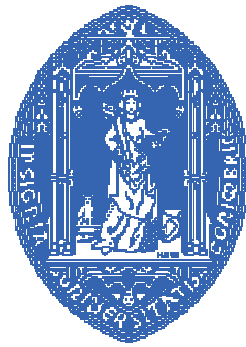


Luís Carlos Costa Coelho

Estudo da retrodifusão de fotoelectrões em atmosfera gasosa



Universidade de Coimbra

2007

Luís Carlos Costa Coelho

Estudo da retrodifusão de fotoelectrões em atmosfera gasosa

Dissertação de Mestrado em Instrumentação e Microelectrónica apresentada à Faculdade de Ciências e Tecnologia sob orientação do Prof. Doutor José António Matias Lopes e a co-orientação do Professor Doutor Joaquim Marques Ferreira dos Santos.

Departamento de Física
Faculdade de Ciências e Tecnologia
Universidade de Coimbra

2007

À família

Agradecimentos

Ao Professor Doutor José António Lopes Matias agradeço a amizade sempre presente e dedicação que disponibilizou na orientação e revisão deste trabalho, assim como toda a confiança que depositou em mim transmitindo-me um importante leque de conhecimentos.

Ao Professor Doutor Joaquim Marques Ferreira dos Santos agradeço todos os conhecimentos transmitidos durante a orientação e revisão deste trabalho e todo o apoio que sempre manifestou.

A todas as pessoas que colaboram no Grupo de Instrumentação Atómica e Nuclear do Departamento de Física agradeço todo o apoio disponibilizado permitindo uma fácil integração e um bom ambiente de trabalho.

A todos os colegas e amigos que ao longo da minha vida académica me têm apoiado.

À minha mãe e irmãs pelo carinho e apoio que nunca deixaram de manifestar.

Agradeço especialmente à Sofia que está sempre presente em todos os momentos da minha vida.

A todos um sincero obrigado.

Resumo

No presente trabalho foi investigado o efeito de retrodifusão dos fotoelectrões em gases puros He, Ne, Ar, Kr, Xe, CH₄, CF₄, misturas de CH₄ com Ar e Xe e ainda misturas de CF₄ com Xe. Para esse efeito foi utilizado um filme fino de CsI (500nm) como fotocátodo reflectivo. A emissão dos fotoelectrões é induzida através de uma lâmpada de Hg(Ar) (185nm com 5 nm de largura a meia altura).

A eficiência de recolha dos fotoelectrões, dada pela razão entre o número de fotoelectrões transmitidos no gás e em vazio, é determinada em função do campo eléctrico reduzido aplicado E/p onde p é a pressão do gás e E o campo eléctrico aplicado.

Os resultados obtidos neste trabalho confirmam a baixa eficiência de recolha dos fotoelectrões com a utilização de gases nobres. Conclui-se que de todos os gases nobres estudados o He e o Xe apresentam os piores casos, cerca de 30% enquanto o Ar apresenta-se como tendo o valor de eficiência mais elevado para as mesmas condições, cerca de 60%. Os resultados obtidos com a utilização das misturas gasosas são apresentados em função do campo eléctrico aplicado E/p e em função da concentração de CH₄ e de CF₄ respectivamente. Para as misturas Ar-CH₄ verifica-se que a eficiência de recolha é sempre superior em comparação com Ar e aumenta com o campo eléctrico aplicado dum forma muito rápida com campos baixos e apresentando-se suave para campos eléctricos dum forma geral superiores a $1\text{Vcm}^{-1}\text{torr}^{-1}$. O maior aumento da eficiência aparece com a adição de pequenas quantidades de CH₄ à mistura gasosa sendo esse efeito menor para concentrações de CH₄ maiores. Foi possível confirmar também que a influência de impurezas nos resultados altera substancialmente a eficiência de recolha dos fotoelectrões.

Abstract

In the present work it was investigated the effect of photoelectrons backscattering in pure gases He, Ne, Xe, CH₄, CF₄, mixtures of CH₄ with Ar and Xe and mixtures of CF₄ with Xe. To achieve that purpose, it was used a thin film of CsI (500nm) which worked as a reflective photocathode. The emission of photoelectrons is led by a lamp of Hg(Air) (185nm with 5nm FWHM).

The photoelectrons collection efficiency, given by the relationship between the number of photoelectrons transmitted in the gas and in vacuum, is determined according to the application of a reduced electric field E/p where p is pressure of the gas and E is the applied electric field.

The results obtained in this work confirm the low efficiency in collecting photoelectrons using noble gases. We can conclude that all studied noble gases He and Xe show the worst cases, about 30%, while Ar presents a higher efficiency value in the same conditions, about 60%.

The results achieved with the use of gas mixtures are shown regarding the application of the electric field E/p and regarding the concentration of CH₄ and CF₄. For the mixtures Ar-CH₄, it is possible to verify that the collection efficiency is always superior when comparing to Ar and increases with the electric field applied in fast way to lower fields and appearing smooth to electric fields generally superior to 1 Vcm⁻¹ torr⁻¹. The most increase of efficiency appears with the addition of small quantities of CH₄ to the gas mixture, being that effect lower in higher concentrations of CH₄. It was also possible to confirm the influence of impurities in the results, changing substantially the photoelectrons collection efficiency.

Índice

RESUMO	IV
ABSTRACT	V
ÍNDICE	VI
INTRODUÇÃO.....	1
1. DETECTORES GASOSOS DE RADIAÇÃO	3
1.1 CONTADORES GASOSOS DE CINTILAÇÃO PROPORCIONAL	4
1.1.1. <i>Princípio de funcionamento do CGCP</i>	4
1.1.2. <i>Região de deriva</i>	6
1.1.3. <i>Região de Cintilação</i>	9
1.1.4. <i>Detecção da luz de Cintilação</i>	11
1.1.5. <i>O fotomultiplicador</i>	12
1.2 PROCESSO DE CINTILAÇÃO DE GASES RAROS	13
1.3 FOTOCÁTODOS DE IODETO DE CÉSIO.....	20

1.4	RETRODIFUSÃO DE ELECTRÕES EM DETECTORES GASOSOS.....	22
2.	MONTAGEM EXPERIMENTAL	25
2.1	SISTEMA EXPERIMENTAL	25
2.2	PRODUÇÃO DOS FILMES DE CSI	28
2.3	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	32
2.3.1.	<i>Enchimento de gases</i>	33
2.3.2.	<i>Método de medida</i>	34
3.	RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	36
3.1	ESTUDO DE RETRODIFUSÃO EM GASES NOBRES PUROS	37
3.2	ESTUDOS DE RETRODIFUSÃO COM MISTURAS DE AR COM CH ₄	40
3.3	ESTUDO DE RETRODIFUSÃO DE MISTURAS DE Xe COM CH ₄	46
3.4	ESTUDO DE RETRODIFUSÃO DE CF ₄ E MISTURAS DE Xe COM CF ₄	52
3.5	ESTUDO DO COMPORTAMENTO DA RETRODIFUSÃO COM O TEMPO	56
4.	CONCLUSÕES GERAIS	60
	ÍNDICE DE FIGURAS	63
	REFERÊNCIAS	67

Introdução

Actualmente os detectores de radiação têm sido objecto de muito estudo e a sua utilização está presente nas mais diversas áreas como, por exemplo, a instrumentação médica, a astrofísica, a física das altas energias, a ciência dos materiais e aplicações espaciais.

A detecção da radiação é possível devido à interacção da radiação com a matéria ocorrendo a produção de fotões, pares electrão-ião ou pares electrão-lacuna. Os contadores gasosos (câmaras de ionização, contadores proporcionais e contadores Geiger), câmaras de nuvem, câmaras de bolha funcionam devido aos iões produzidos pela radiação. Nos contadores de cintilação, a radiação induz a produção de fotões através da excitação do gás e nos semicondutores a radiação produz pares electrão-lacuna. O número de iões, fotões ou pares electrão-lacuna depende da energia da radiação depositada no volume, das propriedades do meio e muitas vezes da natureza da própria radiação.

Este trabalho incidiu em detectores de cintilação gasosa tendo como principal objectivo o estudo da retrodifusão de fotoelectrões emitidos por um fotocátodo de CsI com gases de enchimento constituídos por gases nobres e misturas destes com CH₄ e CF₄.

Esta dissertação está dividida em 3 capítulos:

- O primeiro capítulo pretende abordar os conceitos gerais sobre detectores gasosos de radiação, dando maior ênfase no contador gasoso de cintilação proporcional;
- No segundo capítulo apresenta-se uma descrição do sistema experimental e dos procedimentos envolvidos na execução das medidas. É também descrito o método de produção dos filmes finos de CsI;
- O terceiro capítulo contém todos os resultados obtidos durante o estudo efectuado, nomeadamente a determinação da eficiência de recolha dos fotoelectrões em função do campo eléctrico aplicado à superfície do fotocátodo a operar em He, Ne, Ar, Kr e Xe, a análise daquela eficiência para diferentes misturas de CH₄ com Ar e Xe e misturas de CF₄ com Xe em função da quantidade relativa de CH₄ e CF₄ presente na mistura. Apresenta-se também uma comparação com os resultados obtidos por simulação de Monte Carlo.

1. Detectores gasosos de radiação

Os detectores de radiação são muitas vezes baseados na produção de cintilação utilizando dispositivos fotosensores onde os electrões são extraídos de um fotocátodo e recolhidos num ânodo para obter um impulso.

O desenvolvimento dos detectores gasosos de radiação tem crescido muito nos últimos anos especialmente com a utilização de fotosensores a operar no seu interior, em contacto directo com o gás de enchimento. Actualmente os exemplos mais comuns deste tipo de fotosensores são as câmaras gasosas de microfibras (CGMF), as estruturas de multiplicação GEM (Gas Electron Multiplier) e os fotodíodos de avalanche, tendo como finalidade a criação de uma alternativa aos tradicionais fotomultiplicadores. Estes têm alguns problemas que limitam o seu uso em determinadas situações.

Dentro da família de detectores gasosos de radiação encontram-se o Contador Proporcional (CP) e o Contador Gasoso de Cintilação Proporcional (CGCP). Este último baseia-se na produção de luz ultravioleta, UVV (ultravioleta de vácuo ou VUV *do inglês* vacuum ultraviolet), enquanto o primeiro se obtém através de amplificação por avalanche no gás.

1.1 Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional

Os Contadores Gasosos de Cintilação Proporcional (CGCP) foram introduzidos por Conde e Policarpo em 1967 [Conde e Policarpo 1967] utilizando como fotosensor, um fotomultiplicador. A principal característica dos CGCP's é o facto de ser um detector de radiação que opera à temperatura ambiente e, fundamentalmente, por obter o seu ganho através da cintilação do gás de enchimento. O ruído intrínseco ao processo de cintilação é, de uma forma geral, desprezável, o que determina a superior resolução em energia deste detector quando comparado com outros detectores cujo ganho é obtido por avalanche, como é o caso do Contador Proporcional (CP) ou da Câmara Gasosa de Microfítas (CGMF) (para raios X de 5,9 keV temos ~8% para o CGCP [e.g. Palmer e Brady 1974; Borges *et al.* 1999], 14% para o CP [e.g. Packer *et al.* 1985] e 15% com a CGMF [Velo *et al.* 1997]).

Ao não apresentar o efeito de carga espacial característico dos processos de avalanche gasosa, o CGCP pode atingir elevadas taxas de contagem, da ordem de 10^4 a 10^5 interações por segundo, sem degradação significativa da amplitude e da resolução em energia. A operação com maiores taxas de contagem é limitada por empilhamento dos impulsos, resultado do tempo de duração do impulso, tipicamente da ordem de alguns μ s para raios X.

1.1.1. *Princípio de funcionamento do CGCP*

Os CGCP's são basicamente constituídos por duas zonas distintas, região de deriva (ou de absorção), região de cintilação e ainda por um fotosensor sensível à radiação que se pretende detectar.

A figura 1 apresenta um esquema de um CGCP com um tubo fotomultiplicador a funcionar como fotosensor. A região de deriva é limitada pela janela e pela grelha G1, enquanto a região de cintilação é limitada pela grelha G1 e pela grelha G2, colocada na face superior do fotomultiplicador.

