ , produzidos no fotodíodo pelo impulso de luz resultante da interacção dos raios X de 5,9 keV no árgon. Para campos eléctricos reduzidos de 0,2 V/cm/Torr na região de deriva e 4,0 V/cm/Torr na região de cintilação, obteve-se o valor de 3,4 para o factor de amplificação em luz, o que corresponde a um número de 5580 para  $N_e$ . O valor esperado para a resolução em energia, segundo (3.2) seria 9,8% em largura a meia altura, valor esse que é mais baixo do que o obtido experimentalmente, de 12,8%. A diferença deve-se ao facto de a relação sinal-ruído ser baixa,  $\sim 7$ , permitindo uma contribuição não desprezável das flutuações estatísticas introduzidas pelo ruído.

#### 4.3.4 – Eficiência quântica do Fotodíodo de Avalanche

A partir do valor para  $N_e$ , que pode ser medido, e de  $N_{uv}$ , o número de fótons ultravioleta que atingem o fotodíodo e que pode ser calculado, pode determinar-se a eficiência quântica do fotodíodo de avalanche de grande área utilizado neste trabalho e que é dada por

$$QE = \frac{N_e}{N_{uv}} \quad (3.4)$$

Para campos eléctricos reducidos de 0,2 V/cm/Torr na região de deriva e de 5,0 V/cm/Torr na região de cintilação obteve-se um ganho em luz de 4,9, ao que corresponde um número total de electrões produzidos pela cintilação no fotodíodo de  $N_e \sim 8030$ . O cálculo de  $N_{uv}$  é feito tendo em conta a diferença de potencial ao longo da região de cintilação, ou seja, 4560 V, a eficiência de cintilação do árgon para o E/p de 5,0 V/cm/Torr na região de cintilação, a qual é 72,5% [Dias et al. 1986], a energia média do fóton UV, que é de 9,8 eV [Takahashi et al. 1983], o ângulo sólido relativo médio subtendido pelo fotossensor para a trajectória dos electrões primários, 0,2 [dos Santos et al. 1992] e o número médio de electrões primários produzidos, no árgon, pelos raios X de 5,9 keV, considerando  $w_{Ar} = 26,4$  eV [Bronic 1998]. Assim,

$$N_{uv} \approx \left( \frac{0,725 \times 4560 eV}{9,8 eV} \times 0,2 \right) \times \left( \frac{5900 eV}{26,4 eV} \right) \sim 15080 \quad (3.5)$$

A eficiência quântica do fotodíodo de avalanche é, assim,  $\sim 50\%$ , um valor coerente com as especificações do fabricante [Zhou e Szawlowski 1999], 40-60% na região dos 120-135nm.

### 4.3.5 – Espectrometria de raios X

A figura 3.8 mostra espectros típicos de amostras de três compostos diferentes, nomeadamente biotite (24% Fe, 17% Si, 8% Al, 7% K, 2% Ti e Mg), gesso ( $\text{CaSO}_4$ ) e silício (~100% Si), as quais foram excitadas com uma fonte de raios X de  $^{55}\text{Fe}$ .

As características espectrais incluem o pico dos raios X do Mn provenientes da fonte de excitação e as linhas de fluorescência K com energias acima de 1,5 keV dos diversos elementos. Encontram-se resolvidos os picos de fluorescência de elementos cujo número atômico dista de, pelo menos, duas unidades.

As resoluções em energia obtidas para as linhas K de alguns elementos constituintes das amostras em causa apresentaram os seguintes valores:

31% para o silício (1,75 keV);

22% para o potássio (3,3 keV);

21% para o cálcio (3,7 keV);

19% para o titânio (4,5 keV).

O comportamento do CGCP equipado com fotodíodo de avalanche de grande área e enchimento a árgon, quando utilizado em espectrometria de raios X, apresenta comportamento similar ao esperado para um CP de enchimento a árgon. Contudo, o CGCP suporta taxas de contagem muito mais elevadas do que o CP e tem uma melhor relação sinal-ruído.

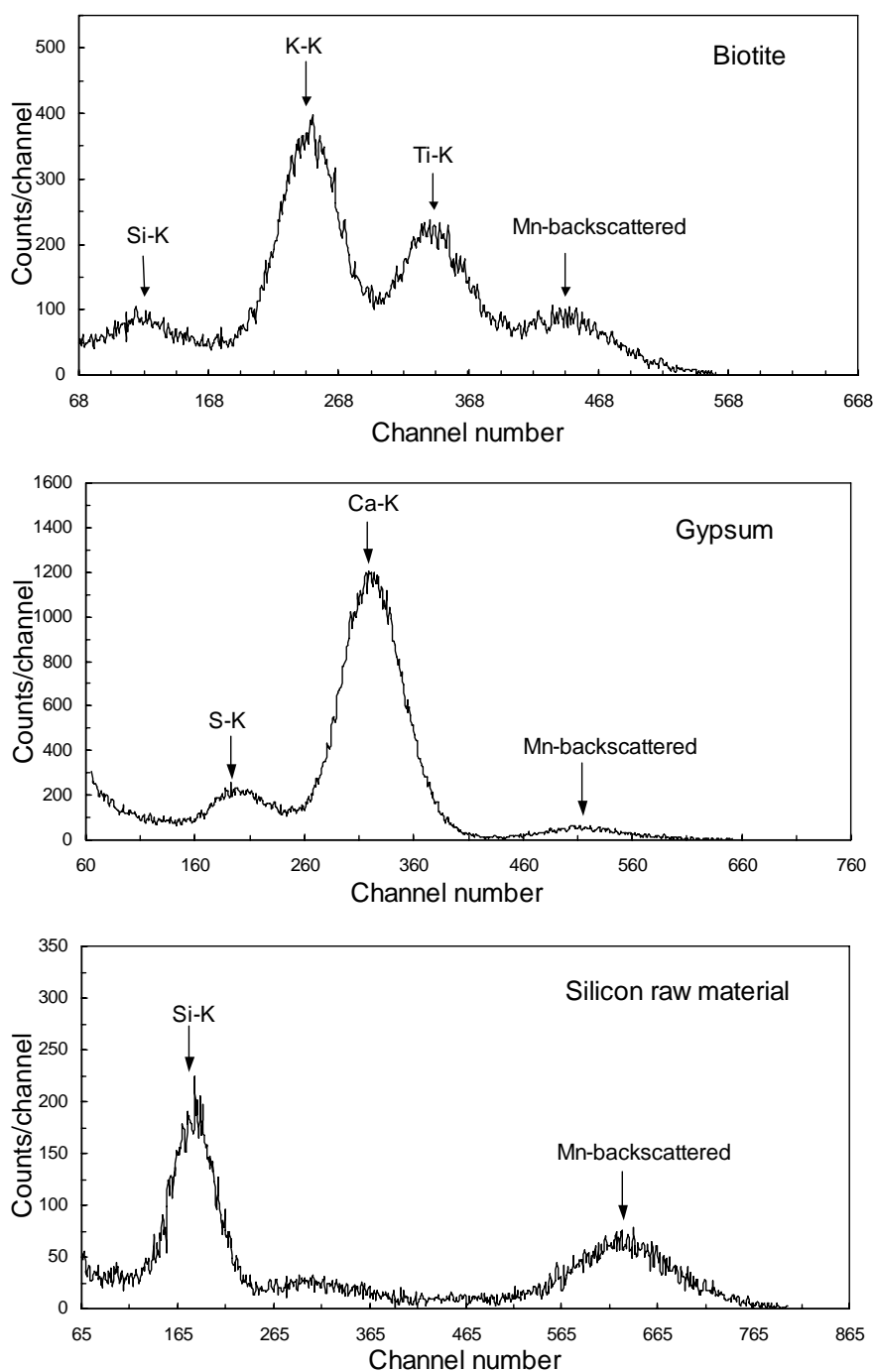


Figura 3.9 – Espectros de fluorescência de raios X para a biotite (cerca de 24% Fe, 17% Si, 8% Al, 7% K, 2% Ti e Mg), o gesso ( $\text{CaSO}_4$ ) e o silício (~100% Si), cujas amostras foram excitadas com uma fonte de raios X de  $^{55}\text{Fe}$  (Monteiro et al. 2001).

#### 4.4 – Conclusões

Neste capítulo foi descrito o estudo efectuado com um CGCP de campo uniforme e enchimento a árgon, no qual foi integrado um fotodíodo de avalanche de grande área como fotossensor e foram apresentados os resultados obtidos com o mesmo.

A partir dos resultados experimentais estimaram-se os valores para os limiares de excitação e ionização do árgon, sendo esses de 0,7 e 3,7 V/cm/Torr, respectivamente. Estes valores revelam-se algo inferiores aos mencionados na literatura.

O melhor desempenho foi conseguido para campos eléctricos reduzidos de cerca de 0,5 e 4,5 V/cm/Torr, respectivamente nas regiões de deriva e cintilação, e uma tensão de polarização do fotodíodo de cerca de 1810 V.

A melhor resolução em energia obtida com este detector foi de 12,5% para raios X de 5,9 keV, um valor ligeiramente melhor do que o obtido com contadores proporcionais de enchimento a árgon e ainda melhor do que os de outros CGCP de enchimento a árgon descritos na literatura.

O fotodíodo de avalanche de grande área mostrou-se um fotossensor adequado para a detecção da cintilação do árgon produzida num CGCP, com uma eficiência quântica de aproximadamente 50% para a cintilação do árgon.

Registou-se um bom desempenho do fotodíodo de avalanche para tensões de polarização do mesmo acima de 1800 V, ao que corresponde um ganho de cerca de 100.

## **CAPÍTULO 5**

### **Contador Gasoso de Cintilação Proporcional com Microfita revestida com um filme de Iodeto de Césio como fotossensor e enchimento a Árgon**

---

#### **5.1 – Introdução**

O detector híbrido Contador Gasoso de Cintilação Proporcional/ Câmara Gasosa de Microfitas foi desenvolvido recentemente [Veloso et al. 2001] e feito o estudo do seu desempenho utilizando o xénon como gás de enchimento. Este detector apresenta-se como uma boa alternativa aos CGCPs equipados com fotomultiplicador em aplicações onde se pretende um detector compacto, de baixo consumo, mais barato e com grandes áreas de detecção.

Um dos factores limitativos do desempenho do detector híbrido com enchimento a xénon é o número reduzido de fotoelectrões que são transmitidos da área activa do fotocátodo para a região à volta dos ânodos, onde se produz a avalanche, o que se deve à retrodifusão dos fotoelectrões nos átomos de xénon [Rachinhas et al. 2001].

Gases de enchimento com um valor de  $Z$  mais baixo, tais como o árgon, que apresentam uma eficiência de recolha de fotoelectrões, mais elevada, sendo esta a razão entre o número de fotoelectrões que são recolhidos e o número total emitido, em princípio devem melhorar o desempenho do detector híbrido.

A eficiência de recolha de fotoelectrões é, no xénon, muito mais baixa do que no vazio, apresentando valores de 20%, 30% e 50% para campos eléctricos reduzidos, acima da superfície dos cátodos, de 7, 20 e 36 V/cm/Torr, respectivamente [Rachinhas et al. 2001]. Segundo a literatura, para fotocátodos de iodeto de céσιο a operar em árgon esse valor chega aos 90% para campos eléctricos reduzidos acima dos 6 V/cm/Torr [Buzulutskov et al. 1999]. Este factor pode conduzir a um aumento do sinal e uma melhoria na resolução em energia do detector.

Neste capítulo descreve-se o estudo efectuado e os resultados obtidos com o detector híbrido tendo como gás de enchimento o árgon. Determinam-se o ganho de amplificação em luz, a eficiência de recolha dos fotoelectrões e a resolução em energia e comparam-se com os valores obtidos para o mesmo detector, mas com enchimento a xénon.

## 5.2 – Descrição do detector

A figura 5.1 representa, esquematicamente, o detector híbrido utilizado. A região de absorção/deriva tem 4 cm de profundidade e a de cintilação 1cm, sendo as duas regiões separadas por uma grelha, G1, feita em rede de aço inox com fios de 80 $\mu$ m de diâmetro, espaçados de 900  $\mu$ m. O gás de enchimento é o árgon puro a uma pressão de 800 Torr,  $1,07 \times 10^5$  Pa.

À janela de radiação e ao eléctrodo de focagem, F, foi aplicada uma tensão elevada, negativa,  $-HV_0$ , enquanto que a grelha G1 e o seu suporte foram mantidos a uma tensão  $-HV_1$ .

A placa de microfitas é do modelo CERN MS-4 e consiste em ânodos de 10  $\mu$ m e cátodos de 80  $\mu$ m com um espaçamento de 200  $\mu$ m entre ânodos consecutivos, os quais foram fabricados a partir de um filme de crómio de 0,2  $\mu$ m de espessura depositado num substrato em vidro Desag D263 de 500 $\mu$ m de espessura. A superfície inferior está revestida por uma camada de crómio de 0,1  $\mu$ m de espessura, não estruturada. Esta última e os cátodos foram mantidos a 0 V e aos ânodos foi aplicada uma tensão positiva,  $V_a$ .