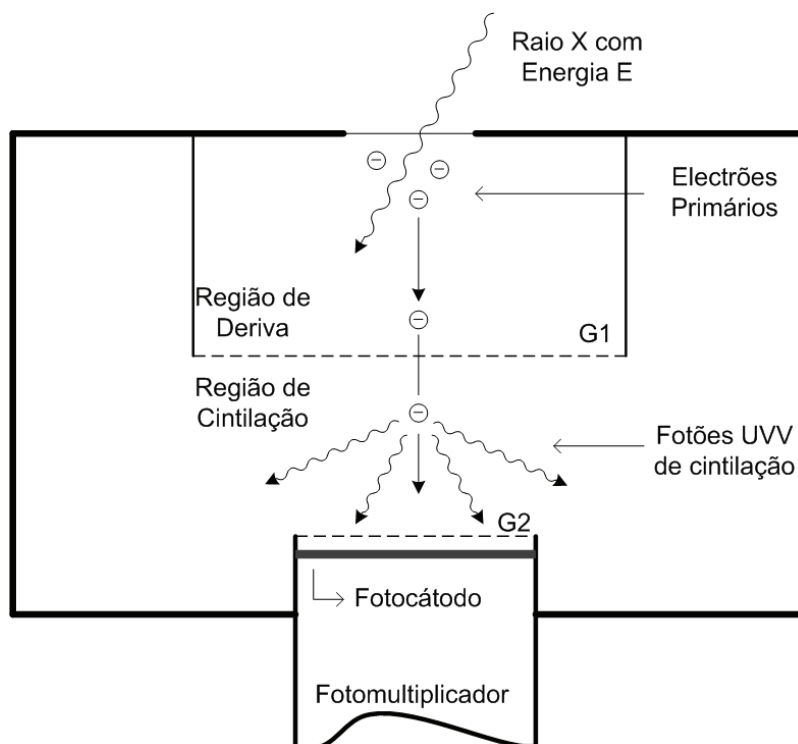


Figura 1 – Representação esquemática de um contador gasoso de cintilação proporcional de campo uniforme tendo como fotosensor um fotomultiplicador.

A radiação é, preferencialmente, absorvida na região de absorção/deriva por efeito fotoeléctrico, e origina um número de electrões primários que é proporcional, em boa aproximação, à energia da radiação absorvida.

Estes electrões irão derivar, por efeito de um campo eléctrico, em direcção à região de cintilação. Aí os electrões são sujeitos a um campo eléctrico que é elevado o suficiente para induzir cintilação, o valor típico é de algumas centenas de fotões por electrão primário. Esta cintilação é detectada por um fotosensor — em geral o fotomultiplicador (PMT¹) [e.g. Knoll 1999 ou catálogos Thorn EMI, Philips, Hamamatsu] — que produz um

¹ Do inglês *photomultiplier tube*.

sinal eléctrico proporcional à quantidade de luz recolhida, garantindo desta forma a proporcionalidade do sistema à energia da radiação absorvida.

Os gases de enchimento são, em geral, gases raros: tipicamente o xénon ou o árgon ou misturas de gases raros ou, ainda, em alguns casos, gases raros misturados com outros gases, principalmente o azoto [e.g. Conde e Policarpo 1967, Conde *et al.* 1968, Alves *et al.* 1977, Takahashi *et al.* 1983, Garg e Sharma 1984]. A pressão de enchimento tem valores típicos próximos de 1 atmosfera, sendo que também têm sido estudados CGCPs com pressões de várias atmosferas [e.g. Ngoc *et al.* 1980, Leite *et al.* 1982, Dangendorf *et al.* 1989, Coelho *et al.* 2006, 2007A e 2007B].

O CGCP foi desenvolvido em várias geometrias distintas: o detector de ânodo esférico, o detector de campo esférico e grelhas concêntricas, o detector de campo cilíndrico, o detector de campo uniforme (figura 1), e uma variante deste último sem região de absorção/deriva [e.g., Conde e Policarpo 1967 e 1974, Palmer e Brady 1974, Conde *et al.* 1975, Anderson *et al.* 1979, Garg e Sharma 1984, Simons e Korte 1989, dos Santos *et al.* 1993A]. Estas geometrias sofreram alterações tendo em vista a melhoria do desempenho, com particular ênfase no caso da geometria de campo uniforme como, por exemplo, eléctrodos para a focagem da nuvem de electrões na zona de deriva [e.g. Anderson *et al.* 1977B; Goganov *et al.* 1984], correcção do ângulo sólido pela compensação dos campos eléctricos na zona de cintilação [e.g. Conde *et al.* 1993; dos Santos *et al.* 1994], máscara para a compensação radial da luz recolhida no fotossensor [Veloso *et al.* 1995].

1.1.2. Região de deriva

A região definida pela janela e pela grelha G1 constitui a região de deriva ou de absorção.

A interacção do raio x com um átomo de xénon é seguida da emissão de um fotoelectrão, de fotões de fluorescência e de electrões AUGER e "SHAKE-OFF" resultantes do decaimento das lacunas – originadas pela fotoionização e emissão Auger –

para a camada exterior, e o ião fica multiplamente ionizado. Estes electrões produzem novos electrões e fotões de fluorescência por ionização e excitação de outros átomos até que a sua energia fica abaixo do limiar de ionização e excitação do xénon formando uma nuvem de electrões primários [dos Santos 1994].

Um estudo detalhado da formação da nuvem de electrões livres termalizados ou electrões primários é feito por Dias [Dias *et al.* 1993]. O número de electrões primários N_e é, em boa aproximação, proporcional à energia absorvida no gás E_x , $N_e = E_x/W$, em que W é a energia média para produzir um par electrão-ião.

Na figura 2 apresenta-se um esquema do resultado da interacção dos raios x com átomos de xénon na região de deriva.

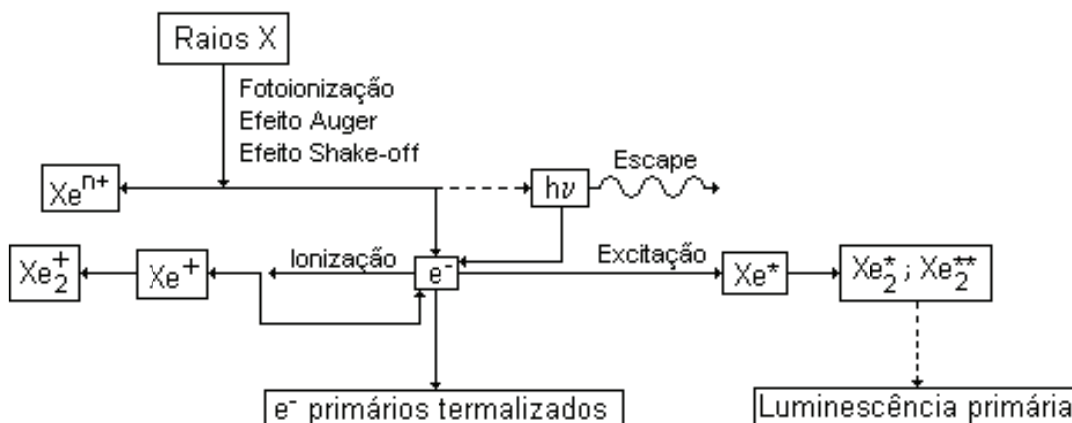


Figura 2 – Esquema da interacção dos raios x com os átomos de Xe na região de deriva de um CGCP. [dos Santos 1994]

Da desexcitação radiativa do gás e da recombinação electrão-ião resulta a produção da chamada “cintilação primária”, de fraca intensidade com comprimentos de onda na região do ultravioleta de vazio (UVV) para os gases raros e suas misturas. Para o caso dos raios X, corresponde a aproximadamente 20% da energia depositada no gás [Policarpo 1977; Policarpo 1981] sendo, em geral, insuficiente para ser usada com eficiência, no

entanto, esta cintilação é emitida em apenas algumas dezenas de nanosegundo, podendo assim ser útil para sistemas de temporização, usando técnicas de coincidência. Um exemplo é a experiência internacional XENON² a decorrer no Laboratório Nacional de Gran Sasso, em Itália, que combina a cintilação do xénon no estado gasoso e no estado líquido com o objectivo da detecção de *WIMPS*³ [Angle *et al.* 2007].

É, contudo, nos electrões primários produzidos que o CGCP se baseia para retirar a informação sobre a energia da radiação, o número de electrões primários produzidos pelo fóton da radiação x no xénon é, em média e dentro de uma boa aproximação, proporcional à energia do fóton absorvido.

A nuvem de electrões primários resultante deriva em direcção à região de cintilação por efeito de um campo eléctrico adequado — difundindo-se de acordo com uma distribuição de carga gaussiana [Loeb 1955; Gilardini 1972] — sofrendo apenas colisões elásticas com os átomos/moléculas do gás. Desta forma, o número de electrões primários que chega à região de cintilação não depende da posição onde se formou a nuvem.

O campo eléctrico na região de deriva é inferior ao limiar de excitação do gás que, para o caso do xénon é de $E/p \cong 1 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ (o campo eléctrico E em V/cm e a pressão p em Torr), sendo em boa aproximação independente da pressão de enchimento [Conde *et al.* 1977; Leite *et al.* 1981; Feio *et al.* 1982; Favata *et al.* 1990; Santos *et al.* 1994; Dias *et al.* 1999]. Mas, sendo este campo eléctrico de baixa amplitude, a velocidade de difusão dos electrões em direcção à janela, é por vezes, superior à velocidade de deriva ao longo do campo eléctrico, existindo deste modo perda de electrões primários para a janela. Desta perda de electrões resulta uma degradação no desempenho do detector, nomeadamente um aumento da resolução em energia e do fundo na região dos picos, devido ao aparecimento no espectro de uma cauda na região das baixas energias. Este efeito torna-se significativo quando o comprimento de absorção, λ , é muito inferior a 1 mm.

² Experiência que envolve vários grupos de investigação internacionais entre os quais o Grupo de Investigação Atómica e Nuclear da Universidade de Coimbra (GIAN).

³ Do inglês *Weekly Interactive Massive Particle*.

1.1.3. Região de Cintilação

A região definida pela grelha e pelo cátodo do PMT constitui a região de cintilação, na qual se obtém grande parte do ganho do detector. Na região de cintilação, o campo eléctrico reduzido E/p é superior ao limiar de excitação do meio. Sob a acção deste campo os electrões primários podem adquirir a energia necessária para excitar os átomos do gás que, no processo de desexcitação, emitem a denominada cintilação secundária, na zona espectral do UVV para os gases raros e suas misturas. O ganho necessário ao bom funcionamento do CGCP tem, neste processo, a sua origem, com cada electrão primário a induzir tipicamente centenas de fotões de cintilação. O número de fotões que é produzido na região de cintilação cresce de uma forma aproximadamente linear com o campo reduzido E/p , até se atingir o limiar de ionização do gás [Conde *et al.* 1977, Dias *et al.* 1999]. A título de exemplo, o limiar de ionização para o xénon é de $E/p \cong 6 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ [e.g. Conde *et al.* 1977, Andresen *et al.* 1977, Dias *et al.* 1983, Smith *et al.* 1989, Santos *et al.* 1994, Borges *et al.* 1999].

Como os gases raros são monoatômicos, a sua eficiência de excitação — fracção da energia fornecida pelo campo eléctrico ao electrão que é convertida em excitação do gás — é elevada para campos eléctricos reduzidos inferiores ao limiar de ionização, uma vez que os electrões primários, para além das colisões inelásticas, apenas podem perder energia por colisões elásticas. Estas correspondem a transferências de energias muito reduzidas, já que a relação de massas electrão/átomo é muito pequena. A eficiência de excitação para árgon, xénon e kriptón foi calculada por simulação de Monte Carlo [Dias *et al.* 1986 e 1993; Santos *et al.* 1994] para vários valores do campo reduzido. A eficiência de excitação é uma função crescente do campo reduzido, atingindo valores elevados mesmo sem ser na proximidade do limiar de ionização, como acontece no caso do xénon, com 94% para $E/p = 5,3 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ [Dias *et al.* 1993].

A eficiência de cintilação atinge também valores elevados em xénon. Para $E/p = 5,3 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$, 81% da energia fornecida aos electrões primários pelo campo é convertida em energia dos fotões de cintilação [Dias *et al.* 1993].