O campo eléctrico na região de deriva é determinado pela diferença de potencial entre G1 e a janela de radiação; na região de cintilação é a tensão de G1 que determina o valor do campo eléctrico. O campo eléctrico acima dos cátodos é determinado



pelas tensões aplicadas aos ânodos e a G1. O ganho da placa de microfitas é determinado pela tensão nos ânodos.

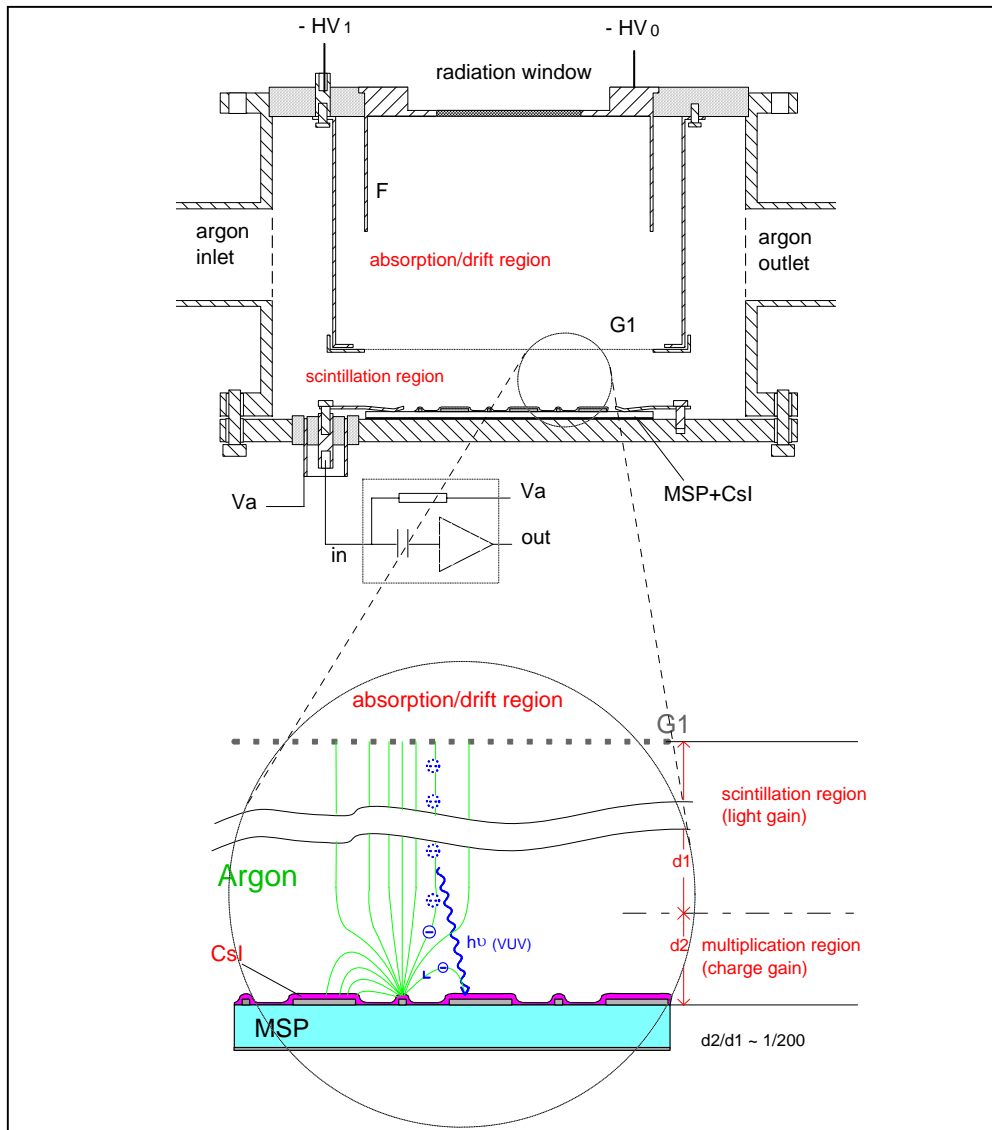


Figura 5.1 – Desenho esquemático do CGCP tendo como fotossensor uma placa de microfitas revestida com iodeto de cézio [Monteiro et al. 2002a].

Foi depositada, em vácuo, uma camada de CsI hiper-puro com 500 nm de espessura e 30 mm de diâmetro sobre a superfície da placa de microfitas, tendo havido especial cuidado para evitar a contaminação do filme de CsI com água, em virtude de aquele ser

altamente higroscópico. A placa de microfítas foi aquecida previamente a cerca de 100°C durante uma hora, antes da evaporação, o período máximo que o filme de CsI esteve exposto ao ar foi sempre inferior a dez minutos e, após colocação da placa de microfítas revestida com CsI dentro do detector, o filme de CsI foi aquecido em vácuo a cerca de 80°C durante 24 horas [Anderson 1992, Breskin et al. 1995, Lees et al. 1996].

A nuvem de electrões primários originada pelas interacções dos raios X deriva, sob a acção de um campo eléctrico fraco, tipicamente abaixo do limiar de excitação,  $\sim 0,7$  V/cm/Torr [Monteiro et al. 2001] em direcção à zona de cintilação. O campo eléctrico na zona de cintilação tem intensidade suficiente para que os electrões primários adquiram, entre duas colisões consecutivas, energia suficiente para excitar os átomos do árgon produzindo-se, assim, cintilação VUV nos processos de desexcitação do gás. Tal como acontece nos CGCPs tradicionais, a intensidade dos impulsos de cintilação é proporcional ao número de electrões primários e, portanto, à energia do raio X incidente. Os fotões VUV de cintilação que incidem no filme de CsI depositado na superfície da placa de microfítas induzem a emissão de fotoelectrões nas áreas activas, i.e. os cátodos. Estes fotoelectrões sofrem multiplicação de carga à volta dos ânodos da placa de microfítas.

A placa de microfítas revestida com CsI funciona simultaneamente como grelha de recolha dos electrões primários do CGCP, fotossensor para a cintilação VUV do CGCP e estágio de amplificação dos fotoelectrões. Enquanto que a região superior,

$d_1$ , funciona como a região de cintilação de campo uniforme de um CGCP convencional, a região  $d_2$  funciona como uma câmara gasosa de microfita típica. O detector híbrido, no seu conjunto, opera como um CGCP e não como uma câmara gasosa de microfita [Veloso et al. 2001].

### 5.3 – Resultados Experimentais

A figura 5.2 mostra um espectro típico recolhido com o detector híbrido de árgon para um feixe colimado a 2 mm de raios X de 5,9 keV provenientes de uma fonte radioactiva de  $^{55}\text{Fe}$ , cuja linha  $K_\beta$  foi filtrada com um filme de crómio.

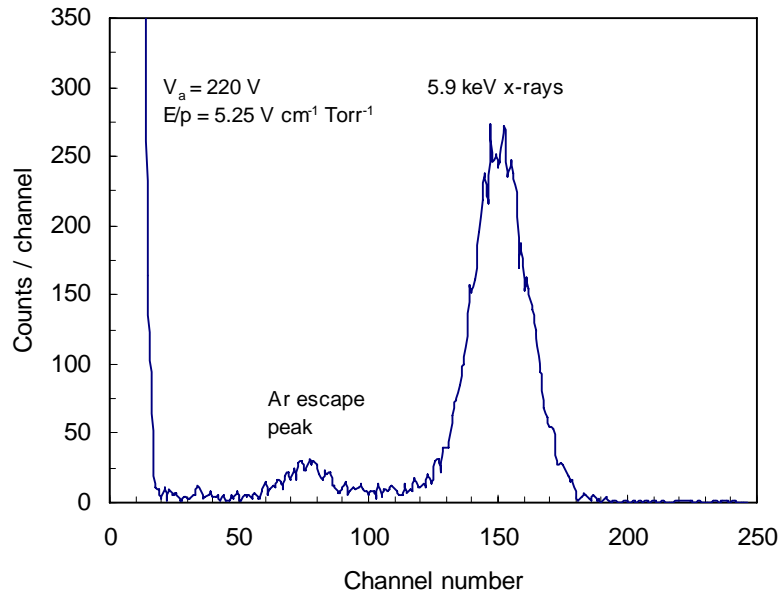


Figura 5.2 – Espectro típico de raios X de 5,9 keV, obtido com o detector híbrido e enchimento a árgon para  $V_a=220 \text{ V}$ ,  $E/p = 0,3$  e  $5,25 \text{ V/cm/Torr}$  nas regiões de deriva e cintilação, respectivamente [Monteiro et al. 2002a].

O campo eléctrico reduzido usado na região de deriva foi de 0,3 V/cm/Torr e na região de cintilação foi de 5,25 V/cm/Torr. Foi aplicada uma tensão de 220 V aos ânodos da placa de microfita, o que corresponde a campos eléctricos reduzidos, acima dos cátodos, com valores que vão desde 8 até 30 V/cm/Torr .

As características do espectro incluem o pico correspondente aos 5,9 keV, os picos de escape da fluorescência do árgon e a cauda do ruído electrónico no limite das baixas energias.

Os impulsos do ânodo foram conduzidos através de um pré-amplificador CANBERRA 2006, com uma sensibilidade de 235 mV por  $10^6$  pares de iões (i.e. 1,1 V/pC), a um amplificador linear TENNELEC TC243, com constantes de formatação de 8  $\mu$ s. Para a determinação da amplitude dos picos e das resoluções em energia ajustaram-se as distribuições de amplitude a funções gaussianas sobrepostas a um fundo linear.

### 5.3.1 – Características operacionais do detector

A figura 3.3 representa a amplitude relativa e a resolução em energia em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação para raios X de 5,9 e 22,1 keV, mantendo o campo eléctrico reduzido na região de deriva a  $\sim 0,3$  V/cm/Torr e o ganho do fotossensor constante, com  $V_a=220$  V.

Os resultados experimentais evidenciam a tendência aproximadamente linear, característica da cintilação secundária dos CGCP. Abaixo do limiar de cintilação a amplitude dos impulsos torna-se constante, devendo-se unicamente à amplificação dos electrões primários.

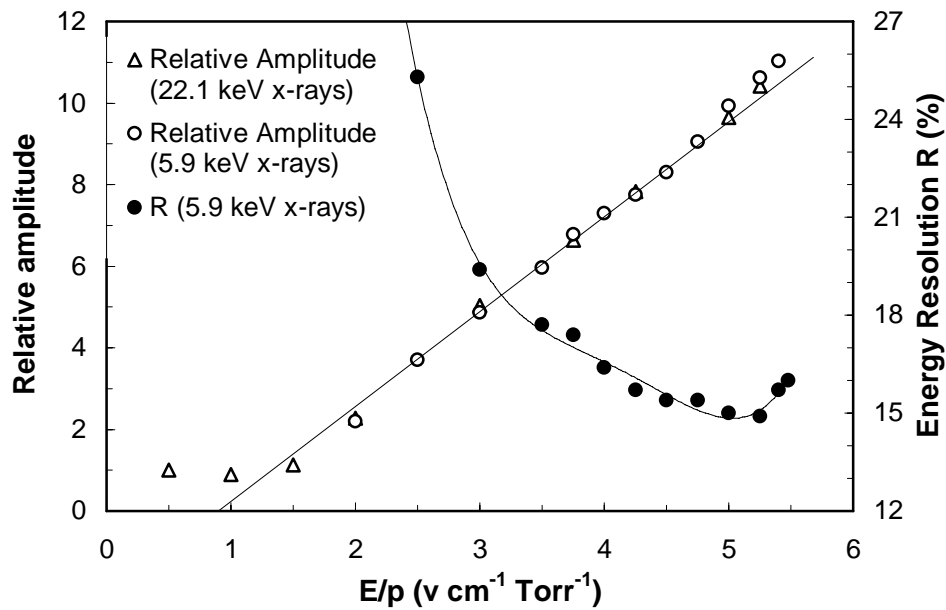


Figura 5.3 – Amplitude relativa e resolução em energia em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação para raios X de 5,9 e 22,1 keV, para um campo eléctrico reduzido de deriva de  $\sim 0,3$  V/cm/Torr e um ganho do fotossensor constante ( $V_a=220$  V) [Monteiro et al. 2002a].

Para efeitos de comparação representa-se na figura 4 a amplitude relativa em função de  $E/p$  na região de cintilação para CGCP com enchimento a árgon e a xénon, e equipados com fotodíodo de avalanche ou placa de microfita revestida com CsI

como fotossensores, mantendo constantes os ganhos dos fotossensores e os mesmos campos eléctricos reduzidos na região de deriva.

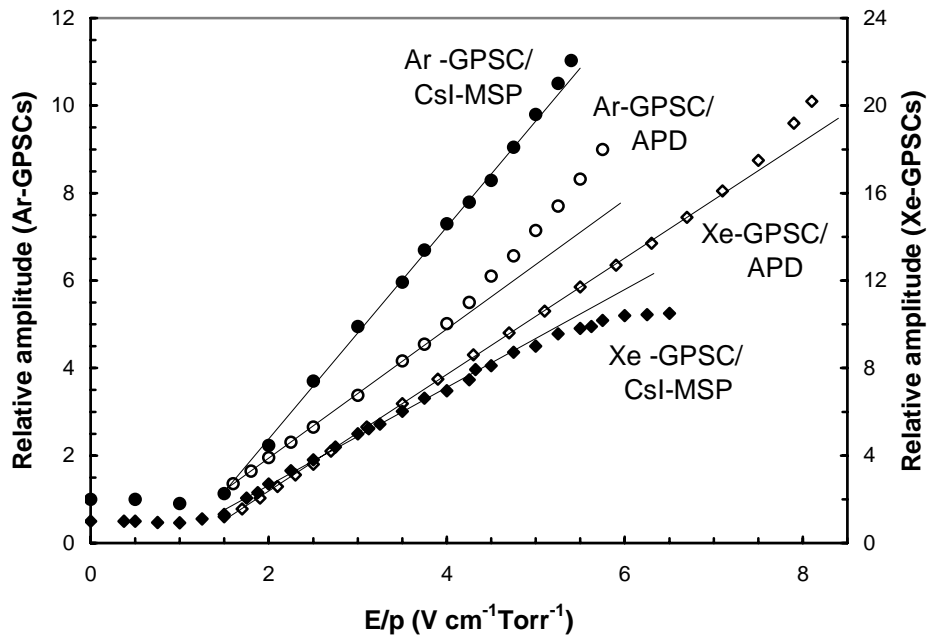


Figura 5.4 – Amplitude relativa em função de  $E/p$  na região de cintilação para CGCP com enchimento a árgon e a xénon, e equipados com fotodíodo de avalanche ou placa de microfita revestida com CsI como fotossensores, mantendo constantes os ganhos dos fotossensores e os campos eléctricos reduzidos na região de deriva [Monteiro et al. 2002a].

Podem observar-se comportamentos diferentes para os casos do detector híbrido de enchimento a árgon e de enchimento a xénon para valores elevados de  $E/p$  na região de cintilação, quando comparados com o detector equipado com fotodíodo de avalanche. Enquanto que para o detector de xénon a amplitude tende a saturar, para o árgon a amplitude continua a aumentar com

E/p, embora não à mesma taxa a que aumentaria se considerasse unicamente a ionização que ocorre na região de cintilação para campos eléctricos acima do limiar de ionização do árgon, como acontece nos CGCP equipados com fotodíodo de avalanche de grande área [Lopes et al. 2001, Monteiro et al. 2001]. As diferenças entre os dois tipos de fotosensores devem-se à diminuição da intensidade do campo eléctrico à superfície do fotocátodo, com o aumento do campo eléctrico na região de cintilação [Veloso et al. 2001, Freitas et al. 2001]. A saturação da amplitude nos detector híbrido com enchimento a xénon foi discutida em detalhe nos trabalhos de [Veloso et al. 2001, Freitas et al. 2001]. Os resultados experimentais mostram que, no xénon, a influência que a intensidade do campo eléctrico à superfície do CsI exerce sobre a eficiência de recolha dos fotoelectrões é mais importante do que no árgon.

A figura 5.5 mostra, para o detector híbrido com enchimento a árgon, a amplitude relativa dos impulsos, assim como a resolução em energia, em função da tensão nos ânodos,  $V_a$ , para raios X de 5,9 keV. Os campos eléctricos reduzidos foram fixos a 0,3 V/cm/Torr na região de deriva e 5,25 V/cm/Torr na de cintilação. Para efeitos de comparação sobrepôs-se uma função exponencial, representada por uma linha a cheio, aos pontos experimentais. O ganho do fotossensor evidencia, até valores para  $V_a$  de cerca de 205 V, a variação exponencial característica dos processos de multiplicação de carga que ocorrem em câmaras gasosas de microfita. Para valores superiores de  $V_a$  o comportamento do ganho diverge do anterior. Este facto deve-se à influência da

realimentação positiva que ocorre por causa da cintilação adicional produzida nos processos de avalanche electrónica, o que conduz a um aumento mais rápido do ganho.

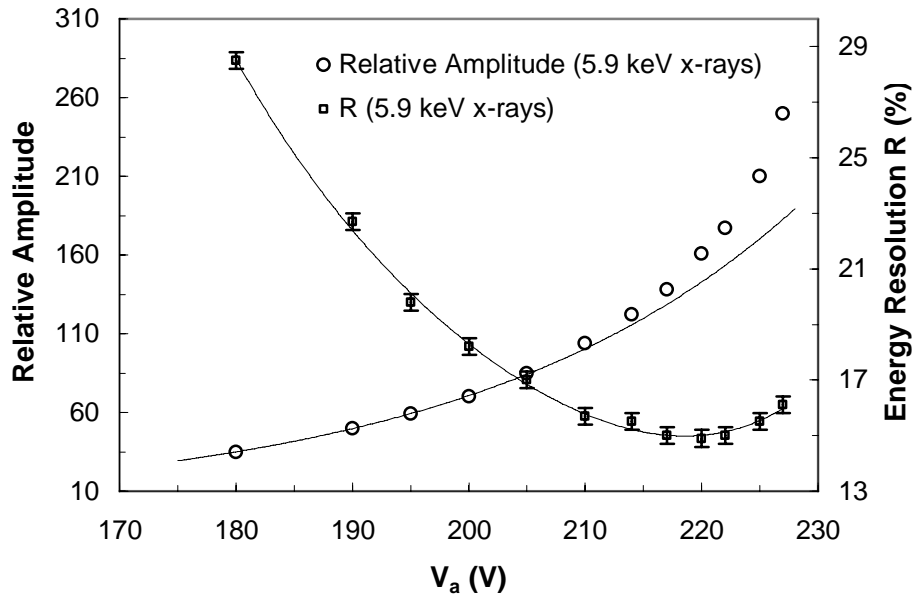


Figura 5.5 – Amplitude relativa e resolução em energia em função de  $V_a$  para raios X de 5,9 keV e campos eléctricos reduzidos de 0,3 e 5,25 V/cm/Torr nas regiões de deriva e cintilação, respectivamente [Monteiro et al. 2002a].

Este efeito também se pode observar no mesmo detector, mas com enchimento a xénon [Veloso et al. 2001].

Sendo  $G_{tot}$  o ganho total medido e  $G_{exp}$  o ganho representado pela função exponencial da figura 5.5,  $G_{tot}/G_{exp}$  representa o ganho devido à realimentação positiva devida à cintilação produzida na avalanche dos fotoelectrões. Na figura 5.6 está representado o ganho devido à realimentação positiva,  $G_{tot}/G_{exp}$ , tanto para o árgon [Monteiro et al. 2002a] como para o xénon



[Veloso et al.2001]. Tanto para o árgon como para o xénon, a resolução em energia do detector degrada-se acima de valores de cerca de 1.1 para o ganho devido à realimentação positiva. Este valor foi obtido para  $V_a=220V$  no caso do árgon e  $V_a=360V$  no caso do xénon.

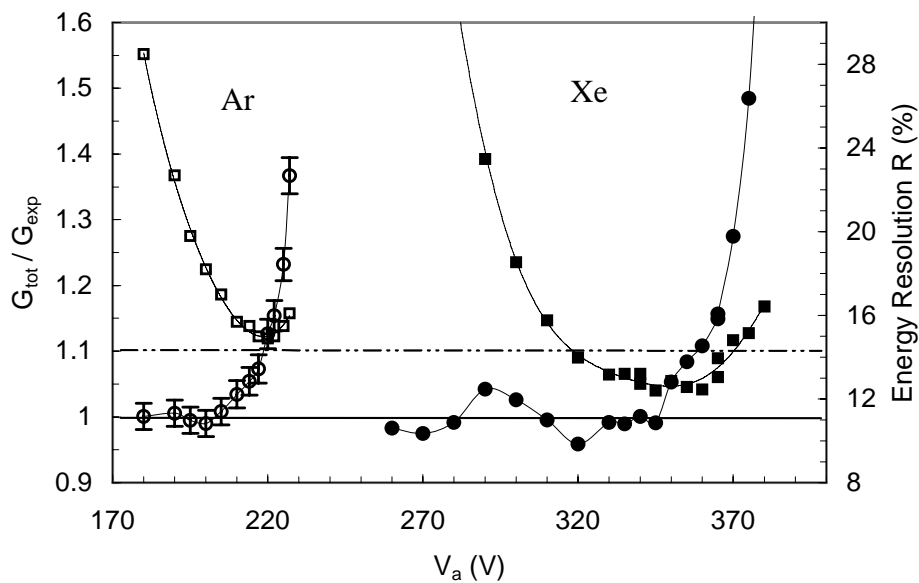


Figura 5.6 – Ganho devido à realimentação positiva e resolução em energia em função de  $V_a$  para raios X de 5,9 keV e para o detector híbrido com árgon e com xénon [Monteiro et al. 2002].

Tal como se esperaria [Veloso et al. 2001, Borges et al. 1999], o melhor valor para a resolução em energia foi obtido para valores do campo eléctrico reduzido, na região de cintilação, logo acima do limiar de ionização do árgon, como se pode ver nas figuras 5.3 e 5.4.

A resolução em energia de um CGCP a operar em regime de baixa multiplicação de carga é dada pela expressão [Veloso et al. 2001, Borges et al. 1999]

$$\begin{aligned}
 R(\%) &= 2,355 \sqrt{\frac{(F + f)}{N} + \frac{1}{N_e} \left( 1 + \left( \frac{\sigma_q}{G_q} \right)^2 \right)} = \\
 &= 2,355 \sqrt{\frac{(F + f)}{N} + \frac{(1 + f')}{N_e}} \quad (5.1)
 \end{aligned}$$

onde  $N$  é o número médio de electrões primários produzidos por cada fóton  $X$  incidente,  $F$  é a variância relativa em  $N$  ou factor de fano,  $f = (\sigma_G/G)^2$  é a variância no ganho em carga na região de cintilação,  $N_e$  é o número médio de fotoelectrões produzidos no fotossensor por raio  $X$  incidente e  $f' = (\sigma_q/G_q)^2$  é a variância no ganho em carga do fotossensor. Em regime de baixa multiplicação, como no caso em estudo,  $f$  é muito menor do que  $F$ . À medida que o campo eléctrico reduzido aumenta na região de cintilação,  $N_e$  aumenta, apesar da diminuição da eficiência de extracção dos fotoelectrões. O ligeiro aumento no valor do primeiro termo de (5.1), pelo aumento de  $f$ , é compensado por uma diminuição no valor do segundo termo, até o aumento de  $f$  se tornar dominante.

Obteve-se uma resolução em energia de 14,8% para raios  $X$  de 5,9 keV, sendo o valor de  $E/p$  na região de cintilação 5,25 V/cm/Torr e  $V_a$  igual a 220 V. Comparando com outros detectores de enchimento a árgon, este resultado é melhor do que os que se obtêm com detectores baseados em GEMs [Bressan et al. 1999], mas pior do que os valores obtidos para a resolução em energia com CPs [Sipilä 1977], câmaras gasosas de microfita [Budtz-Jorgensen et al. 1994] ou CGCPs equipados com fotodíodos de avalanche sensíveis ao VUV [Monteiro et al. 2001].

O limite do ruído electrónico nas baixas energias tem o valor de 700 eV, o que é cerca de três vezes mais elevado do que para o detector híbrido com enchimento a xénon, mas semelhante ao obtido para o CGCP de enchimento a árgon equipado com fotodíodo de avalanche [Monteiro et al. 2001].

### 5.3.2 – Ganho de amplificação em luz e eficiência de recolha dos fotoelectrões

A partir dos resultados experimentais apresentados na figura 5.3 pode estimar-se o ganho,  $L$ , de amplificação em luz do detector, ou seja, o número de fotoelectrões detectados por electrão primário,  $L = N_{fotoels}/N_{el\ prim}$ . Este valor pode ser estimado desde que seja conhecido o ganho médio na avalanche por fotoelectrão,  $G_{fotoel}$ , relativamente ao ganho médio na avalanche por electrão primário,  $G_{el\ prim}$ . Para o detector híbrido tem-se

$$G_{fotoel} \times N_{fotoel} + G_{el\ prim} \times N_{el\ prim} = A_r \times G_{el\ prim} \times N_{el\ prim} \quad (5.2)$$

onde  $A_r$  representa a amplitude para um dado E/p relativamente a E/p = 0 V/cm/Torr, figura 5.3.

$G_{fotoel}$  e  $G_{el\ prim}$  foram calculados por simulação numérica [Freitas et al. 2001] utilizando coeficientes de Townsend [Kruithof 1940], tanto para o árgon como para o xénon, a uma pressão de 800 Torr, E/p = 5 V/cm/Torr,  $V_a = 220$  V para o árgon e 360 V para o xénon. Assumiu-se uma emissão uniforme de

fotoelectrões em toda a área activa do fotocátodo. A partir da simulação obteve-se

$$G_{fotoel} / G_{el\ prim} = 1,2 \text{ para o árgon}$$

$$G_{fotoel} / G_{el\ prim} = 1,8 \text{ para o xénon}$$

$$G_{fotoel} (\text{Xe}) \sim 10 \times G_{fotoel} (\text{Ar}).$$

Dos resultados experimentais apresentados na figura 5.4 obteve-se, para as condições acima mencionadas, os valores de  $A_r=10$  correspondendo a  $L=7,7$  para o detector híbrido com enchimento a árgon e  $A_r = 9$  correspondendo a  $L = 4,5$  para o detector híbrido com enchimento a xénon. O ganho de amplificação em luz é, no árgon, 70% mais elevado do que no xénon. Um factor responsável por este resultado é o facto de a eficiência de recolha dos fotoelectrões ser mais elevada no árgon do que no xénon, como veremos mais adiante.