Embora a energia dissipada nas colisões elásticas seja pequena⁴, cada electrão primário sofre um número de colisões elásticas muito elevado (superior a 10^4) entre duas colisões inelásticas sucessivas [Dias *et al.* 1993]. A pureza do gás é, assim, de grande importância. Tendo uma probabilidade significativa de colidir com uma impureza antes de excitar um átomo de gás raro, o electrão pode perder a maior parte da sua energia no processo. Reduzindo a sua energia o electrão demora mais tempo a adquirir energia suficiente para a excitação do gás raro, o que leva à diminuição da probabilidade de cintilação. Outros processos físicos contribuem para a diminuição da eficiência de excitação: as impurezas electronegativas ao capturarem os electrões impedem a excitação dos átomos dos gases raros e dos átomos em estados metaestáveis e ressonantes podendo perder energia ao colidir com impurezas.

Abaixo do limiar de produção de luz (o valor do campo reduzido abaixo do qual o rendimento de electroluminescência é praticamente nulo) a energia que os electrões vão adquirindo através da acção do campo eléctrico é da ordem de grandeza da energia transferida para os átomos nas colisões elásticas, pelo que o electrão não ganha energia suficiente para promover a excitação do gás. [Conde 2004]

Para campos eléctricos reduzidos superiores a $6\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ a energia dos electrões atinge valores que tornam possível a ionização do gás. O aparecimento de electrões secundários provoca um crescimento mais rápido da luz de cintilação produzida, mas faz diminuir a eficiência de excitação e a de cintilação, bem como o rendimento de electroluminescência por electrão [dos Santos 1994]. Por outro lado, o aparecimento do processo de multiplicação de carga resulta em flutuações estatísticas adicionais que contribuem para um aumento da resolução em energia do CGCP a operar em modo de multiplicação de carga.

⁴ Na aproximação clássica, $\frac{\Delta E}{E} \text{ máx} \cong \frac{4m_e}{M}$, sendo m_e a massa do electrão e M a massa do átomo.

1.1.4. Detecção da luz de Cintilação

Parte da luz de cintilação produzida na região de cintilação é recolhida no fotosensor do CGCP. Pretende-se que a resposta produzida seja linear de forma a garantir a proporcionalidade do sistema.

No fotosensor, a conversão da luz de cintilação num sinal eléctrico é conseguida através da extracção de fotoelectrões de um fotocátodo por efeito fotoeléctrico. Estes fotoelectrões são libertados para uma região que pode estar em vácuo ou na presença de um meio gasoso. Com a ajuda de um campo eléctrico aplicado, eles são acelerados até serem recolhidos no ânodo, podendo passar por um estágio de ganho cuja função é permitir separar convenientemente o sinal do ruído electrónico.

O fotosensor mais utilizado nos CGCP tem sido o PMT. Neste caso existem vários estágios de multiplicação onde em cada estágio o fotoelectrão arrancado dá origem a novos fotoelectrões que são encaminhados para o estágio seguinte. Este processo ocorre até que todos os fotoelectrões atinjam o ânodo dando origem a um sinal proporcional ao número de fotões que incidiram no fotocátodo.

Este fotosensor tem algumas limitações onde se destaca o funcionamento em vácuo, obrigando à existência de uma janela de cintilação, acrescida, em muitos casos, por uma janela de cintilação do próprio CGCP, quando se opera com o PMT colocado no exterior do CGCP, como acontece para altas pressões de enchimento não suportadas pelo PMT.

A detecção da cintilação dos gases raros, como ocorre na região do UVV, requer que se utilizem janelas especiais, em particular para os menores comprimentos de onda (árgon com emissão centrada a 128 nm, figura 3) para os quais só materiais como o LiF ou MgF₂ transmitem, ainda que parcialmente. No caso da cintilação do xénon — aquela que apresenta o maior comprimento de onda médio (~172nm) — já é possível utilizar janelas de quartzo ultra-puro, consideravelmente menos dispendiosas que as primeiras.

1.1.5. O fotomultiplicador

O PMT é um dispositivo tecnicamente fiável, com áreas activas e eficiências quânticas no UVV adequadas e que apresenta ganhos elevados, chegando a 10^7 . Esta característica é importante nas medidas de quantidades diminutas de cintilação, da ordem de 10^3 fotões UVV, que podem ocorrer em certas condições de medida no CGCP. Apresenta uma corrente de fundo⁵ desprezável e capacidades da ordem do pF [e.g. catálogos da Thorn EMI, Philips, Hamamatsu], consentâneas com a aplicação de pré-amplificadores de sinal de alta sensibilidade com as melhores relações sinal/ruído.

Tipicamente, apresenta-se num invólucro de vidro, selado e em vácuo, com comprimento da ordem de 10 a 15 cm para áreas activas de 2,5 a 5,1 cm de diâmetro.

O PMT apresenta, no entanto, uma série de desvantagens que limitam os campos de aplicação do CGCP, já que:

- é frágil;
- a utilização de janela de cintilação limita a utilização do CGCP para pressões acima de algumas atmosferas;
- é sensível a campos magnéticos tão baixos como 10^{-4} T;
- é volumoso;
- requer potências elevadas, da ordem de 1 W, e fontes de alta tensão de alta estabilidade (ganho exponencial);
- é sensível ao visível;
- a sua não-uniformidade pode ser significativa, o que afecta o seu desempenho em espectrometria de cintilação [dos Santos *et al.* 1992 e 1996];

⁵ Do inglês *dark current*.

- o seu comportamento dinâmico pode comprometer o desempenho do CGCP para taxas de contagem acima de 10^3 contagens/s [Silva *et al.* 1999].

A procura de alternativas ao PMT é equacionada desde cedo na literatura [Policarpo 1978], desde então tendo sido dedicado um esforço continuado ao desenvolvimento e estudo de outros fotossensores. Na maioria destes casos os fotossensores estudados utilizam gases fotossensíveis [Charpak *et al.* 1980; Anderson 1980; Dangerdorf *et al.* 1990], conversores de comprimento de onda [*e.g.* Conde *et al.* 1968; Anderson *et al.* 1977B] e fotodíodos [Van Standen *et al.* 1978, de Campos 1984, Coelho *et al.* 2007B] ou fotocátodos de CsI [Lopes e Conde 1995, Veloso *et al.* 2001, Coelho *et al.* 2006], separados sempre por uma janela de cintilação do volume do CGCP. A utilização desta janela é um factor limitativo, quer pela absorção significativa da cintilação quer pelo afastamento do fotossensor à região de cintilação e consequente diminuição da cintilação recolhida, o que, em conjunto com outras limitações próprias de cada um destes fotossensores, não fez de nenhuma destes alternativa completamente satisfatória ao PMT.

1.2 Processo de cintilação de gases raros

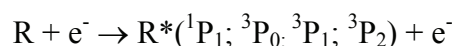
O princípio de funcionamento do CGCP tem como base a produção da denominada cintilação secundária. No entanto, no processo de absorção da radiação no CGCP é, também, emitida cintilação — a cintilação primária.

Na cintilação primária as partículas carregadas dissipam parte da sua energia através de processos de ionização e excitação na interacção com o meio gasoso. Desta interacção resultam electrões, os chamados electrões primários, e também há emissão de radiação devido à desexcitação do meio. Esta radiação é de fraca intensidade e normalmente não é suficiente para que o funcionamento do detector seja eficiente. (Policarpo 1981, Dias 1986)

A cintilação secundária ocorre quando é aplicado um campo eléctrico suficientemente elevado aos electrões primários resultantes, desta forma estes são acelerados e ganham energia suficiente para excitar o meio sem ocorrer ionização. Nestas condições, quando os átomos do meio regressam ao estado fundamental ocorre nova emissão de radiação, característica do gás do meio, à qual se dá o nome de cintilação secundária.

Os gases raros são os cintiladores mais utilizados no enchimento dos contadores de cintilação proporcional devido à elevada eficiência que evidenciam na emissão de um elevado número de fotões por electrão primário produzido no gás pela radiação incidente. Sendo monoatómicos, não há possibilidade de dissipação da energia de impacto dos electrões em excitações de níveis rotacionais e vibracionais, mas apenas em energia cinética de recuo dos átomos nas colisões elásticas, responsável no entanto por só haver cintilação acima de um certo limiar do campo eléctrico reduzido ($E/P > 1 \text{ Vcm}^{-1}\text{torr}^{-1}$). Deste modo, é grande a eficiência com que a energia fornecida pelo campo aos electrões é aplicada em excitações electrónicas de interesse para a produção de fotões para valores de E/P inferiores ao limiar de ionização.

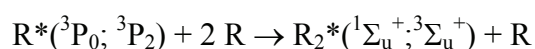
A emissão de cintilação nos gases raros ocorre no processo de decaimento dos átomos excitados dos gases raros [e.g. Policarpo 1977 e 1981, Leite 1980, Takahashi *et al.* 1983, Gerasimov *et al.* 1992, Varvaritsa *et al.* 1992, Galy *et al.* 1993], originados por colisões inelásticas com os electrões livres:



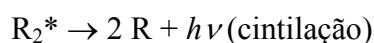
em que 1P_1 , 3P_0 , 3P_1 e 3P_2 são os estados atómicos excitados de menor energia do átomo de gás raro R. A desexcitação radiativa para o estado fundamental atómico 1S_0 é inibida para pressões acima de 10 Torr. A intensidade das emissões atómicas diminui rapidamente com o aumento da pressão em detrimento das emissões moleculares, dominantes a partir de algumas centenas de Torr.

Para pressões acima dos 100 Torr, os estados ressonantes 1P_1 e 3P_1 decaem principalmente por colisões binárias e ternárias, não contribuindo directamente para a emissão de cintilação.

Por outro lado, os estados metaestáveis 3P_0 e 3P_2 têm vidas médias muito longas — da ordem de 100 μ s — (correspondem a transições proibidas para o estado fundamental) o que torna altamente provável a interacção do átomo excitado com os átomos circundantes. A reacção predominante envolve a formação de estados moleculares excitados R_2^* denominados excímeros, num processo ternário:



Os estados moleculares excitados $^1\Sigma_u$ e $^3\Sigma_u^+$ decaem para o estado fundamental instável, ou repulsivo, $^1\Sigma_g^+$, através da emissão não ressonante de um fóton na região espectral do UVV (aproximadamente 100-200 nm), a denominada cintilação:



Se o excímero se encontra num estado vibracional excitado o fóton será emitido na região espectral denominada 1º contínuo; enquanto que, se estiver no estado vibracional fundamental, decairá emitindo um fóton de menor energia, na região do 2º contínuo.

A existência dos dois contínuos depende da pressão, sendo que para pressões acima de algumas centenas de Torr — o que corresponde às condições normais de operação dos CGCPs (> 1 atmosfera) — a emissão de cintilação dá-se quase exclusivamente no 2º contínuo, já que a probabilidade de um excímero se encontrar no estado vibracional fundamental é a mais elevada, pela acrescida probabilidade de relaxação vibracional por colisão com os átomos do meio.

Na figura 3 são apresentados os espectros de cintilação de alguns gases raros, para casos em que a emissão é significativa apenas no 2º contínuo.

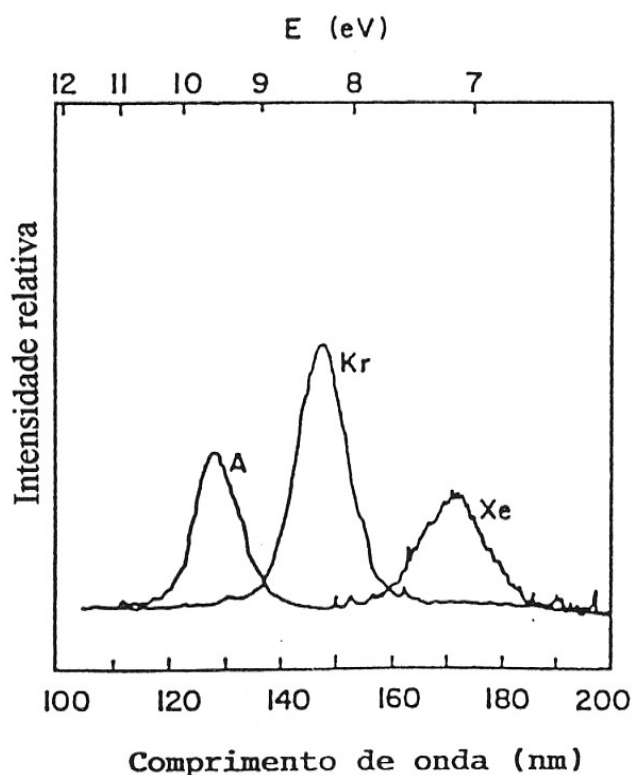


Figura 3 – Espectro de cintilação de gases raros: Ar (760 Torr), Kr (560 Torr) e Xe (300 Torr) [Suzuki e Kubota 1979].

A utilização de misturas gasosas leva a espectros de emissão mais complexos. No entanto, a adição de pequenas quantidades de um gás raro pode resultar numa transferência do processo de cintilação para o gás energeticamente mais favorável, como acontece, por exemplo, no caso das misturas Ar-Xe e Ar-Kr (figura 4) ou, com outros gases, como nas misturas Ar-N₂ (figura 5).

O número médio de fótons produzidos por electrão primário na cintilação secundária é um aspecto fundamental do funcionamento do CGCP, já que contribui para o ganho do CGCP e para as flutuações estatísticas no processo de medida.

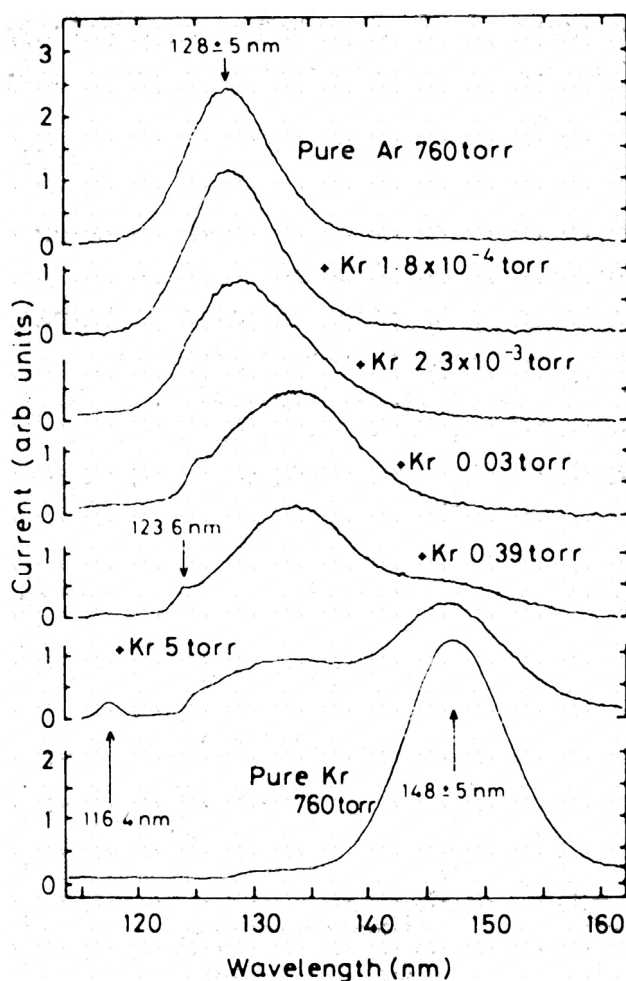


Figura 4 – Espectros de cintilação para misturas de árgon e kripton [Takahashi *et al.* 1983].

A intensidade da cintilação por electrão depende da eficiência de cintilação do gás, ou seja, da eficiência com que a energia fornecida pelo campo aos electrões primários é convertida em fótons de cintilação e da energia destes fótons. Estas duas quantidades são convenientemente expressas pela intensidade de electroluminescência reduzida, que exprime o número médio de fótons emitido por electrão primário por unidade de comprimento e por unidade de pressão.

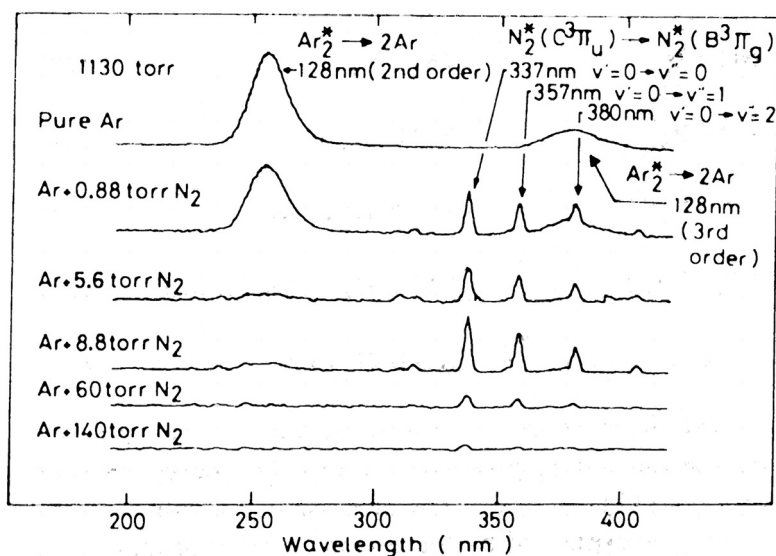


Figura 5 – Espectros de cintilação para misturas de árgon e azoto. Para o azoto puro não é observada cintilação [Takahashi *et al.* 1983].

Uma compilação dos resultados experimentais é apresentada em [Favata *et al.* 1990], mostrando a clara superioridade da intensidade de electroluminescência do xénon relativamente ao árgon e ao kriptón, devendo-se este facto, principalmente, à menor energia média dos fotões de cintilação do xénon. Resultados obtidos para xénon por simulação de Monte Carlo [Dias *et al.* 1986; Santos *et al.* 1994] são concordantes com os resultados experimentais.

Na figura 6 apresenta-se uma curva típica para a intensidade de electroluminescência reduzida, em função do campo eléctrico reduzido para gases raros, neste caso particular para xénon. A intensidade de electroluminescência reduzida apresenta uma dependência, em boa aproximação, linear com o campo eléctrico reduzido, para valores acima do limiar de excitação do gás (para xénon é de $E/p \cong 1 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$), até se atingir o limiar de ionização do gás ($E/p \cong 6 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$, para xénon). A partir deste limiar, a produção de cintilação tem um comportamento mais rápido devido à contribuição adicional trazida pelos electrões secundários. [Borges *et al.* 1999] conclui que, para xénon, o afastamento do comportamento linear é tanto mais significativo quanto maior a espessura da zona de cintilação. No caso da figura 6 essa espessura é de apenas 0,5 cm, pelo que o comportamento não linear só se torna significativo para $E/p > 9 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$.

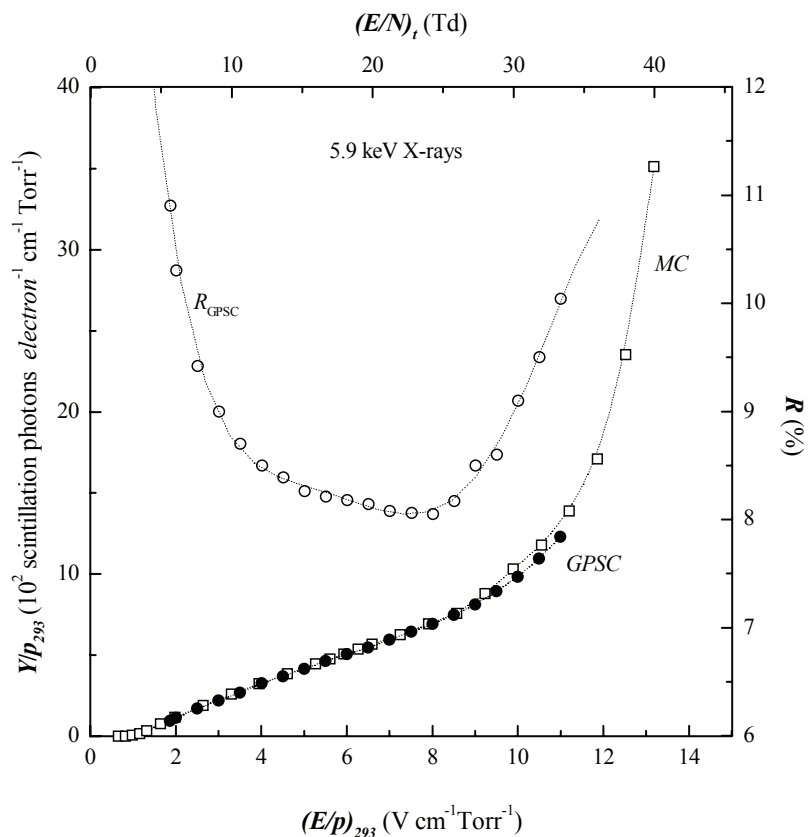


Figura 6 – Intensidade de electroluminescência reduzida em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação, para xénon. Os círculos a negro correspondem aos resultados experimentais; os quadrados representam os resultados obtidos por simulação de Monte Carlo, os círculos a branco são resultados experimentais para a resolução em energia para raios X de 5,9 keV [Borges *et al.* 1999].

O xénon é o gás raro que apresenta as melhores características para utilização nos CGCP devido às suas características:

- apresenta a maior secção eficaz de fotoionização (tem o maior número atómico);
- tem o menor valor de W de entre os gases raros e um factor de Fano F relativamente baixo;
- tem a maior intensidade de electroluminescência;
- cintila na região de maior transmissão das janelas de cintilação;

- não tem radioisótopos do mesmo número atômico com vida média longa (como é o caso do kripton e do radão).

1.3 Fotocátodos de Iodeto de Césio

Os filmes finos de Iodeto de Césio (CsI) tornaram-se muito usados em fotocátodos para detecção de radiação UV e de raios X pouco energéticos devido à sua elevada eficiência quântica para fótons UVV da ordem de 30% para 172nm (figura 7), resistividade da ordem dos 10^{10} a 10^{11} Ωcm e a insensibilidade à luz visível e a razoável facilidade com que pode ser fabricado [Veloso 2000].

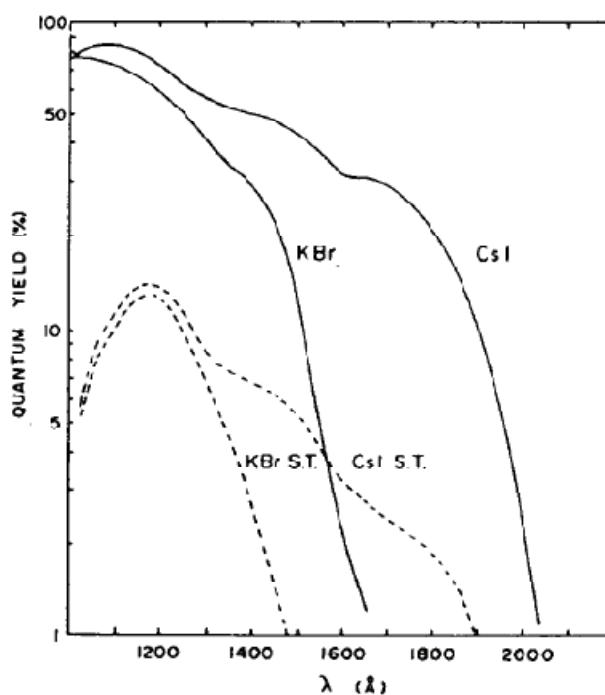


Figura 7 – Comparação da eficiência quântica dos fotocátodos de CsI e KBr reflectivos e semi-transparentes (S.T.) típicos [Breskin 1996].

A utilização de fotocátodos reflectivos em detrimento aos fotocátodos semi-transparentes deve-se ao facto da eficiência quântica dos fotocátodos reflectivos (opacos) ser muito superior à dos semi-transparentes. Isto deve-se à natureza da absorção

exponencial dos fótons UVV, que nos fotocátodos reflectivos os fotoelectrões são recolhidos no mesmo lado de incidência dos fótons enquanto nos semi-transparentes são recolhidos no lado oposto à absorção dos fótons UVV — lado onde a fotocorrente é menor do que no primeiro [Veloso 2002].

Um dos grandes problemas deste tipo de fotocátodos é a sua degradação em contacto com o ar. Eles apresentam uma estabilidade relativa quando expostos ao ar por curtos períodos de tempo mas, devido às propriedades higroscópicas do CsI, a eficiência do fotocátodo degrada-se rapidamente quando exposta ao ar húmido, este fenómeno acontece com maior intensidade para maiores comprimentos de onda. Foi mostrado por vários autores [Tremisín *et al.* 2000, Razin *et al.* 1998, Breskin 1996] que a eficiência quântica de um fotocátodo exposto ao ar com humidade relativa elevada se degrada substancialmente. Comparado com um fotocátodo novo a eficiência quântica degrada-se cerca de 25% ao ar com uma humidade 25% durante 100 minutos e cerca de 50% com uma humidade de 50% para o mesmo tempo de exposição.