Na figura 5.7 apresenta-se a intensidade do campo eléctrico reduzido perpendicular à superfície de CsI,  $E_y/p$ , em função da posição,  $x$ , ao longo da largura do cátodo, assumindo  $x = 0$  como o centro do mesmo.

Os cálculos foram efectuados com um programa de simulação de campos eléctricos a 2D [Maxwell 2D], para  $E/p = 5$  V/cm/Torr na região de cintilação,  $V_a = 220$  V (curva Ar) e  $V_a = 360$  V (curva Xe).

A figura 5.7 mostra que o campo eléctrico reduzido à superfície do CsI, para as condições de operação do árgon é cerca

de duas vezes mais baixo do que para o xénon, com valores entre 10 e 25 V/cm/Torr para quase toda a área dos cátodos.

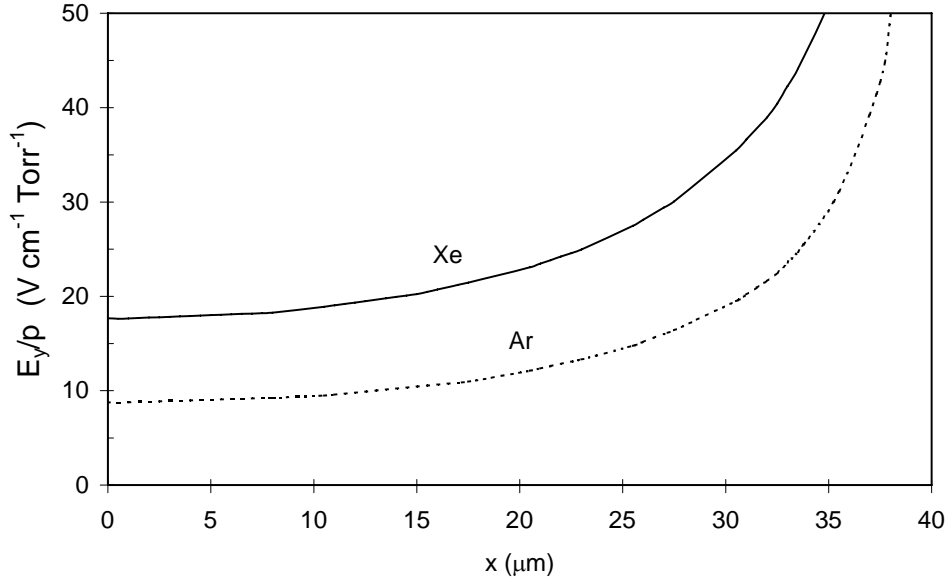


Figura 5.7 – Campo eléctrico reduzido perpendicular à superfície de CsI,  $E_y/p$ , em função da posição,  $x$ , ao longo da largura do cátodo, assumindo  $x = 0$  como o centro do mesmo, para  $E/p = 5$  V/cm/Torr na região de cintilação,  $V_a = 220$  V (curva Ar) e  $V_a = 360$  V (curva Xe) [Monteiro et al. 2002].

A eficiência média de recolha dos fotoelectrões,  $C_e$ , do detector híbrido pode calcular-se do seguinte modo:

$$C_e = L / N_{uv} \times QE^{-1} \quad (5.3)$$

onde  $N_{uv}$  é o número de fotões VUV por electrão primário que atinge a área activa do fotocátodo e  $QE$  a eficiência quântica do mesmo. O número total de fotões VUV produzidos por electrão primário ao atravessar a região de cintilação é dado por

$$N_{uv} = Q_{cint} \times \varepsilon_{cint} / \varepsilon \quad (5.4)$$

onde  $Q_{cint}$  representa a eficiência de cintilação, ou seja, a fracção de energia que o electrão primário ganha ao campo convertida em cintilação,  $\varepsilon_{cint}$  a energia total disponível no campo eléctrico e  $\varepsilon$  a energia média do fotão de cintilação. O número de fotões UV que atinge a área activa do fotocátodo é dado por

$$N_{uv} = N_{uv} \times f_{\Omega} \times f_c \quad (5.5)$$

onde  $f_{\Omega}$  é a fracção do ângulo sólido médio subtendido pelo filme de CsI relativamente à trajectória do electrão e  $f_c$  é a fracção de área activa do fotocátodo, ou seja, a fracção de área ocupada pelos cátodos. Para o detector utilizado,  $f_{\Omega} \sim 0,3$  [dos Santos et al. 1992],  $f_c = 0,4$  [Veloso et al. 2001] e  $\varepsilon_{VG1} = 4$  keV ( $V_{G1}=4000$  V) para  $E/p = 5$  V/cm/Torr na região de cintilação. O valor de  $\varepsilon$  para o árgon é 9,8 eV e para o xénon é 7,2 eV [Policarpo 1981], enquanto que  $Q_{cint}$  é, para o árgon, 0,72 [Dias et al. 1986] e, para o xénon, 0,78 [Santos et al. 1993]. Substituindo estes valores em (5.4) e (5.5) obtêm-se, para  $N_{uv}$ , os valores de  $\sim 35$  e  $\sim 52$  para o detector de árgon e o de xénon, respectivamente. Assumindo uma eficiência quântica de 55% e 30% para o fotocátodo de CsI a 130 e 170 nm [Breskin 1996], a eficiência de recolha dos fotoelectrões, calculada a partir de (5.3) resulta em valores próximos de 40% para o árgon e 30% para o xénon.

A eficiência de recolha dos fotoelectrões calculada para o detector de xénon apresenta um valor mais baixo do que o obtido por simulação de Monte Carlo [Rachinhas et al. 2001] para campos eléctricos reduzidos entre 17 e 40 V/cm/Torr ( $\sim 30$  a 55%). Se assumirmos uma eficiência de recolha dos fotoelectrões

entre 40% e 45%, obteremos para a eficiência quântica do fotocátodo utilizado entre ~ 20% e 22%, a 170 nm. Este é um valor realista para um fotocátodo de CsI aquecido em vácuo, sendo 30% o valor máximo.

A eficiência de recolha de fotoelectrões calculada para o árgon é muito mais baixa do que a mencionada em [Buzulutskov et al. 1999], de ~90%, para um fotocátodo de CsI em atmosfera de árgon irradiado com fotões de 185 nm. Se assumirmos uma eficiência de recolha de fotoelectrões de 90% para o árgon obteríamos um valor de ~25% para a eficiência quântica do fotocátodo a 130 nm. Este valor é muito baixo para o fotocátodo de CsI do detector utilizado, tendo em conta o valor estimado para a sua eficiência quântica a 170 nm (~20%). Por outro lado, se assumirmos uma eficiência quântica para o fotocátodo de ~35% a 130 nm, baseado no valor de 20% a 170 nm, a eficiência de recolha de fotoelectrões para o detector de árgon teria um valor de ~60%. Este valor ainda é muito baixo quando comparado com o de [Buzulutskov et al. 1999].

A explicação para esta divergência é apresentada em [Dias et al. 2004], em que a eficiência de recolha dos fotoelectrões depende da energia dos fotões incidentes no CsI, estando relacionada com as diferentes distribuições em energia dos fotoelectrões emitidos pelo CsI. Em [Buzulutskov et al. 1999] foi utilizada radiação de 185 nm, enquanto que neste trabalho os valores se referem à cintilação do árgon, 128 nm, que resulta numa eficiência de recolha dos fotoelectrões bastante menor. No entanto, os valores apresentados por [Dias et al. 2004] para a

eficiência de recolha dos fotoelectrões emitidos por um fotocátodo de CsI em árgon para 128 nm são muito baixos (~15-20% para  $E/p \sim 10-15$  V/cm/Torr) mesmo se assumíssemos o valor máximo para a eficiência quântica deste fotocátodo (55%). Esta discrepância pode dever-se ao facto de a intensidade de campo eléctrico à superfície dos cátodos poder tomar valores muito elevados, acima dos 40 V/cm/Torr.

#### **5.4 – Conclusões**

Neste capítulo foi descrito o desempenho de um detector híbrido, CGCP/câmara gasosa de microfitas com enchimento a árgon.

Para a resolução em energia foi obtido um valor de 14,8% para raios X de 5,9 keV, campo eléctrico reduzido na zona de cintilação de 5,25 V/cm/Torr e 220 V para a diferença de tensão entre os ânodos e os cátodos da placa de microfitas. Embora este valor se apresente melhor do que os obtidos com detectores gasosos baseados em GEMs, é mais elevada do que as obtidas com outros detectores com enchimento a árgon, como os contadores proporcionais, as câmaras gasosas de microfitas ou CGCP equipados com fotodíodos de avalanche sensíveis ao VUV ou, ainda o mesmo detector híbrido mas com enchimento a xénon.



Comparando com o enchimento a xénon, o número de fotoelectrões detectados por electrão primário é 70% mais elevado. De igual modo, a eficiência de recolha dos fotoelectrões emitidos pelo fotocátodo é, no detector híbrido de árgon, 30 a 40% mais elevada do que para o mesmo detector com enchimento a xénon.

O facto de o ganho em carga, na placa de microfita, exactamente antes do início da realimentação positiva, ser no árgon mais baixa do que no xénon, em cerca de dez vezes, é um factor responsável pelo pior desempenho do detector híbrido de árgon.

Misturas de árgon-xénon poderão combinar as vantagens do aumento da eficiência de recolha de fotoelectrões conseguida com misturas gasosas baseadas em árgon, com o menor valor para a energia média necessária para produzir um electrão primário, conduzindo a um número mais elevado de electrões primários, e ainda com o maior ganho em carga característico das misturas gasosas baseadas em xénon. Portanto, espera-se que o detector híbrido a operar com misturas de árgon-xénon possa apresentar melhores resultados do que com árgon puro ou xénon puro.

## **CAPÍTULO 6**

### **Contador Gasoso de Cintilação Proporcional com Microfita revestida com um filme de Iodeto de Césio como fotossensor a operar com misturas Árgon-Xénon**

---

#### **6.1 – Introdução**

No capítulo anterior descreveu-se o estudo efectuado com o detector híbrido CGCP/câmara gasosa de microfita com enchimento a árgon e compararam-se resultados com o estudo feito para o mesmo detector com enchimento a xénon.

O baixo valor para a eficiência de recolha dos fotoelectrões emitidos pelo fotocátodo de CsI em xénon, 30 a 55% [Rachinhas et al. 2001], é um factor limitativo do desempenho do detector

híbrido de xénon. Por outro lado, a eficiência de recolha dos fotoelectrões em árgon é, para a irradiação com fotões de 172 nm, quase o dobro do que em xénon [Dias et al. 2004].

Utilizando misturas gasosas de árgon-xénon como gás de enchimento do detector híbrido poder-se-á melhorar o desempenho do mesmo. Estas misturas podem ter vantagens sobre o árgon e/ou o xénon puro, pois podem combinar um valor mais elevado para a eficiência de recolha dos fotoelectrões [Dias et al. 2004] no árgon e para a cintilação de 172 nm, emitida pelas misturas Ar-Xe, com um valor semelhante ao do xénon puro para a energia média necessária para produzir um electrão primário nas misturas Ar-Xe e um valor mais elevado para o ganho em carga na placa de microfitas para as misturas.

Neste capítulo descreve-se o estudo efectuado e os resultados obtidos com o detector híbrido a operar com misturas de árgon-xénon em diferentes concentrações, nomeadamente 5%Xe, 10%Xe, 20%Xe e 70%Xe. Para cada mistura determinou-se as melhores condições de operação, a amplificação da cintilação e a resolução em energia.

## **6.2 – Resultados Experimentais**

O detector utilizado neste estudo encontra-se descrito no Capítulo 5, assim como a restante instrumentação experimental de

amplificação, formatação e recolha dos impulsos. Para este estudo utilizou-se um feixe de raios X de 5,9 keV emitido por uma fonte  $^{55}\text{Fe}$ , colimado a 2 mm e cuja risca  $K_{\beta}$  de 6,4 keV foi filtrada com uma folha de crómio.

Devido a problemas de isolamento entre a janela de radiação do detector e o suporte de G1 a tensão máxima que se podia aplicar ao detector estava limitada. Os valores máximos de E/p que se puderam atingir na região de cintilação dependiam da concentração do xénon, diminuindo com a mesma.

Na figura 6.1 apresentam-se espectros típicos obtidos com o detector híbrido para raios X de 5,9 keV, para diferentes misturas de árgon-xénon. As tensões de operação aplicadas foram aquelas que, para cada caso, devolviam os melhores resultados, que se discutem mais à frente.

Os espectros incluem o pico de 5,9 keV, os picos de escape do árgon ou do xénon e a cauda correspondente ao ruído electrónico nas baixas energias. O pico de escape da fluorescência do árgon é desprezável para concentrações de xénon acima de 10%, enquanto que o pico de escape de fluorescência do xénon ainda é visível para concentrações de xénon de 70%.