O mecanismo de degradação do fotocátodo pode ser associado à hidrólise do CsI, pois a sua oxidação é inibida devido ao elevado intervalo de energia do CsI (cerca de 6eV). Uma vez exposta ao ar moderadamente húmido, o fotocátodo de CsI degradado pode ser recuperado através de aquecimento (baixa degradação). Mas a degradação pode ser permanente após exposição ao ar extremamente húmido (degradação catastrófica). Neste último caso o fotocátodo normalmente apresenta uma tonalidade branca tornando-se transparente à luz UV. A exposição ao ar resulta numa transformação estrutural irreversível do filme de CsI formando pequenas ilhas de cristal tornando-se descontínuo [Tremisín *et al.* 2000].

Na figura 8 apresenta-se o resultado do estudo efectuado por Tremisín para fotocátodos de CsI em diferentes estados de degradação. É possível observar as alterações estruturais que acontecem ao CsI num estado óptimo de utilização (a) na presença de ar pouco húmido (b) e na presença de ar muito húmido (c).

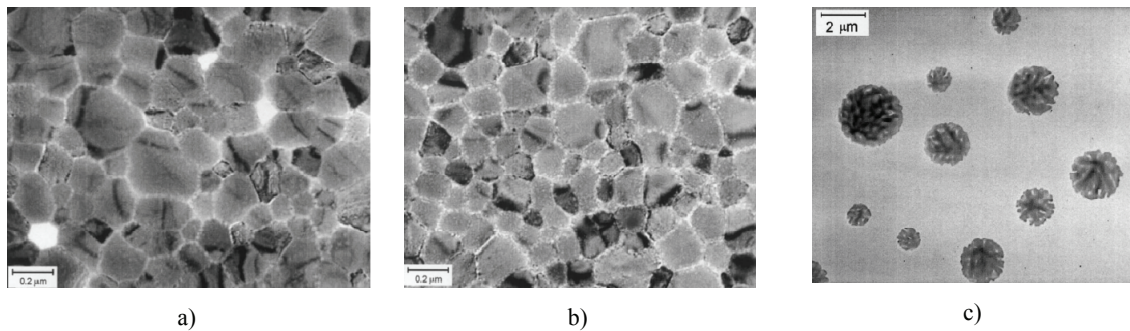


Figura 8 – Estrutura do CsI para diferentes condições de humidade; a) num estado óptimo de utilização, b) a presença de ar pouco húmido, c) na presença de ar muito húmido [Tremisn 2000].

Quando o CsI se encontra no estado presente na figura 8 b) ainda é possível reverter a sua estrutura através de aquecimento do próprio CsI. Este processo vai libertar a humidade entretanto absorvida. O mesmo não é possível quando o CsI se encontra no estado da figura 8 c), neste caso a sua estrutura alterou-se não sendo possível reverter a situação através de aquecimento.

1.4 Retrodifusão de electrões em detectores gasosos.

Os detectores de radiação são muitas vezes baseados em produção de cintilação, sendo utilizado um dispositivo fotosensor onde fotoelectrões são extraídos de um fotocátodo e recolhidos num ânodo para produzir um impulso. Já foram implementadas diversas aplicações baseadas neste princípio tais como detectores de Cherenkov, contadores gasosos de cintilação, fotomultiplicadores gasosos e outros fotosensores UVV.

Tem havido um crescente interesse nos detectores UVV combinados com fotocátodos sólidos, em particular CsI, com multiplicadores gasosos de fotoelectrões. A importância da fotoemissão na superfície, em oposição à conversão no gás traduz-se numa maior rapidez e localização melhorada.

Quando se trabalha em vazio todos os fotoelectrões emitidos pelo fotocátodo atingem o ânodo mas o mesmo não acontece quando se trabalha num ambiente gasoso. Isto deve-se a efeitos de retrodifusão dos electrões pelos átomos ou moléculas do meio gasoso, em que a eficiência de recolha dos fotoelectrões emitidos depende da composição do gás e da pressão. Nos gases nobres e em alguns hidrocarbonetos este efeito reduz consideravelmente a eficiência quântica [Coelho *et al.* 2007A, Escada 2004]. A eficiência de recolha aumenta com o campo eléctrico reduzido aplicado e diminui com a energia dos fotões incidentes no fotocátodo [Dias *et al.* 2004]. Por exemplo, esta é, talvez, a principal razão que justifica o facto do detector híbrido “GPSC/MSGC” não apresentar uma resolução próxima ou mesmo superior à dos CGCP equipados com PMTs, como então se esperava [Veloso *et al.* 2001].

De facto, devido ao tamanho do electrão ser muito inferior ao do átomo/molécula do meio gasoso este perde pouca energia em múltiplas colisões elásticas, e pode-se movimentar numa grande variedade de direcções o que facilita a sua captura pelo fotocátodo. Quando ocorrem colisões inelásticas o electrão perde uma energia suficientemente grande para diminuir drasticamente a possibilidade de captura pelo fotocátodo. Assim, a eficiência de recolha dos fotoelectrões no meio gasoso aumenta com o aumento da probabilidade de ocorrência de colisões inelásticas, o que é favorecido pelo aumento do campo eléctrico aplicado.

No caso do meio gasoso ser unicamente composto por gases nobres, é necessário que o campo eléctrico reduzido seja relativamente elevado para que possam ocorrer colisões inelásticas e, assim, a eficiência de transmissão é relativamente baixa em especial para os gases com maior densidade. Por outro lado, em metano surgem colisões inelásticas — excitações vibracionais para menores valores do campo eléctrico reduzido, de modo que, a adição de CH₄ aos gases nobres, em particular ao Ar, aumenta a eficiência de recolha e a velocidade de deriva dos electrões.

Abaixo do limiar de ionização o efeito de retrodifusão é mais pronunciado, em particular nos gases nobres, onde a secção eficaz elástica excede largamente a inelástica devido à falta dos níveis rotacionais e vibracionais.

Acima do limiar de ionização, a maior parte das colisões envolvem uma energia perdida considerável muito elevada; os electrões produzidos nestas colisões de ionização têm pouca energia e seguem a aceleração do campo eléctrico aplicado com probabilidade reduzida de sofrerem retrodifusão.

Esta retrodifusão dos electrões nos gases tem sido alvo de estudo por muitos autores e a eficiência de recolha dos fotoelectrões apresenta-se como sendo dependente do gás, do campo aplicado e do comprimento de onda do fotão — fotoelectrão induzido do fotocátodo.

Até agora a eficiência de recolha dos fotoelectrões tem sido estudada experimentalmente para o Ar, CF₄, misturas de Ar-CH₄ e He-CH₄ [Di Mauro *et al.* 1996, Breskin *et al.* 2002, Breskin *et al.* 1995, Buzulutskov *et al.* 1999, Pansky *et al.* 1995], enquanto os estudos de simulação têm sido efectuados para o Ar, Ne e Xe e misturas destes com CH₄ e CF₄ [Dias *et al.* 2004, Escada *et al.* 2007].

No presente trabalho foi investigado o efeito de retrodifusão dos fotoelectrões em gases puros He, Ne, Ar, Kr, Xe, CH₄, CF₄, misturas de CH₄ com Ar e Xe e ainda misturas de CF₄ com Xe.

2. Montagem experimental

2.1 Sistema experimental

O detector utilizado para efectuar o estudo pretendido está representado na figura 9. Este é formado por uma pequena câmara de vácuo selada com um anel de VITON⁶ e 8 parafusos M4. A estrutura do detector é feita em aço inoxidável contendo 4 *feedthrough*⁷ (passadores de tensão) que permitem polarizar diversos componentes colocados no interior sem comprometer a pureza do ambiente gasoso do detector. Cada *feedthrough* é colado com cola TRA-BOND, não condutora e de baixa pressão de vapor. Deste modo é possível colocar no seu interior diversos componentes que necessitam de ser polarizados através do exterior, tais como um disco de aço inoxidável com o fotocátodo, duas grelhas para polarização e um dispositivo de purificação dos gases nobres (*getter*).

O disco de aço inoxidável onde é evaporado o fotocátodo é colocado numa base de cerâmica de MACOR obtendo-se, assim, total isolamento eléctrico com o invólucro do

⁶ Borracha com baixo nível de desgasificação, adequada para alto vácuo.

⁷ Peça de ligação eléctrica com isolamento em cerâmica não porosa MACOR.

detector. Este disco é fixado ao pino de ligação do feedthrough com cola condutora e de baixa pressão de vapor, TRA-DUCT.

A grelha G permite a polarização da região próxima do fotocátodo, esta é fixada com um suporte de TEFLON⁸ com a ajuda de 4 parafusos M3.

Foi colocada uma segunda grelha F numa posição superior para impedir que, durante o funcionamento em vácuo, os fotoelectrões não recolhidos em G voltem ao fotocátodo. Durante a utilização em ambiente gasoso esta grelha não é polarizada pois devido ao choque com as moléculas do gás a probabilidade de os fotoelectrões que estão acima da grelha G voltarem ao fotocátodo é nula.

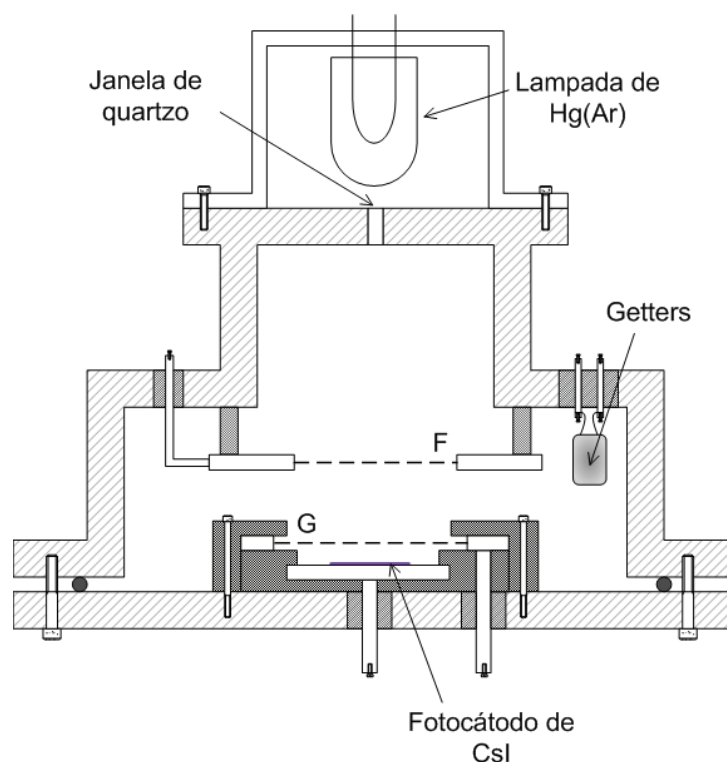


Figura 9 – Esquema da montagem experimental.

⁸ Do inglês *Polytetrafluoroethylene*; plástico.

As grelhas utilizadas são feitas com fios de aço INOX com 80 μm de diâmetro e 900 μm de passo.

A janela de entrada da radiação é de quartzo, com 8 mm de espessura, permitindo uma atenuação da intensidade da luz, sendo fixada ao detector com cola TRA-BOND.

A lâmpada de UV utilizada é de Hg(Ar) (185nm com 5 nm de largura a meia altura) e é fixada no topo do detector junto à janela de entrada de radiação através de um suporte de alumínio com a ajuda de 8 parafusos M3.

Durante a realização deste trabalho foi utilizado diverso equipamento eléctrico e electrónico necessário à polarização e medida dos sinais. Este equipamento foi escolhido de acordo com a sensibilidade, com o ruído que introduz e com o intervalo de funcionamento e encontra-se esquematizado na figura 10.

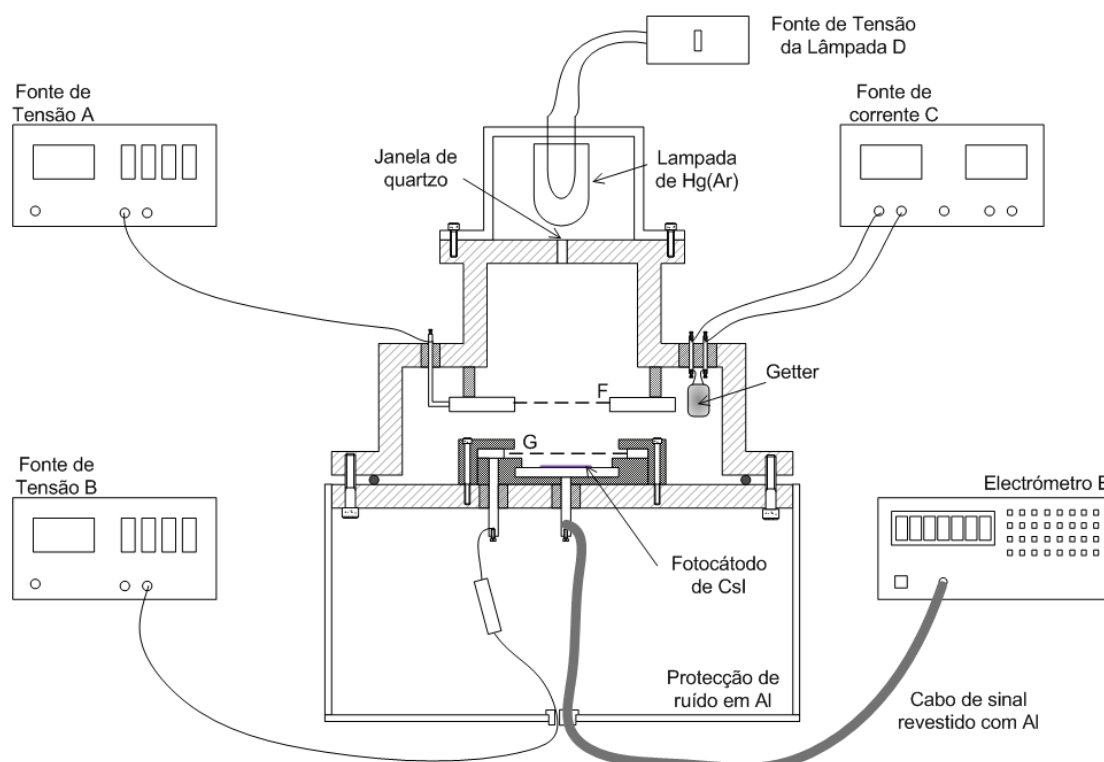


Figura 10 – Esquema dos componentes electrónicos utilizados com o detector.

Deste modo foram utilizadas duas fontes de tensão de elevada estabilidade (HP, modelo 6110, 0-3000Vdc e 0-6mA), um electrómetro digital (Keithley modelo 6515), uma

lâmpada (Newport modelo 6035) e controlador (Oriol 6000), uma fonte de corrente (Topward Dual Tracking DC Power Supply 6303D).

As fontes de tensão foram utilizadas para polarizar as diferentes regiões de operação do detector. Uma, B, define o campo eléctrico existente entre o fotocátodo e a grelha G e a outra, A, o campo eléctrico entre a grelha G e a grelha F. Desta forma utilizaram-se valores do campo eléctrico na superfície do fotocátodo que variam desde $0,1 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ até $3 \text{ Vcm}^{-1}\text{torr}^{-1}$. A grelha F foi polarizada em vácuo com o valor constante de 1500V, é elevado o suficiente para manter um forte campo eléctrico nesta região. A intensidade da lâmpada é fixada pelo controlador. A fonte de corrente serve para alimentar a *getter*, fazendo passar no seu interior uma corrente que define a sua eficiência. O electrómetro digital faz a leitura da corrente extraída pelo fotocátodo.

2.2 Produção dos filmes de CsI

Os filmes finos de CsI utilizados neste trabalho foram produzidos no próprio local de trabalho através da técnica de evaporação em vácuo. Os filmes de CsI foram produzidos com aproximadamente 500 nm de espessura de forma a funcionarem como fotocátodos sólidos reflectivos. Foi escolhido este valor de forma a minimizar o erro na sua produção, $\sim 0,3\mu\text{m}$ [Lopes 1994], pelo erro na pesagem do fotocátodo. Sendo assim possível a sua reproducibilidade com precisão.

A evaporação do CsI é feita sobre um disco de aço inoxidável com um tratamento de polimento na sua superfície. Os filmes são feitos através de uma planta de evaporação que é constituída por uma bomba de vácuo mecânica⁹ e por uma bomba difusora¹⁰, de alto vácuo. Na figura 11 apresenta-se um esquema da montagem da planta de evaporação

⁹ Bomba mecânica Edwads E2M-12.

¹⁰ Bomba difusora CIT Alcatel Cristal 160.

utilizada. A bomba mecânica serve para se efectuar um vácuo primário em todo o sistema e também para efectuar a evacuação dos gases quando a bomba difusora está em funcionamento.

Para se iniciar o procedimento de evaporação começa-se por realizar uma limpeza cuidadosa na base do detector, contendo a base do detector e a superfície onde vai ser depositado o filme, primeiro com água desionizada seguida de álcool e finalmente acetona. Após este procedimento coloca-se algumas horas na estufa controlando a temperatura em 60°C. Com a base do detector limpa de poeiras e com o mínimo de moléculas de água adsorvidas, pode, então, ser colocada na planta de evaporação num suporte previamente colocado de forma que a superfície a evaporar esteja a uma distância de aproximadamente 20 cm da barca onde é colocado o CsI puro. Com este procedimento obtém-se um filme homogéneo e de espessura uniforme [Lopes 1991].

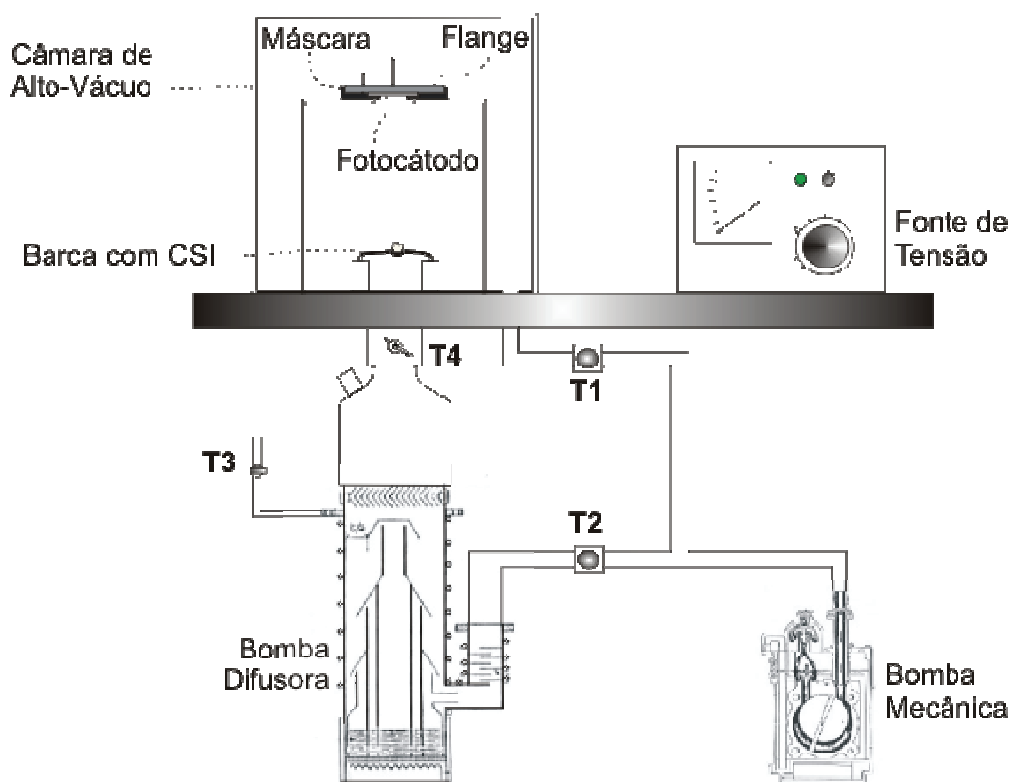


Figura 11 – Desenho esquemático da planta de evaporação utilizada para a deposição do filme de CsI.

A evaporação é auxiliada com um disco de PVC que funciona como máscara. Este disco encaixa perfeitamente na base do detector e possui um corte circular no seu centro com aproximadamente 2 cm de diâmetro e que permite criar um filme na superfície de aço inoxidável formando o fotocátodo com as dimensões que se pretendem.

O passo seguinte é a colocação de um cristal¹¹ de CsI na barca¹² previamente colocada nos pólos da fonte de tensão da planta de evaporação. Em cada evaporação foi utilizado um cristal com cerca de 0,13g. A quantidade de CsI a utilizar é calculada tendo em atenção a espessura de CsI que se pretende (cerca de 500 nm), a distância entre a barca e a superfície do fotocátodo, o ângulo sólido correspondente à evaporação e a densidade do CsI e testes realizados para conferir a espessura.

Quando se verifica uma estabilidade na pressão, em cerca de $5,0 \times 10^{-7}$ mbar, aplica-se lentamente uma tensão na barca até ser observado um aumento de pressão e simultaneamente um aumento de corrente que a atravessa. O CsI evapora perto dos 800°C tendo-se em atenção não se ultrapassar muito esta temperatura de modo a evitar a evaporação do molibdénio que constitui a barca (~2600°C). A evaporação é controlada pela corrente atingida, cerca de 40 A, e também através da observação visual da fusão do cristal do CsI. Quando já não se observam vestígios do CsI e se verifica que a pressão volta ao normal ($5,0 \times 10^{-7}$ mbar), significa que a evaporação foi completamente efectuada.

Antes de se iniciarem as medidas pretendidas é necessário efectuar diversos procedimentos.

O primeiro passo é a colocação de uma *getter*¹³ de purificação. As *getters* são compostas por um material poroso maioritariamente constituído por zircónio e é capaz de absorver impurezas sem absorver os gases raros como é o caso do Xénon, Árgon e do

¹¹ É utilizado um cristal para diminuir a área da superfície de contacto com a atmosfera pela sua higroscopia. Material com uma pureza de 99,999%.

¹² Suporte de molibdénio que serve de apoio à evaporação.

¹³ *Getters* SAES Modelo ST 172/HI/7-6.

Néon. Elas funcionam através da aplicação de uma corrente que provoca um aquecimento no seu interior permitindo que esta tenha a eficiência pretendida.

A figura 12 mostra um esquema da *getter* utilizada onde é possível observar que os conectores estão ligados a uma resistência que está embutida no seu interior. Esta resistência é a fonte de calor que o material da *getter* necessita para funcionar como purificador.

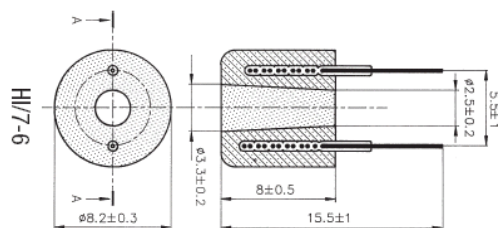


Figura 12 – Esquema da *getter* utilizada (em <http://www.saesgetters.com>).

A *getter* de purificação é então colocada no interior do detector, aparafusada ao *feedtrough* existente, permitindo a aplicação da corrente desejada.

Após a evaporação do fotocátodo de CsI na superfície de aço inoxidável procedeu-se cuidadosamente à montagem da grelha G tendo em atenção a fiabilidade dos contactos eléctricos. A colocação no detector foi efectuada de forma rápida para que o contacto com o ar não danificasse o filme de CsI. Utilizaram-se para isso 8 parafusos M4 com a ajuda de um anel de Viton. O anel de Viton foi previamente limpo com álcool e durante o seu esmagamento os parafusos foram apertados em cruz de forma a manter a mesma força exercida em toda a sua extensão, garantindo assim a ausência de fugas da junção.

Nesta fase foi colocada na parte inferior do detector uma lâmpada de aquecimento durante várias horas a uma temperatura de 60°C para libertar possíveis moléculas de água retidas no CsI evaporado, o CsI é um material altamente higroscópico e a presença de água altera drasticamente a sua eficiência quântica. A este processo dá-se o nome de cozimento. A temperatura de 60°C é um limite devido às colas utilizadas na construção do detector.