O limite da cauda do ruído na região das baixas energias diminui com o aumento da concentração de xénon, sendo o seu valor cerca de 800 eV para o árgon puro, cerca de 600-500 eV para concentrações de xénon entre 10 e 70% e cerca de 250 eV para o xénon puro. Este comportamento pode ser atribuído ao

facto de o número de microdescargas no gás diminuir com o aumento da concentração de xénon.

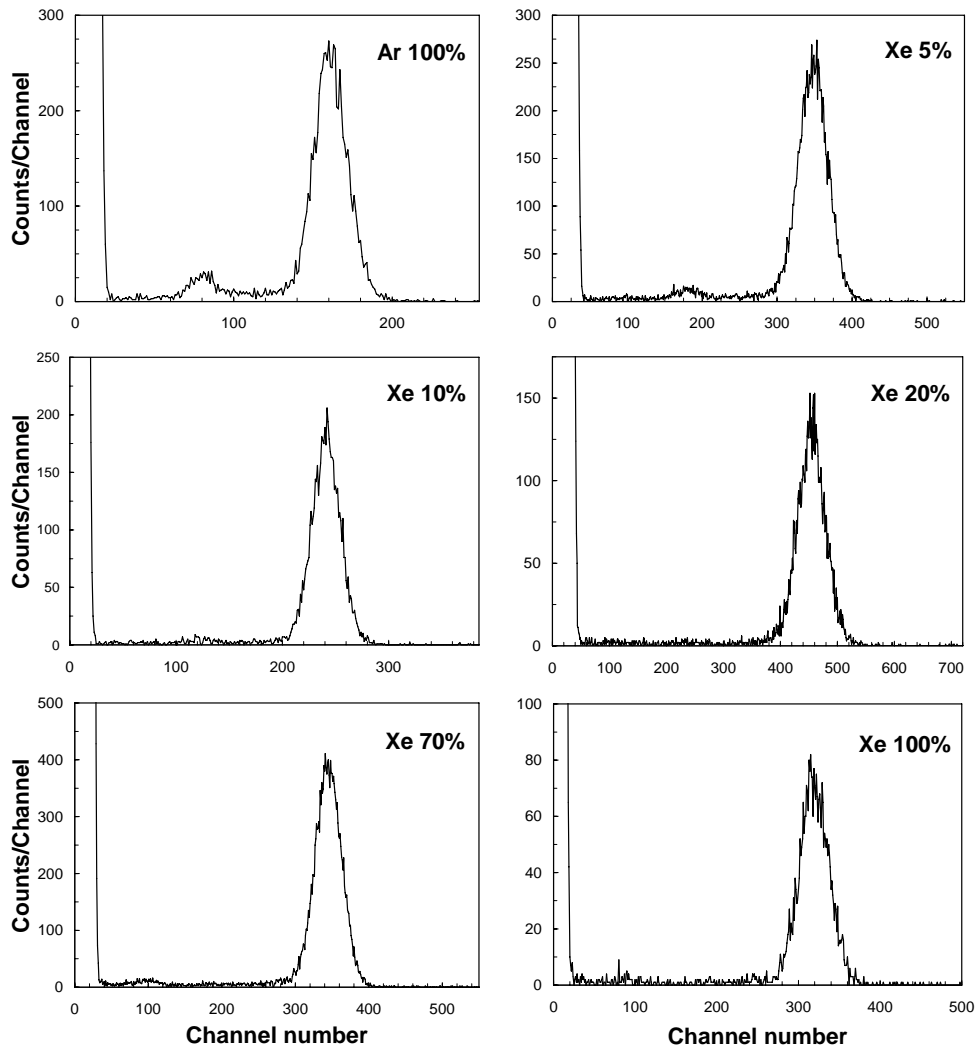


Figura 6.1 – Espectro típico de raios X de 5,9 keV, obtido com o detector híbrido para várias misturas de árgon-xénon. As tensões aplicadas ao detector híbrido foram aquelas para as quais, em cada caso, se obtiveram os melhores resultados [Monteiro et al. 2002b].

A figura 6.2 mostra a amplitude relativa dos impulsos em função de  $V_a$ , a tensão nos ânodos da placa de microfita, para as diferentes misturas estudadas. Para cada mistura, os campos

eléctricos reduzidos utilizados nas regiões de deriva e de cintilação foram mantidos constantes nos valores aos quais correspondiam os melhores valores para a resolução, descritos mais adiante. Para efeitos de comparação foram sobrepostas linhas a cheio, correspondentes a funções exponenciais, aos pontos obtidos experimentalmente.

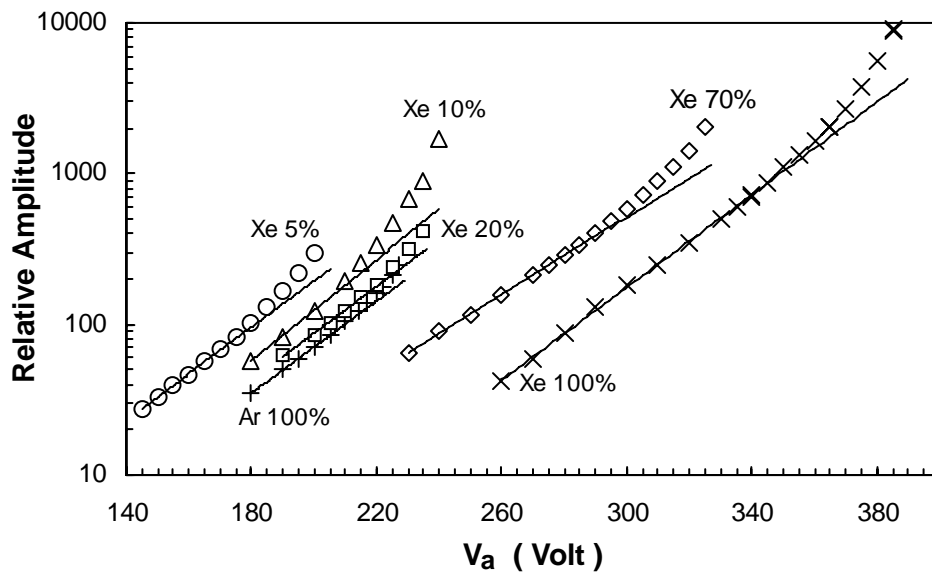


Figura 6.2 – Amplitude relativa em função de  $V_a$  para campos eléctricos reduzidos constantes nas regiões de deriva e cintilação e para diferentes misturas de árgon-xénon. Para efeitos de comparação foram sobrepostas funções exponenciais (linhas a cheio) aos pontos experimentais [Monteiro et al. 2002b].

Como se pode constatar, o ganho da placa de microfita evidencia a variação exponencial característica dos processos de formação de avalanche que ocorrem junto dos ânodos. Para valores elevados de  $V_a$  a cintilação adicional produzida nos processos de formação de avalanche electrónica provoca um aumento mais rápido do ganho, afastando-se o seu comportamento

da tendência exponencial, tal como já observado com os gases nobres puros.

A realimentação positiva limita o ganho máximo da placa de microfítas ao limitar  $V_a$ , pois esta realimentação introduz flutuações estatísticas adicionais que conduzem à degradação da resolução em energia do detector.

Na figura 6.3 encontra-se representada a resolução em energia do detector, assim como o ganho relativo devido à realimentação positiva, em função de  $V_a$ . O ganho relativo devido à realimentação é dado por  $G_{tot}/G_{exp}$  onde  $G_{tot}$  é o ganho total do detector, medido experimentalmente, e  $G_{exp}$  o ganho representado pela função exponencial da figura 6.2. Os resultados para as concentrações de 10%Xe e 20%Xe não estão representados na figura, pois sobrepõem-se aos do árgon puro.

Para todas as misturas estudadas, a resolução em energia melhora com o aumento do ganho na placa de microfítas, começando a piorar após o início da realimentação positiva. Os melhores valores para a resolução em energia atingem-se para ganhos de realimentação de cerca de 1,1, a que correspondem as tensões  $V_a$  de aproximadamente 220, 190, 210, 220, 300 e 360 V para árgon puro, 5%Xe, 10%Xe, 20%Xe, 70%Xe e xénon puro, respectivamente. Por outro lado, a operação a ganhos reduzidos, utilizados nas condições óptimas de operação da placa de microfítas no detector híbrido, conduz a um valor desprezável para a acumulação de carga espacial e previne a degradação da placa de microfítas devido a descargas, o que é uma vantagem.

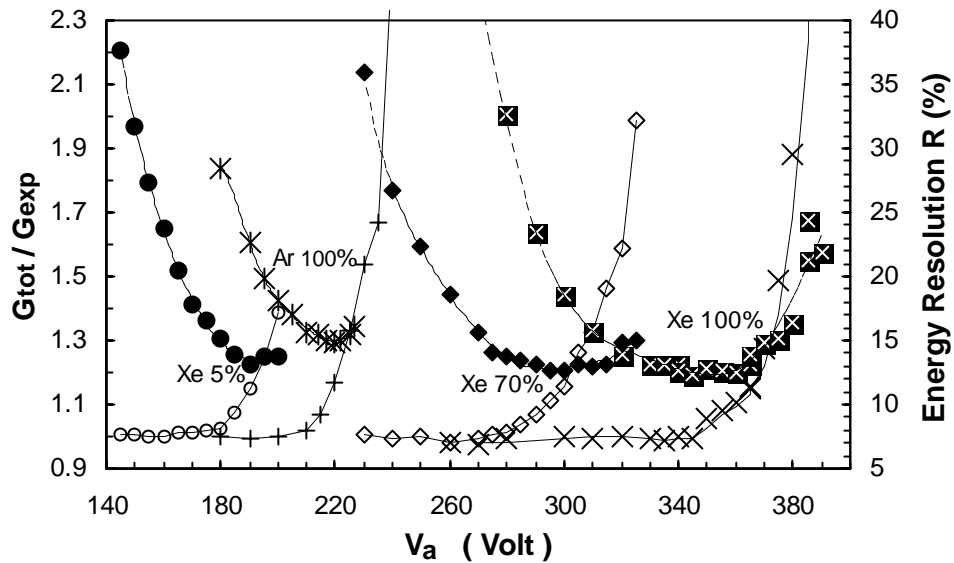


Figura 6.3 – Ganho em realimentação (símbolos abertos) e resolução em energia (símbolos a cheio) em função de  $V_a$  para campos eléctricos reduzidos constantes nas regiões de deriva e cintilação, que para cada caso conduzem aos melhores valores para a resolução, para as diferentes misturas árgon-xénon. As linhas servem unicamente para guiar a vista [Monteiro et al. 2002b].

Foi efectuado o estudo da amplitude relativa e da resolução em energia do detector em função do campo eléctrico reduzido,  $E/p$ , na região de cintilação. O valor máximo atingível para esses campos depende da mistura gasosa e foram de cerca de 5,5, 3,5, 4,0, 4,6, 5,5 e 6,5 V/cm/Torr para árgon puro, 5%Xe, 10%Xe, 20%Xe, 70%Xe e xénon puro, respectivamente.

A figura 6.4 representa a amplitude relativa e a resolução em energia em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação para as diferentes misturas. O campo eléctrico reduzido



na região de deriva foi mantido constante a 0,3 V/cm/Torr e o ganho do fotossensor utilizado foi o valor óptimo para cada mistura.

Os resultados experimentais evidenciam, acima de 1 V/cm/Torr, a tendência aproximadamente linear característica do rendimento de electroluminescência secundária do CGCP. Abaixo do limiar de cintilação do gás as amplitudes tornam-se constantes, em virtude de a amplitude dos impulsos se dever unicamente à amplificação dos electrões primários nos ânodos da placa de microfitas.

Na zona de  $E/p$  elevados as diferentes misturas comportam-se de modo diferente. Para o xénon puro e misturas de concentração elevada de xénon os impulsos tendem a saturar. Este efeito pode explicar-se se se considerar a intensidade do campo eléctrico à superfície do CsI e o seu papel na extracção dos fotoelectrões produzidos. O aumento de  $E/p$  na região de cintilação tem como consequência uma diminuição da intensidade do campo eléctrico à superfície do iodeto de cézio [Veloso et al. 2001]. Consequentemente, um aumento de  $E/p$  na região de cintilação pode não conduzir a um aumento do número de fotoelectrões detectados em virtude da forte dependência, no xénon, da eficiência de recolha dos fotoelectrões com o campo eléctrico à superfície do CsI [Rachinhas et al. 2001, Dias et al. 2004]. Para as misturas de elevada concentração de árgon a eficiência de recolha é mais elevada [Dias et al. 2004] e o crescimento exponencial da cintilação devido a processos de multiplicação de carga aparece para  $E/p$  de cintilação mais baixos,

impedindo a saturação da amplitude dos impulsos apesar da diminuição da eficiência de recolha dos fotoelectrões com o  $E/p$  de cintilação.

Na figura 6.4 tornam-se evidentes algumas das vantagens de operar o detector híbrido com misturas gasosas de árgon-xénon relativamente ao árgon ou xénon puros. Relativamente à resolução, os pontos experimentais das misturas com 5%Xe e 10%Xe sobrepõem-se aos da mistura com 20%Xe.

A amplitude relativa representada na figura 6.4 representa directamente a amplificação devida aos processos de cintilação, uma vez que no gráfico da figura 6.4 a amplitude do detector é representada relativamente à sua amplitude para um  $E/p = 0$  V/cm/Torr, i.e. a amplitude devido apenas à amplificação dos electrões primários na placa de microfita, na ausência de cintilação. A amplificação alcançada nos processos de cintilação para misturas árgon-xénon entre os 20 e os 70% Xe atinge valores de 12-14, mais do que 50% mais elevados do que os obtidos para árgon ou xénon puros. Para além disso, as resoluções em energia para estas misturas são melhores do que as obtidas com os dois gases puros.

Extrapolando os resultados apresentados na figura 6.4 para valores mais elevados de  $E/p$ , estima-se que a amplificação em luz atinja valores entre 15 e 18 e que a resolução em energia atinja valores entre 11 e 10%, exactamente após o início da manifestação dos efeitos da multiplicação de carga na região de cintilação [Veloso et al. 2001, Borges et al. 1999].

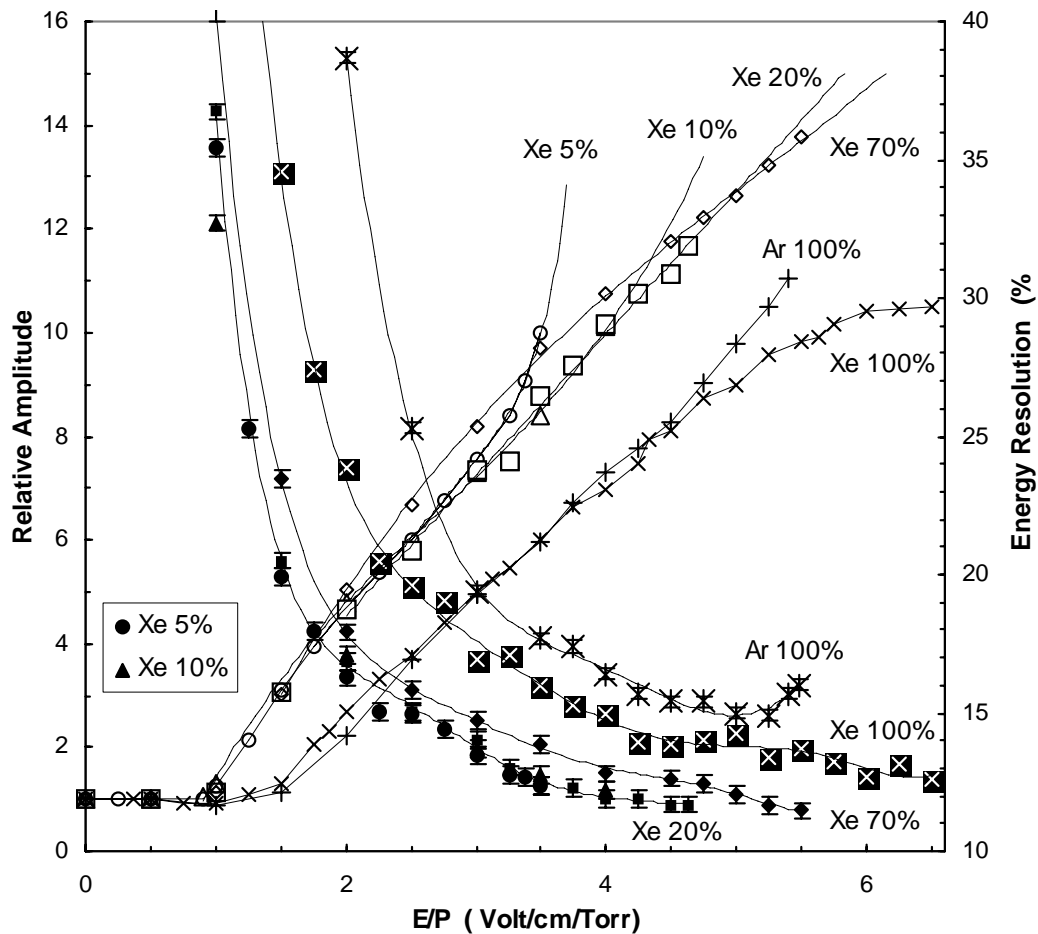


Figura 6.4 – Amplitude relativa (símbolos abertos) e resolução em energia (símbolos a cheio) em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação para as diferentes misturas de árgon-xénon. O ganho do fotosensor foi mantido constante, usando o valor óptimo para cada mistura; o campo eléctrico reduzido na região de deriva foi mantido constante, a 0,3 V/cm/Torr. As linhas servem unicamente para guiar a vista [Monteiro et al. 2002b].

A melhoria nos resultados deve-se ao facto de a eficiência de recolha dos fotoelectrões emitidos pelo fotocátodo de CsI a operar em misturas árgon-xenon ser mais elevada do que no xénon puro, aumentando com a concentração de árgon [Dias et al. 2004], e do facto de o comprimento de onda da cintilação emitida pelas

misturas, 172 nm, ser mais favorável do que para o árgon puro [Dias et al. 2004].

Concentrações de 20%Xe fornecem as melhores ampliações em luz e resolução em energia. Todavia, com misturas de concentrações de 70%Xe, as quais apresentam uma eficiência de detecção para raios X mais elevada, pode obter-se um desempenho similar, embora para valores mais elevados do campo eléctrico reduzido na região de cintilação.

### **6.3 – Conclusões**

Neste capítulo foi descrito o desempenho de um detector híbrido, CGCP/câmara gasosa de microfitas a operar com misturas de árgon-xénon nas concentrações 5%Xe, 10%Xe, 20%Xe, 70%Xe.

O detector híbrido com as diferentes misturas apresenta melhores resultados do que para enchimento a árgon ou xénon puros.

Para as referidas misturas a amplificação do sinal devido aos processos de cintilação podem atingir valores de 15 a 18 e as resoluções em energia correspondentes valores de 11% a 10%, respectivamente. A melhoria na resolução em energia consegue-se para uma vasta gama de concentrações de xénon, desde 20%Xe

até 70%Xe. O campo eléctrico reduzido, para as melhores condições, aumenta com a concentração de xénon.

Tal como acontece em árgon e xénon puro, o desempenho do detector é limitado pela realimentação positiva resultante da cintilação adicional produzida nos processos de multiplicação de carga nos ânodos da placa de microfita.

Os melhores valores para a resolução em energia são atingidos para ganhos de realimentação de cerca de 1.1, a que correspondem valores para  $V_a$  de cerca de 220, 190, 210, 220, 300 e 360V para árgon puro, 5%Xe, 10%Xe, 20%Xe, 70%Xe e xénon puro, respectivamente.

## **CAPÍTULO 7**

### **Conclusões e trabalho futuro**

---

Foi descrito o estudo efectuado com um CGCP de campo uniforme e enchimento a árgon, no qual foi integrado um fotodíodo de avalanche de grande área ou uma placa de microfítas revestida com um filme de CsI como fotossensor. Estes fotossensores apresentam algumas vantagens relativamente ao fotomultiplicador, nomeadamente em termos de consumo, compacidade, sensibilidade aos campos magnéticos e o facto de poderem ser integrados nos CGCP sem a existência de uma janela de cintilação.

Demonstrou-se que o CGCP equipado com o fotodíodo apresenta desempenhos similares ou ligeiramente superiores aos equipados com fotomultiplicadores. No entanto, a área destes

fotossensores é menor, não se excluindo a possibilidade de utilizar vários para aumentar a mesma.

O melhor desempenho foi conseguido para campos eléctricos reduzidos de cerca de 0,5 e 4,5 V/cm/Torr, respectivamente nas regiões de deriva e cintilação. A melhor resolução em energia conseguida para este CGCP foi de 12,5%, em largura a meia altura. Esta resolução é ligeiramente melhor do que a obtida em detectores com amplificação em avalanche de carga (~13%), mas bastante melhor do que a obtida com outros CGCP descritos na literatura (>16%). Mostraram-se ainda as potencialidades de aplicação deste CGCP à espectrometria de raios X, tendo-se obtido resoluções de ~30 e ~20 para raios X de 1,75 e 3,70 keV, respectivamente.

A partir dos resultados experimentais estimaram-se os valores para os limiares de excitação e ionização do árgon, sendo esses de 0,7 e 3,7 V/cm/Torr, respectivamente. Estes valores revelam-se algo inferiores aos mencionados na literatura.

O fotodíodo de avalanche de grande área mostrou-se um fotossensor adequado para a detecção da cintilação do árgon produzida num CGCP. A eficiência quântica determinada para o fotodíodo, para a cintilação do árgon (128 nm) mostrou uma boa concordância com a apresentada pelo fabricante (40-60% na região de 120-135 nm). Nas melhores condições de operação do CGCP, o ganho óptimo de operação do fotodíodo foi de ~100, correspondendo a tensões de polarização ~1800 V, obtendo-se uma relação sinal-ruído de ~11.

As condições de operação do CGCP equipado com o fotodíodo possibilitaram a observação simultânea dos impulsos resultantes da interacção dos raios X de 5,9 keV no fotodíodo e dos impulsos devido à cintilação do árgon. A partir da razão entre as amplitudes médias destes dois impulsos pode calcular-se a amplificação devida aos processos de cintilação. Para as melhores condições de operação obteve-se um ganho de 7,5, correspondendo a uma produção média de 54 pares electrão-lacuna, no fotodíodo, por cada electrão primário produzido no árgon.

A razão entre as amplitudes médias dos impulsos resultantes da interacção da cintilação e dos raios X no fotodíodo permitiu mostrar efeitos de não linearidade do fotodíodo. Este facto despoletou a investigação deste efeito, trabalho que foi posteriormente desenvolvido no âmbito de um projecto de doutoramento.

Mostrou-se que o detector híbrido CGCP/câmara gasosa de microfítas, CGCP tendo como fotossensor uma placa de microfítas revestida com um filme de iodeto de cézio, pode operar com estabilidade tendo como gás de enchimento o árgon. A melhor resolução em energia obtida foi de 14,8%, em largura a meia altura, para raios X de 5,9 keV, e campos eléctricos reduzidos de 0,3 e 5,25 V/cm/Torr na região de deriva e de cintilação, respectivamente, e para tensões polarização da placa de



microfitas de 220 V. Embora este valor se apresente melhor do que os obtidos com detectores gasosos baseados em GEMs, é mais elevada do que os obtidos com outros detectores com enchimento a árgon, como os contadores proporcionais, as câmaras gasosas de microfitas ou CGCP equipados com fotodíodos de avalanche sensíveis ao VUV ou, ainda, o mesmo detector híbrido mas com enchimento a xénon.

Tal como acontece no detector híbrido com enchimento a xénon, a realimentação positiva devido à cintilação adicional produzida nas avalanches da placa de microfitas limita o ganho que se pode atingir no fotossensor e o desempenho deste detector híbrido. Tal como em xénon, o melhor desempenho do detector híbrido é atingido para ganhos de realimentação positiva de  $\sim 1,1$ .

O ganho dos processos de cintilação, i.e. o número de fotoelectrões detectados por electrão primário é de  $\sim 9$ , 70% mais elevado do que no mesmo detector com enchimento a xénon. De igual modo, a eficiência de recolha dos fotoelectrões emitidos pelo fotocátodo é, no detector híbrido de árgon, 30 a 40% mais elevada do que para o mesmo detector com enchimento a xénon. Contudo, o ganho em carga na placa de microfitas, exactamente após o início da realimentação positiva é, no árgon, cerca de dez vezes mais baixa do que no xénon. Este facto traduz-se num pior desempenho do detector híbrido de árgon.

As misturas de árgon-xénon combinam as vantagens do aumento da eficiência de recolha de fotoelectrões conseguida com

misturas gasosas baseadas em árgon, com um valor para a energia média necessária para produzir um electrão primário semelhante ao do xénon, traduzindo-se num número mais elevado de electrões primários, e ainda com o maior ganho em carga característico das misturas gasosas baseadas em xénon.

A amplificação alcançada nos processos de cintilação para misturas árgon-xénon entre os 20 e os 70% Xe atinge valores de 12-14, mais do que 50% superiores aos obtidos para árgon ou xénon puros. Para além disso, as resoluções em energia para estas misturas são melhores do que as obtidas para os dois gases puros, atingindo valores de ~11% a 5,9 keV. Com um bom isolamento eléctrico, estima-se que a amplificação em luz atinja valores entre 15 e 18 e que a resolução em energia atinja valores entre 11 e 10%, num espectro largo de concentrações de xénon entre os 20 e os 70%.

Como continuação deste trabalho, estudou-se o desempenho do detector híbrido com misturas néon-xénon, as quais possuem um menor Z, traduzindo-se numa maior eficiência de recolha dos fotoelectrões. Contudo, o facto de a quantidade de cintilação nestas misturas ser bastante menor do que para as misturas árgon-xénon, levou a que o desempenho deste detector para aquelas misturas fosse inferior ao obtido para estas últimas e também ao obtido para o xénon e árgon puros. Este trabalho foi realizado no âmbito de um projecto de fim de curso da Licenciatura em Engenharia Física.