2.3 Procedimento Experimental

Através da linha acoplada ao detector (ver figura 13), efectua-se alto vácuo com uma bomba turbomolecular¹⁴.

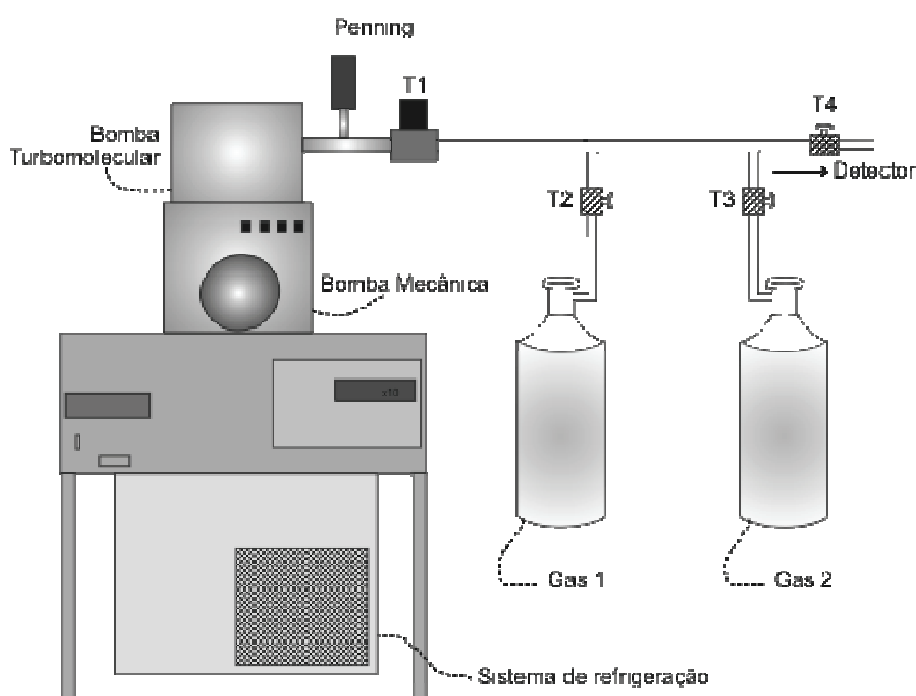


Figura 13 – Esquema do sistema de enchimento do detector acoplado a uma linha de alto vácuo.

O passo seguinte é a activação da *getter* de purificação. Quando estas são novas, estão cobertas por uma película protectora (um filme de óxido protector) para evitar o seu funcionamento em contacto com o ar. A sua activação passa por retirar essa película em alto-vácuo. Começa-se portanto por aplicar uma corrente nas ligações da *getter* que devido à sua resistência eléctrica vai provocar um aquecimento libertando a película protectora. Esta corrente deve ser aplicada sempre em alto vácuo sendo aumentada de forma gradual para que a activação seja feita de forma lenta. Com este procedimento evita-se que a

¹⁴ Bomba Turbomolecular da Pfeiffer Balzers Modelo TCP121.

pressão suba acima dos 10^{-5} torr impedindo-se desta forma que o filme de CsI seja contaminado.

Começa-se por aplicar uma corrente de 0,2A sendo esta aumentada com intervalos de 20 minutos em 0,2A. Este procedimento é repetido até um máximo de 2A altura em que a pressão deve começar a melhorar, significa que a *getter* está a funcionar correctamente.

Após terminado este procedimento é aplicada na *getter* uma corrente normal de funcionamento, cerca de 1,3A.

2.3.1. Enchimento de gases

Durante a execução deste trabalho foram utilizadas atmosferas gasosas diferentes gases de enchimento.

Numa primeira fase procedeu-se ao estudo dos gases nobres Ar, Xe, Kr e Ne. Estes gases têm a possibilidade de poderem ser purificados com a *getter* de purificação portanto antes de cada enchimento efectuou-se uma reactivação da *getter*. Após a reactivação esperou-se que a pressão de toda a linha de enchimento (desde a garrafa de enchimento ao detector) atingisse o valor de pressão de aproximadamente $2,0 \times 10^{-6}$ mbar.

Com a pressão neste nível inicia-se o lento enchimento do detector. No caso do Xe foi possível proceder à sua liquefacção com azoto líquido antes do enchimento para que as moléculas de água presentes no gás não entrassem no detector.

Numa segunda fase os estudos efectuados incidiram em misturas dos gases nobres Xe e Ar com o gás molecular CH₄ e ainda em misturas de Xe com CF₄. Nesta fase o sistema de purificação não pode ser utilizado à possibilidade da absorção das moléculas de CH₄ e CF₄. O funcionamento da *getter* utilizada depende da corrente aplicada e consequentemente da temperatura no seu interior. Segundo o fabricante¹⁵ os gases nobres

¹⁵ <http://www.saesgetters.com/default.aspx?idPage=171>

nunca são absorvidos, qualquer que seja a temperatura aplicada mas o mesmo não se verifica para os gases CH₄ e CF₄. Por exemplo, no caso do CH₄ este é absorvido para uma temperatura superior a 300°C e a temperatura de funcionamento da *getter* neste trabalho estima-se ter sido de 250°C a 300°C. Nas misturas a *getter* não foi utilizada devido à incerteza no controlo da temperatura da *getter* o que podia levar à absorção das moléculas de CH₄ e CF₄.

Quando se realizam estudos com misturas de dois ou mais tipos de gases diferentes existe sempre o problema do grau de incerteza relativo a essa mistura. De modo a minimizar essa incerteza efectuou-se sempre em primeiro lugar o enchimento do gás com quantidade relativa menor. Assim, o próprio diferencial de pressão ajuda a que a probabilidade do primeiro gás inserido migrar para a garrafa do segundo gás seja menor. Os erros na determinação da concentração são muito pequenos, o pior dos casos é para concentrações de 1% podendo haver um erro de 3% em relação a este valor, sendo o erro é proporcional à concentração, este é passa a ser desprezável para valores mais elevados.

Em todas as medidas realizadas o detector foi cheio com a ajuda de redutores de pressão permitindo um enchimento controlado de 800 torr de pressão absoluta. Esta pressão foi medida e controlada por um medidor MKS diferencial (Baratron 315BH) com gama dinâmica de funcionamento de 0 a 1000 Torr e com precisão de 0,08%.

2.3.2. Método de medida

Antes das medidas efectuadas com gases nobres puros foi ligada a *getter* ficando esta a purificar durante várias horas, optou-se por purificar durante toda a noite, assim foi possível efectuar uma medida por dia.

Para cada medida efectuada a lâmpada utilizada foi necessário ligar a lâmpada pelo menos meia hora antes para estabilizar e o microamperímetro cerca de duas horas antes. Após este tempo fez-se uma verificação do nível de corrente de fundo dada pelo microamperímetro. Teve-se também o cuidado de ter as terras de todo o equipamento eléctrico utilizado ligadas em conjunto pois verificou-se ter uma grande influência nos resultados. Só após este tempo é que cada medida pôde ser realizada.

No caso das misturas com CH₄ ou com CF₄ as medidas foram realizadas imediatamente, já que não se podiam usar as *getters* e para garantir a menor contaminação da mistura, tendo-se o cuidado de a lâmpada e o microamperímetro serem ligados antes do enchimento.

Para cada gás utilizado a eficiência de recolha dos fotoelectrões foi medida como sendo a razão entre os valores de corrente obtidos quando o fotocátodo está a funcionar nesse ambiente gasoso e quando está em vácuo para os mesmos valores de campo aplicado. Cada conjunto de medidas é composto por três medidas em vazio antes do enchimento, três medidas com ambiente gasoso e mais três medidas em vazio no final. As medidas de vazio obtidas antes e depois servem para corrigir possíveis degradações do fotocátodo que possam ocorrer durante o período de medida com o gás. O objectivo de diversas medidas com o mesmo gás é o de diminuir as flutuações estatísticas.

Nas medidas efectuadas em vácuo foi aplicada uma tensão de polarização na grelha F de 1500V. Desta forma o campo eléctrico aplicado é forte o suficiente para impedir que os fotoelectrões não recolhidos em G voltem ao fotocátodo.

Foram utilizados valores de campo eléctrico reduzido de 0,1 Vcm⁻¹Torr⁻¹ a 1 Vcm⁻¹Torr⁻¹ com intervalos de 0,1 Vcm⁻¹Torr⁻¹, de 1 Vcm⁻¹Torr⁻¹ a 2 Vcm⁻¹Torr⁻¹ com intervalos de 0,2 Vcm⁻¹Torr⁻¹ e de 2 Vcm⁻¹Torr⁻¹ a 3 Vcm⁻¹Torr⁻¹ com intervalos de 0,3 Vcm⁻¹Torr⁻¹.

3. Resultados experimentais

Neste trabalho foram realizados estudos de retrodifusão de fotoelectrões no interior de detectores de radiação com diferentes ambientes gasosos.

Inicialmente o estudo incidiu na utilização de gases nobres puros, He, Ne, Ar, Kr e Xe sendo efectuada comparação dos resultados obtidos para o Ar com os existentes na literatura.

Posteriormente foi objecto de estudo a utilização do gás molecular CH₄ e misturas deste com Ar e Xe para diferentes quantidades relativas e ainda o gás CF₄ e suas misturas com Xe. Os resultados de simulação obtidos por Dias e Escada [Dias *et al.* 2004, Escada *et al.* 2007] foram utilizados para comparação com os resultados experimentais. A comparação é efectuada utilizando os valores mais próximos do campo eléctrico e da quantidade do gás molecular presente na mistura.

Para avaliar o efeito da presença de impurezas, foi também efectuado um estudo do comportamento da eficiência de recolha para o Ne, o Ar e o Xe em função do campo eléctrico aplicado para diferentes tempos de purificação.

3.1 Estudo de retrodifusão em gases nobres puros

Na figura 14 apresentam-se os resultados experimentais obtidos para a eficiência de recolha dos fotoelectrões, f , obtidos em ambientes de He, Ne, Ar, Kr e Xe em função do campo eléctrico à superfície do fotocátodo de CsI. Com a excepção do He, para todos os outros gases observa-se um rápido crescimento de f devido à realimentação positiva provocada pela produção de cintilação para campos eléctricos reduzidos superiores ao limiar de excitação do gás. $\sim 0,5 \text{Vcm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$ para o Ne, $\sim 1 \text{Vcm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$ para o Ar, Kr e Xe e $\sim 2 \text{Vcm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$ para o He. As barras de erro não são apresentadas porque têm valores inferiores ao tamanho dos símbolos. As linhas a tracejado representam um ajuste logarítmico aos resultados experimentais abaixo do limiar de cintilação. A simulação de Monte Carlo demonstrou que a variação de f em atmosfera gasosa é descrita, em boa aproximação, por um comportamento logarítmico. Deste modo, considerámos ser esta uma boa descrição para os resultados experimentais por nós obtidos, na ausência de realimentação positiva.

As curvas resultantes do ajuste logarítmico representam, por isso, uma boa estimativa da eficiência de recolha dos fotoelectrões em gases raros na ausência de realimentação positiva, mesmo para campos eléctricos elevados. Esta condição pode ocorrer sempre que o percurso dos electrões na região acima do fotocátodo seja da ordem de algumas dezenas de micron de modo a que o número de fotões de cintilação produzidos nesse percurso seja muito pequeno, de modo a que a probabilidade de realimentação seja reduzida. Esta situação verifica-se com frequência quando o fotocátodo é depositado sobre microestruturas, como se verifica no detector híbrido GPSC/MSGC onde fenómenos de realimentação positiva só se verificam para campos bastante elevados, da ordem de algumas dezenas de kV/cm.

A figura 14 mostra que a eficiência de colecção no xénon é muito baixa, entre 20 e 30%, o que em conjunto com uma eficiência quântica de ~ 20 a 30% do CsI para a cintilação do xénon (172 nm), resulta numa eficiência real muito baixa, mesmo inferior à dos PMTs. Este efeito é responsável pelo pior do detector híbrido “GPSC/MSGC” relativamente à dos CGCP equipados com PMTs [Veloso *et al.* 2001]. O número de fotoelectrões recolhidos no ânodo do fotosensor é bastante inferior ao número que se

esperava, tendo apenas em conta a eficiência quântica do CsI [Veloso 2000]. Igualmente, a figura 14 mostra que o f obtido com o Ne é inferior ao obtido com o Ar. Este efeito pode ser o responsável pela falta do desempenho do detector híbrido baseado em misturas Ne-Xe [Fernandes *et al.* 2004] ser inferior ao seu desempenho para misturas Ar-Xe [Monteiro *et al.* 2002]. Os resultados agora obtidos vêm responder à justificação que na altura se desconhecia e vêm confirmar os valores muito baixos encontrados para a eficiência de recolha dos fotoelectrões no Ar e ainda mais baixos para os restantes gases nobres. Estes baixos valores têm que se ter em conta ao se planear a utilização de fotocátodos sólidos em gases nobres (e.g. em xénon para detecção de matéria negra), podendo levar a eficiências quânticas efectivas inferiores a 10%.