## Referências

---

**Advanced** Photonix, Inc., 1240 Avenida Acaso, Camarillo, CA 93012, USA.

- Alkhazov** G.D., “Statistics of electron avalanches and ultimate resolution of proportional counters”, *Nucl. Instr. Meth.*, 89 (1970) 155-165.
- Anderson** D.F., Ku W.H.M., Mitchel D.D., Novick R. e Wolff R.S., “Recent developments in parallel-grid gas scintillation proportional counters”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 24 (1977) 283-286. A
- Anderson** D.F., Hamilton T.T., Ku W.H.M. e Novick R., “A large area gas scintillation proportional counter”, *Nucl. Instr. Meth.*, 163 (1979) 125-134.
- Anderson** D.F., “A xenon gas scintillation proportional counter coupled to a photoionization detector”, *Nucl. Instrum. Meth.*, 178 (1980) 125-130.
- Anderson** D. and Charpak G., “Some advances in the use of the light produced by electron avalanches in gaseous detectors”, *Nucl. Instr. Meth.*, 201 (1982) 527.
- Anderson** D.F., Kwan S., Peskov V. e Hoeneisen B., “Properties of CsI and CsI-TMAE photocathodes”, *Nucl. Instr. Meth.*, A323 (1992) 626-634.
- Andresen** R.D., Leimann E.A., Peacock A. e Taylor B.G., Brownlie G. e Sanford P., “Recent Progress in the development of a gas scintillation proportional counter”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 24 (1978) 810.

- Andresen** R.D., Leimann E.A., Peacock A. e Taylor B.G., “A large area (300 cm<sup>2</sup>) gas scintillation proportional counter for X-ray astronomy”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 25 (1978) 800-807.
- Ansoft Corp.:** *Maxwell 2D Field Simulator*, Four Station Square, Suite 66015121, Pittsburg, PA.
- Borges** F.I.G.M. e Conde C.A.N., “Electron transport and grid transmission in noble gas radiation detectors”, publicado nas actas do *Symposium on Atomic, Surface and Physics – SASP 1994*, Maria Alm, Áustria, 20 a 26 de Março de 1994.
- Borges** Filipa I. G. M. e Conde C.A.N., “Experimental W-values in gaseous Xe, Kr and Ar for low energy X-ray”, *Nucl. Instr. Meth.*, A381 (1996) 91-96.
- Borges** F.I.G.M., dos Santos J.M.F., Dias T.H.V.T., Santos F.P., Rachinhas P.J.B.M. e Conde C.A.N., “Operation of gas proportional scintillation counters in a low charge multiplication region”, *Nucl. Instr. Meth.*, A422 (1999) 321.
- Bouclier** R., Capeáns M., Garabatos C., Manzin G., Million G., Ropelewski L., Sauli F., Shekhtman L.I., Temmel T., Della Mea G., Maggioni G. e Rigato V., ”Development of micro-strip gas chambers for high rate operation”, *Nucl. Instr. Meth.*, A367 (1995) 168.
- Bouclier** R., Capeáns M., Million G., Ropelewski L., Sauli F., Temmel T., Cooke R.A., Donnel S., Sastri S.A., Sonderer N., “Hight rate operation of micro-strip gas chambers on diamond-coated glass”, *Nucl. Instr. Meth.*, A369 (1996) 328.
- Breskin** A., Buzulutskov A., Chechik R., “New ideas in CsI-based photon detectors: wire photomultipliers and protecton of the photocathodes”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 42 (1995) 298-305.
- Breskin** A., “CsI UV photocathodes: history and mistery”, *Nucl. Instr. Meth.*, A371 (1996) 116-136.
- Bressan** A., Buzulutskov A., Ropelewski L., Sauli F., Shekhtman L., *Nucl. Instr. Meth.* A 423 (1999) 119.
- Bronic** I.K., “W values and Fano factors for electrons in rare gases and rare gas mixtures”, *Hoshasen*, 24 (1998) 101-125.
- Budtz-Jorgensen** C., Bahnsen A., Madsen M. Mohl., Olesen C., Jonasson P. e Schnopper H.W.,”Appllication of Microstrip Proportional Counters at the Danish space research institute”, *Nucl. Instr. Meth.*, A348 (1994) 496.
- Budtz-Jorgensen** C., Olesen C., Schnopper H.W.,Lederer T., Scholze F. e Ulm G.,”The response functions of the HEPC/LEPC detector system measured at the Xe L edge region”, *Nucl. Instr. Meth.* A 367 (1995) 83.

- Buzulutskov** A., Shekhtman L., Bressan A., Di Mauro A., Ropelewski L., Sauli F., e Biagi S., "GEM operation in pure noble gases and the avalanche confinement", *Nucl. Instr. Meth.*, A433 (1999) 471-475.
- Campos** A.J., "A silicon photodiode based gas proportional scintillation counter", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-31 (1984) 133-135.
- Charpak** G., "Some steps in the evolution of gaseous detectors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 27 (1980) 118- 123.
- Conde** C.A.N. e Policarpo A.J.P.L., "A gas proportional scintillation counter", *Nucl. Instrum. Meth.*, 53 (1967) 7-12.
- Conde** C.A.N. e Ferreira M.F.A., "The argon uniform-field gas proportional scintillation counter: improved energy resolution for  $\alpha$ -particles and its behaviour for X-rays", *Nucl. Instr. Meth.*, 124 (1975) 307.
- Conde** C.A.N., dos Santos J.M.F. e Bento A.C.S.S.M., "New concepts for the design of large area gas proportional scintillation counters", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 40 (1993) 452.
- Dias** T.H.V.T., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., "Unidimensional Monte Carlo simulation of electron drift velocities and electroluminescence in argon, krypton and xenon", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 19 (1986) 527-545.
- Dias** T.H.V.T., "Simulação do transporte de electrões em gases raros", *Tese de Doutoramento* (1986), Universidade de Coimbra
- Dias** T.H.V.T., Santos F.P., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., "The Fano factor in gaseous xenon: a Monte Carlo calculation for X-rays in the 0.1 to 25 keV energy range", *Nucl. Instrum. Meth.*, A307 (1991) 341.
- Dias** T.H.V.T., Santos F.P., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., "Distortion effects in soft x-ray energy spectra for xenon gaseous detectors: A Monte Carlo simulation study", *Phys. Rev. A*, 46 (1992) 237-245.
- Dias** T.H.V.T., Santos F.P., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., "A Monte Carlo simulation of X-ray absorption and electron drift in gaseous xenon", *Phys. Rev.*, A48 (1993) 2887.
- Dias** T.H.V.T., Santos F.P., dos Santos J.M.F., Lopes J.A.M., Rachinhas P.J.B.M., Morgado R.E., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., "The Response of Xenon X-ray Detectors to Full-Energy Absorption and Fluorescence-Escape Events: Measurement and Modelling", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 43 (1996) 1432-1441.
- Dias** T.H.V.T., dos Santos J.M.F., Rachinhas P.J.B.M., Santos F.P., Conde C.A.N. e Stauffer A.D., "Full-energy absorption of x-ray energies near the Xe L- and K- photoionization thresholds in xenon gas detectors:

- Simulation and experimental results”, *J. Appl. Phys.*, 82 (1997) 2742-2753.
- Dias** T.H.V.T., Santos F.P., Rachinhas P.J.B.M., Borges F.I.G.M., dos Santos J.M.F., e Conde C.A.N., “Xenon-neon gas proportional scintillation counters: Experimental and simulation results”, *J. Appl. Phys.*, 85 (1999) 1-10.
- Dias** T.H.V.T., Santos F.P., Rachinhas P.J.B.M., Lopes J.A.M., Santos F.P, Távora L.M.N., Conde C.A.N. e Stauffer A.D., “Transmission of photoelectrons emitted from CsI Photocathodes into Xe, Ar, Ne and their mixtures: a Monte Carlo study of the dependence on E/N and incident VUV photon energy”, *J. Phys.D: Appl. Phys.* 37 (2004) 540-549.
- Di Mauro** A., Nappi E., Posa F., Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R., Biagi S.F., Paic G. e Piuze F., “Photoelectron backscattering effects in photoemission from CsI into gas media”, *Nucl. Instr. Meth.*, A371 (1996) 137-142.
- dos Santos** J.M.F, Bento A.C.S.S. e Conde C.A.N., “The dependence of the energy resolution of gas proportional scintillation counters on the scintillation region to photomultiplier distance”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 39 (1992) 541-545.
- dos Santos** J.M.F., Bento A.C.S.S. e Conde C.A.N., “The effect of the photomultiplier nonuniformity on the performance of gas proportional scintillation counters”, *Nucl. Instr. Meth.*, A321 (1992) 238-241.
- dos Santos** J M F, Távora L M N e Conde C A N, "O Kapton como janela de radiação para detectores gasosos de raios X", Actas da 8ª Conferência Nacional de Física, 15/18 de setembro, Vila Real, Ed. Plátano Editora (1992) 70-71.
- dos Santos** J.M.F., A.C.S.S.M. Bento e C.A.N. Conde, “A simple, inexpensive gas proportional scintillation counter for x-ray fluorescence analysis”, *X-Ray Spectrom.*, 22 (1993) 328-331.
- dos Santos** J.M.F., Conde C.A.N. e Bento A.C.S.S., “The energy linearity of gaseous xenon radiation detectors for X-rays with energies between 2 and 60 keV: experimental results”, *Nucl. Instr. Meth.*, A324 (1993) 611.
- dos Santos** J.M.F., Bento A.C.S.S.M. e Conde C.A.N., “The performance of the curved grid gas proportional scintillation counter in X-ray spectrometry”, *Nucl. Instr. Meth.* , A337 (1994) 427-430.
- dos Santos** J.M.F., Morgado R.E., L.M.N. Távora e Conde C.A.N., “The energy nonlinearity of a xenon gas proportional scintillation counter at the K-absorption edge in xenon” *Nucl. Instr. Meth.*, A350 (1994) 216-220.
- dos Santos** J.M.F., “Contadores gasosos de cintilação proporcional para a análise por fluorescência de raios-X”, Dissertação de Doutouramento,

Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, 1994.

- dos Santos** J.M.F., Soares A.J.V.D., Monteiro C.M.B., Morgado R.E., Conde C.A.N., “The application of the curved-grid Technique to a gas proportional scintillation counter with a small-diameter photo-multiplier tube”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 45 (1998) 229-233.
- dos Santos** J.M.F., Lopes J.A.M, Veloso J.F.C.A., Simões P.C.P.S., Dias T.H.V.T., Santos F.P., Rachinhas P.J.B.M., Ferreira L.F. R. e Conde C.A.N., “On the portability of gas proportional scintillation counters for x-ray spectrometry”, *X-Ray Spectrometry*, 30 (2001) 373-381.
- Fano** U., “Ionization yield of radiations II: the fluctuations of the number of ions”, *Phys. Rev.*, 72 (1947) 26.
- Farrell** R., Olschner F., Frederick E., McConchie L, Vanderpuye K., Squillante M.R. and Entine G., “Large Area Avalanche Photodiodes for scintillation detectors”, *Nucl. Instr. Meth. A*, Vol. 288 (1990) 137-139.
- Feio** M.A., Policarpo A.J.P.L. e Alves M.A.F., "Thresholds for secondary light emission by noble gases", *Japan. J. Appl. Phys.*, 21 (1982) 1184.
- Fernandes** L.M.P., Lopes J.A.M., dos Santos J.M.F. e Conde C.A.N., “Application of a Large Area Avalanche Photodiode in Energy Dispersive X-Ray Fluorescence Analysis”, *X-Ray Spectrometry*, 30 (2001) 164-169.
- Fraga** M.M.F.R., Fraga F.A.F., e Policarpo A.J.P.L., “Modelling of an IR scintillation counter”, *Nucl. Instr. Meth.*, A442 (2000) 423-427. **A**
- Fraga** M.M.F.R., Fetal S.T.G., Fraga F.A.F., Antunes E., Gonçalves J., Bueno C.C., Ferreira Marques R. e Policarpo A.J.P.L., “Study of scintillation light from microstructure based detectors”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47 (2000) 933-938. **B**
- Freitas** D.S.A.P., Veloso J.F.C.A., dos Santos J.M.F. e Conde C.A.N., “A comparative study of different microstrip plate geometries for CsI-based UV photosensores working in a reflective mode”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48 (2001) 411- 416.
- Garg** S.P. e Sharma R.C., “Investigation of x-ray response of single wire anode Ae-N2 flow type gas scintillation proportional counters”, *Nucl. Instr. Meth.*, 222 (1984) 574-581.
- Garg** S.P., Murthy K.B.S. e Sharma R.C., “Application of pulse shape discrimination technique to improve the energy resolution of a gas scintillation proportional counter”, *Nucl. Instr. Meth.*, A336 (1993) 200-205.

- Goganov** D.A., Schultz A.A. e Elkind V.B., “A sealed gas filled electroluminescence detector of X rays with a focusing system”, *Instr. Exp. Techn. (USSR)*, 27 (1984) 478.
- Hashiba** A., K. Masuda, T. Doke, T. Takahashi e Y. Fujita, “Fano factor in gaseous argon measured by the proportional scintillation method”, *Nucl. Instr. Meth.*, 227 (1984) 305-310.
- Inoue** H., Koyama K., Matsuoka M., Ohashi T., Tanaka Y., Tsunemi H., “Properties of gas scintillation proportional counters,” *Nucl. Instr. Meth.* 157 (1978) 295.
- Knoll** G.F. *Radiation Detection and Measurements*, 3<sup>rd</sup> Edition, John Wiley & Sons, New York, 2000.
- Koyama** K., Ikegama T., Inoue H., Kaway N., Makishima K., Matsuoka M., Mitsuda K., Murakamy T., Ogawara Y., Ohashi T., Suzuki K., Tanaka Y., Waki I. e Fenimore E.E., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 36 (1984) 659.
- Kruithof** A.A., *Physica VII* (1940) 519.
- Lamb** P., Manzo G., Re S., Boella G., Villa G., Andresen R., Sims M.R. e Clark G.F., “The gas scintillation proportional counter in the spacelab invironment: In-flight performance and post-flight calibration”, *Astrophys. Space Sci.*, 136 (1987) 369.
- Lees** J.E., Fraser G.W., Pearce S.E., Pearson J.F., Shchemelev V.N., Pavlov A.P. e Shulakov A.S., ”Thermally annealed soft X-ray photocathodes”, *Nucl. Instrum. and Meth.*, A381 (1996) 453.
- Leite** M.S., “Radioluminescence of rare gases”, *Portgal. Phys*, 11 (1980) 53-73.
- Lopes** J.A.M., dos Santos J.M.F., Morgado R.E., Conde C.A.N., “Silicon Photodiodes as the VUV Photosensor in Gas Proportional Scintillation Counters”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47, (2000) 928-932.
- Lopes** J.A.M., dos Santos J.M.F., Conde C.A.N., “A large area avalanche photodiode as the VUV photosensor for gas proportional scintillation counters”, *Nucl. Instr. Meth.* A454 (2000) 421-425.
- Lopes** J.A.M., dos Santos J.M.F., Morgado R.E., Conde C.A.N.,”A Xenon Gas Proportional Scintillation Counter With a UV-Sensitive, Large-Area Avalanche Photodiode”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48 (2001) 312-319.
- Lopes** J.A.M., “*Contadores gasosos de cintilação proporcional: novas aplicações e tecnologias de fotossensores integrados*”, Dissertação de Doutouramento, Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, 2002.



- McIntyre** R.J., "The distribution of gains in uniformly multiplying avalanche photodiodes: Theory", *IEEE Trans. Electr. Dev.*, 19 (1972) 703-713.
- Monteiro** C. M. B., Lopes J. A. M., Simões P. C. P. S., dos Santos J. M. F. e Conde C. A. N., "An Argon Gas Proportional Scintillation Counter with UV Avalanche Photodiode Scintillation Readout", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 48 (2001) 1081-1086.
- Monteiro** C.M.B., J.F.C.A. Veloso, D.S.A.P. Freitas, J.M.F.dos Santos e C.A.N. Conde, "The gas proportional scintillation counter/microstrip gas chamber hybrid detector with argon filling", *Nucl. Instrum. Meth. A* 490 (2002) 169 – 176.
- Monteiro** C.M.B., J.F.C.A. Veloso, J.M.F.dos Santos, and C.A.N. Conde, "The performance of the GPSC/MSGC hybrid detector with argon-xenon mixtures", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49 (2002) 907 – 911.
- Monteiro** C.M.B., Morgado R.E, J.M.F.dos Santos e C.A.N. Conde, "A curved grid gas proportional scintillation counter instrumented with a 25-mm active-diameter photosensor", *Nucl. Instrum. Meth. A* 522 (2004) 407 - 412.
- Moszynski**, M. Szawlowski M., Kapusta M, Balcerzyk M. and. Wolski D, "Large area avalanche photodiodes in x-rays and light detection", presented at 1999-IEEE Nucl. Sci. Symp., 23-23 Oct., Seattle, USA.
- Moszyński** M., Kapusta M., Zalipska J., Balcerzyk M., Wolski D., Szawlowski M., Klamra W., "Low Energy  $\gamma$ -rays Scintillation Detection with Large Area Avalanche Photodiodes", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 46 (1999) 880-885.
- Miyamoto** J. e Knoll G.F., "The statistics of avalanche electrons in micro-strip and microgap gas chambers", *Nucl. Instr. Meth.*, A399 (1997) 85-93.
- Ngoc** H.N., "Performance of an X-ray imaging gas scintillation proportional counter", *Nucl. Instr. Meth.*, 154 (1978) 597.
- Pansart** J.P., "Avalanche Photodiodes for particle detection", *Nucl. Instr. Meth.*, A387 (1997) 186-193.
- Peacock** A., Andresen R.D., Leimman E.A., G. Manzo, B.G. Taylor, "Performance characteristics of a gas scintillation spectrometer for x-ray astronomy," *Nucl. Instr. Meth.* 169 (1980) 613-625.
- Peacock** A, Taylor B.G., White N., Courvoisier T. e Manzo G, "The in-orbit performance of the EXOSAT gas scintillation proportional counter", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-32 (1985) 108.
- Policarpo** A.J.P.L., Alves M.A.F. e Conde C.A.N., "The argon-nitrogen proportional scintillation counter", *Nucl. Instrum. Meth.*, 55 (1967) 105.

- Policarpo** A.J.P.L., Alves M.A.F., Santos M.C.M. e Carvalho M.J.T., “Improved resolution for low energies with gas proportional scintillation counters”, *Nucl. Instr. Meth.*, 102 (1972) 337.
- Policarpo** A.J.P.L., Alves M.A.F., Leite M.S.S.C.P. e Santos M.C.M., “Detection of Soft X-rays with a xenon proportional scintillation counter”, *Nucl. Instr. Meth.*, 118 (1974) 221.
- Policarpo** A.J.P.L., “The gas proportional scintillation counter”, *Space Sci. Instr.*, 3 (1977) 77.
- Policarpo** A.J.P.L., “Coupling the gas scintillation proportional counter to photoionization detectors”, *Nucl. Instrum. Meth.*, 153 (1978) 389-391.
- Policarpo** A.J.P.L., “Light production and gaseous detectors”, *Physica Scripta*, 23 (1981) 539-549.
- Perialli** L., Peskov V., Carlson P., Francke T., Pavlopoulos P., Picchi P., Pietropaolo F., “Detection of the primary scintillation light from dense Ar, Kr, and Xe with novel photosensitive gaseous detectors”, *Nucl. Instrum. Meth. A* 478 (2002) .
- Rachinhas** P.J.B.M., Dias T.H.V.T., Stauffer A.D., Santos F.P. e Conde C.A.N., “Energy resolution of xenon proportional counters: Monte Carlo simulation and experimental results”, *IEEE Trans Nucl. Sci.*, NS-43 (1996) 2399-2405.
- Rachinhas** P.J.B.M., Lopes J.A.M., Dias T.H.V.T., Santos F.P., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., “Photoelectron Collection Efficiency in Rare Gases: A Monte Carlo Study”, *Proceedings of MC2000 International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Simulation and Applications (23-26 October 2000, Instituto Superior Técnico, Lisboa, Portugal)* , M. Nakagawa, P. Vaz, F. Barão, A. Kling, e L. Távora eds., Springer-Verlag, Heidelberg, (2001) 535-542.
- Radiation Monitoring Devices, Inc.**, 44 Hunt street, Watertown, Ma 02172, USA.
- SAES Advanced Technologies S.p.A.**, Nucleo Industriale CP 93 67051 – Avezzano (AQ), Italy.
- Santos** F.P., Dias T.H.V.T., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., “Variation of energy linearity and w value in gaseous xenon radiation detectors for X-rays in the 0.1 to 25 keV energy range: a Monte Carlo simulation study”, *Nucl. Instr. Meth.*, A307 (1991) 347.
- Santos** F.P., Dias T.H.V.T., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., “Tridimensional Monte Carlo Calculation of the VUV electroluminescence and other electron transport parameters in xenon”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol.27 (1994) 42-48.
- Santos** F.P., dos Santos J.M.F., Dias T.H.V.T. e Conde C.A.N., “Pulse-height-spectrum distortion in xenon gaseous detectors for soft x rays: Experimental results”, *IEEE Trans Nucl. Sci.*, 42 (1995) 611-614.

- Soares** A.J.V.D., “Contadores gasosos de cintilação proporcional de pequenas dimensões com correcção do efeito do ângulo sólido”, *Tese de projecto*, Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, **1995**.
- Simões** P.C.P.S., J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde, “Application of digital pulse processing techniques to gas proportional scintillation counters”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47 (**1997**) 521-526.
- Simões** P.C.P.S., J.M.F. dos Santos e C.A.N. Conde, “Driftless gas proportional scintillation counter pulse analysis using digital processing techniques”, *X-Ray Spectrom.*, 30 (**2001**) 342-347.
- Simons** D.G., De Korte P.A.J., Pearson J.F., Smith A. e Bleeker J.A.H., “Performance of an imaging gas scintillation proportional counter with microchannel plate read-out”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 32 (**1985**) 345-349.
- Simons** D.G. e De Korte P.A.J., “Soft x-ray energy resolution and background rejection in a driftless gas proportional scintillation counter”, *Nucl. Instr. Meth.*, A277 (**1989**) 642-656.
- Sims** M.R., Andresen R.D., Leimann E.A., Lamb P., Raymont J., Ives J., Kellock S., Boella G., Villa G., Falconi B., Manzo G. e Robba R.M., “The X-ray gas scintillation spectrometre experiment on the first Spacelab flight”, *Astrophys. Space Sci.*, 116 (**1985**) 61.
- Sims** M.R., Andresen R.D., Leimann E.A., Lamb P., Raymont J., Ives J., Kellock S., Boella G., Villa G., Falconi B., Manzo G. e Robba R.M., “The X-ray gas scintillation spectrometre experiment on the first Spacelab flight”, *Astrophys. Space Sci.*, 116 (**1985**) 61.
- Sipilä** Heikki, “Inert gas mixtures for proportional”, *Nucl. Instr. Meth.*, 140 (**1977**) 389.
- Susuki** M. e Kubota S., “Mechanism of proportional scintillation in argon, krypton and xenon”, *Nucl. Instrum. Meth.*, 164 (**1979**) 197.
- Takahashi** T., Himi S., Suzuki M., Ruan J.-Z. e Kubota S., “Emission spectra from Ar-Xe, Ar-Kr, Ar-N<sub>2</sub>, Ar-CH<sub>4</sub>, Ar-CO<sub>2</sub> e Xe-N<sub>2</sub> gas scintillation proportional counters”, *Nucl. Instrum. Meth.*, 205 (**1983**) 591.
- Tsunemi** H., Hayashida K., Torii K., Tamura K., Miyata E., Murakami H. e Ueno S., “Nonlinearity at the K-absorption-edge in the Xe-filled gas proportional counter”, *Nucl. Instr. Meth.*, A336 (**1993**) 301-303.
- Van Standen** J.C., Foh J., Mutterer M., Pannicke J., Schelhaas K.P. , Theobald J.P., “A vacuum photodiode as light sensing element for gas scintillation counters”, *Nucl. Instr. Meth.*, 157 (**1978**) 301.

- Varvaritsa** V.P., Vikulov I.V., Ivashov V.V., Panov M.A., Filatov V.I. e Schekin K.I., “Proportional scintillation detectors”, *Instr. Exp. Techn. (USSR)* 35, (1992) 745-764.
- Va’vra** J., “Photon detectors”, *Nucl. Instr. Meth.*, A371 (1996) 33-56.
- Va’vra** J., Breskin A., Buzulutskov A., Chechik R. e Shefer E., “Study of CsI photocathode: volume resistivity and ageing”, *Nucl. Instr. Meth.*, A387 (1997) 154-162.
- Veloso** J.F.C.A., dos Santos J.M.F. e C.A.N. Conde, “Large-window gas proportional scintillation counter with photosensor compensation”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 42 (1995) 369-373.
- Veloso** J.F.C.A., dos Santos J.M.F. e Conde C.A.N., “Performance characteristics of a gas proportional scintillation counter coupled to a microstrip gas chamber photosensor”, *Nucl. Instr. Meth.*, A422 (1999) 273-277.
- Veloso** J.F.C.A., dos Santos J.M.F. e Conde C.A.N., “Gas proportional scintillation counters with a CsI-covered microstrip plate UV photosensor for high-resolution x-ray spectrometry”, *Nucl. Instr. Meth.* , A457 (2001) 253-261.
- Vinagre** F.L.R. e Conde C.A.N., “Penning effect in Ar-Xe mixtures at atmospheric pressures: accurate absolute w-value measurements for 5.9 keV X-rays”, *1999-IEEE Nucl. Sci. Symp. Conference Record* (2000), em CD-ROM.
- Zavattini** G., Feroci M., Budtz-Jorgensen C., Christensen F., Frontera F., Gambaccini M., Ortuño-Prados F. e Pareschi G., “Linearity discontinuities in Xe-filled X-ray microstrip detectors”, *Nucl. Instr. Meth.*, A401 (1997) 206-216.
- Zeitelhack** K., Friese J., Gernhäuser R., Kienle P., Körner H.-J., Maier-Komor P. e Winkler, “A microstrip gas counter for single VUV photons”, *Nucl. Instr. Meth.*, A351 (1994) 585-587.
- Zhou** B. e Szawlowski M., “An explanation on the APD spectral quantum efficiency in the deep UV range”, Interoffice Memo, Advanced Photonix Inc., 1240 Avenida Acaso, Camarillo, CA 93012, EUA, 1999.