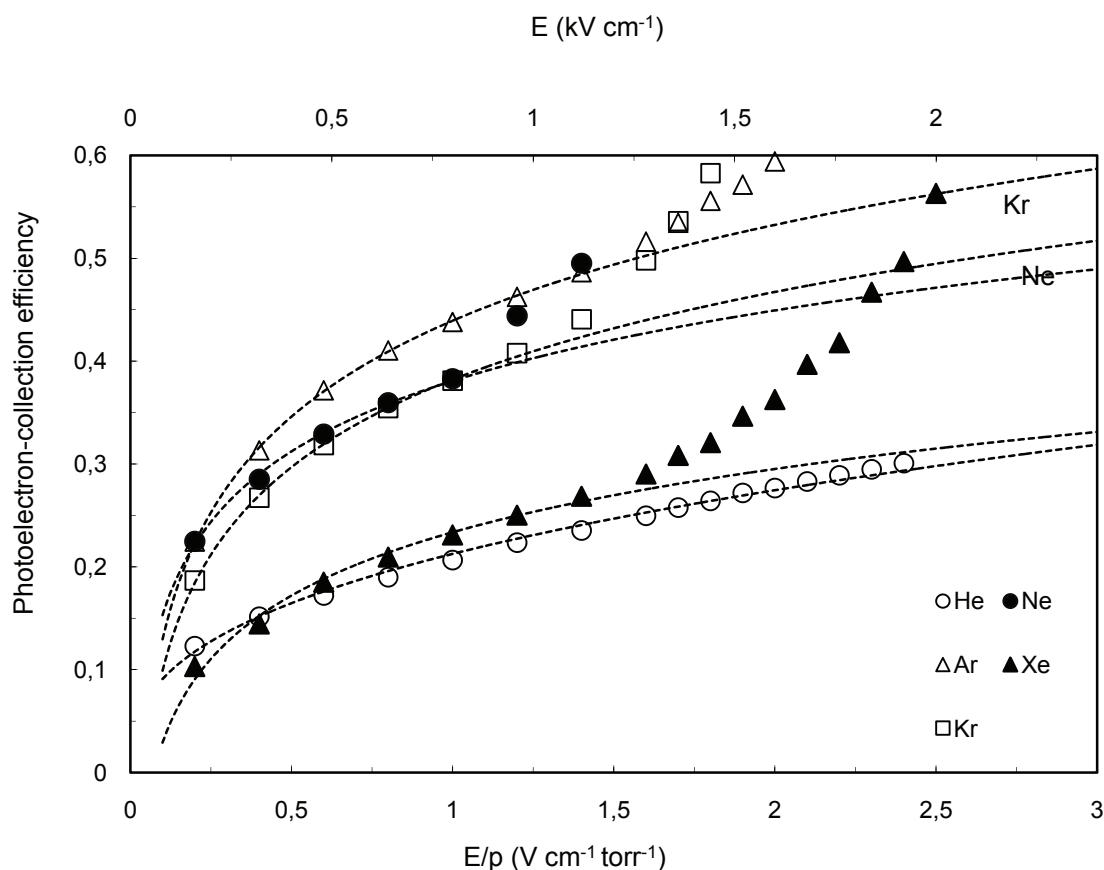


Figura 14 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em He, Ne, Ar, Xe e Kr em função do campo eléctrico reduzido aplicado. As linhas a tracejado representam um ajuste logarítmico aos resultados experimentais abaixo do limiar de cintilação.

Na figura 15 apresentam-se os resultados de f em 100% de Ar e em 100% de CH₄ em função do campo eléctrico nas proximidades da superfície do fotocátodo em conjunto com outros resultados presentes na literatura.

O efeito do campo eléctrico na recolha dos fotoelectrões é observado em ambos os gases. Os resultados obtidos neste trabalho estão de acordo com os presentes na literatura.

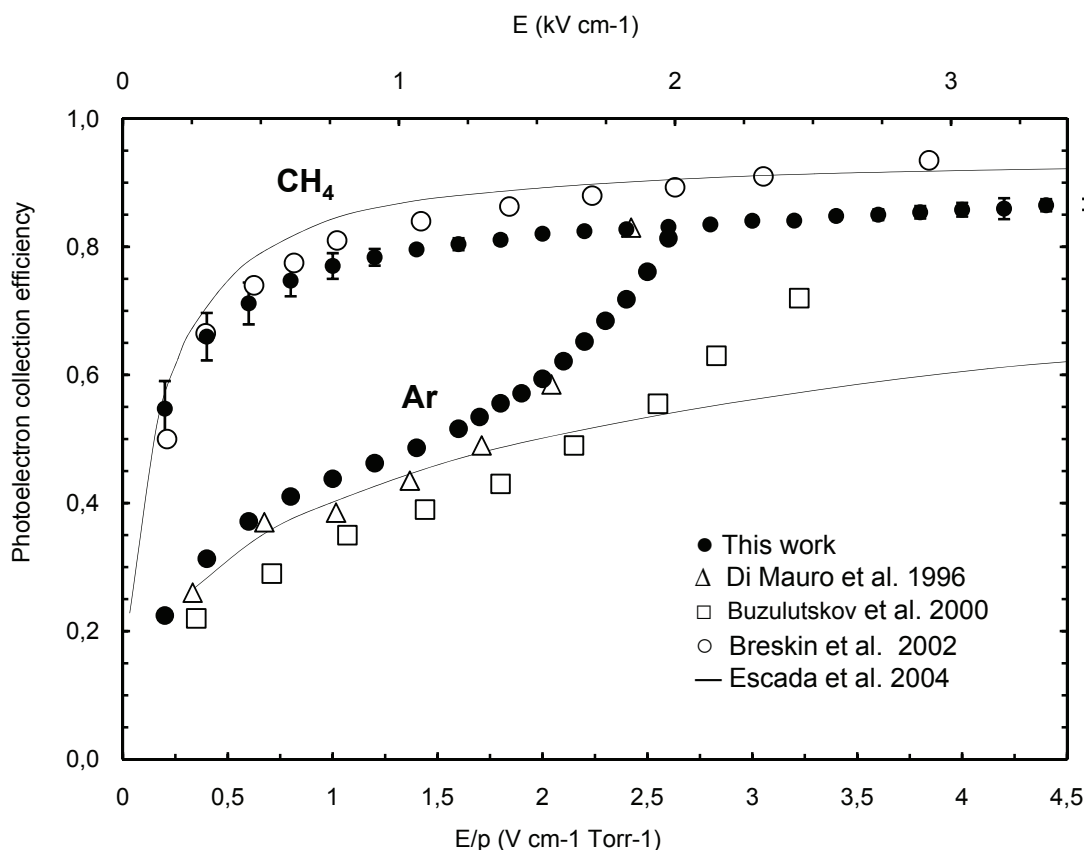


Figura 15 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em Ar e CH₄ em função do campo eléctrico aplicado quando o CsI é irradiado com uma lâmpada de Hg(Ar). Os símbolos correspondem a valores experimentais enquanto as linhas representam os resultados obtidos através da simulação por Monte Carlo.

As diferenças mais visíveis entre os resultados experimentais para o Árgon podem ser atribuídas a diferentes níveis de pureza do gás. Para o Árgon, com o início de excitação do gás ($E/p > 1 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$), e os efeitos de realimentação positiva dos fotões de cintilação impedem a observação do lento crescimento de f com o aumento do campo, como observado para o metano.

3.2 Estudos de retrodifusão com misturas de Ar com CH4.

Na figura 16 apresentam-se os resultados obtidos para a eficiência de recolha de fotoelectrões para misturas de Ar com CH4 em função do campo eléctrico aplicado. Foi efectuado o estudo da eficiência para misturas gasosas de Ar com CH4 com quantidades relativas de 1%, 5%, 20%, 50%, 80% e 100% de CH4 respectivamente.

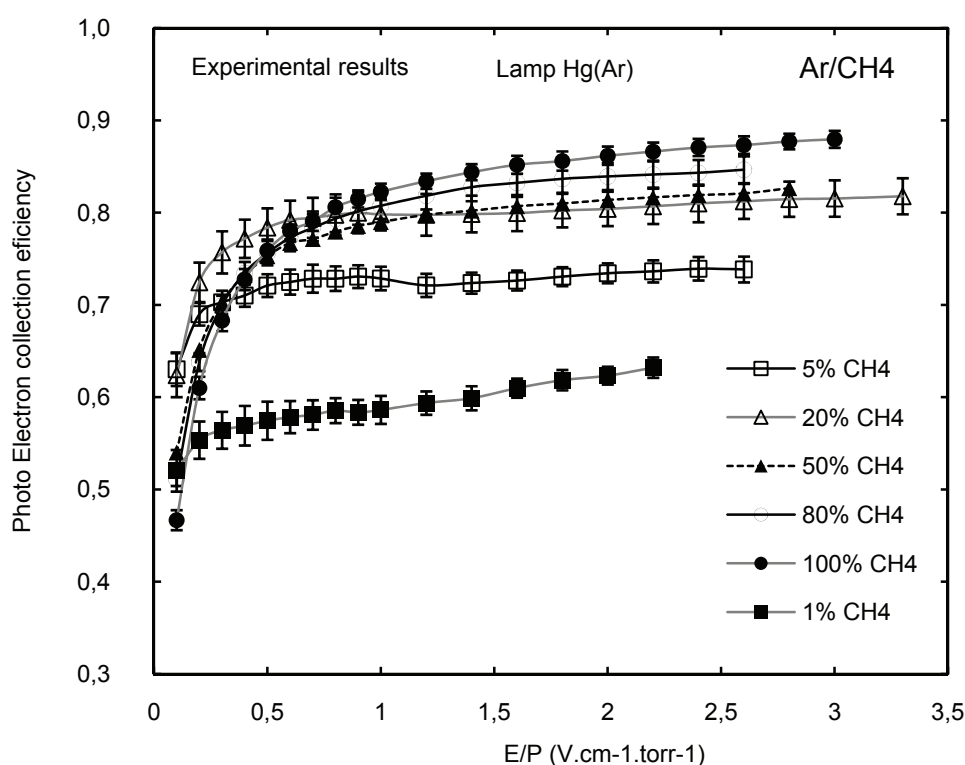


Figura 16 – Resultados experimentais da eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH4 em função do campo eléctrico aplicado.

Nesta figura é possível observar que a presença de pequenas quantidades de CH4 na mistura é suficiente para variar significativamente a eficiência de recolha dos fotoelectrões. As grandes variações ocorrem com quantidades relativas de CH4 inferiores a 20% sendo que acima desse valor as variações são mínimas. É possível observar que para as diferentes misturas gasosas o comportamento de f para valores de campo eléctrico superiores a $1\text{Vcm}^{-1}\text{torr}^{-1}$ é monótono aumentando com a concentração de CH4. Abaixo

deste limiar os valores de f para misturas de Ar com CH₄ são superiores aos obtidos para CH₄ puro. O mesmo não se verifica para valores de campo eléctrico mais elevados. Um dos objectivos da determinação experimental de f para estas misturas, que são largamente utilizadas nos detectores gasosos para instrumentação na área das altas energias, prendeu-se com a confirmação de resultados de MC que previam aquele efeito, agora experimentalmente confirmado.

Na figura 17 apresentam-se os resultados obtidos por Dias *et al.* por simulação de Monte Carlo para a eficiência de recolha de fotoelectrões para misturas de Xe com CH₄ em função do campo eléctrico aplicado. Apresentam-se os resultados obtidos para o estudo de f misturas gasosas de Ar com CH₄ com quantidades relativas de 1.3%, 5%, 20%, 50%, 70% e 100% de CH₄, estes dados foram escolhidos por se apresentarem mais próximos dos experimentais podendo ser objecto de comparação.

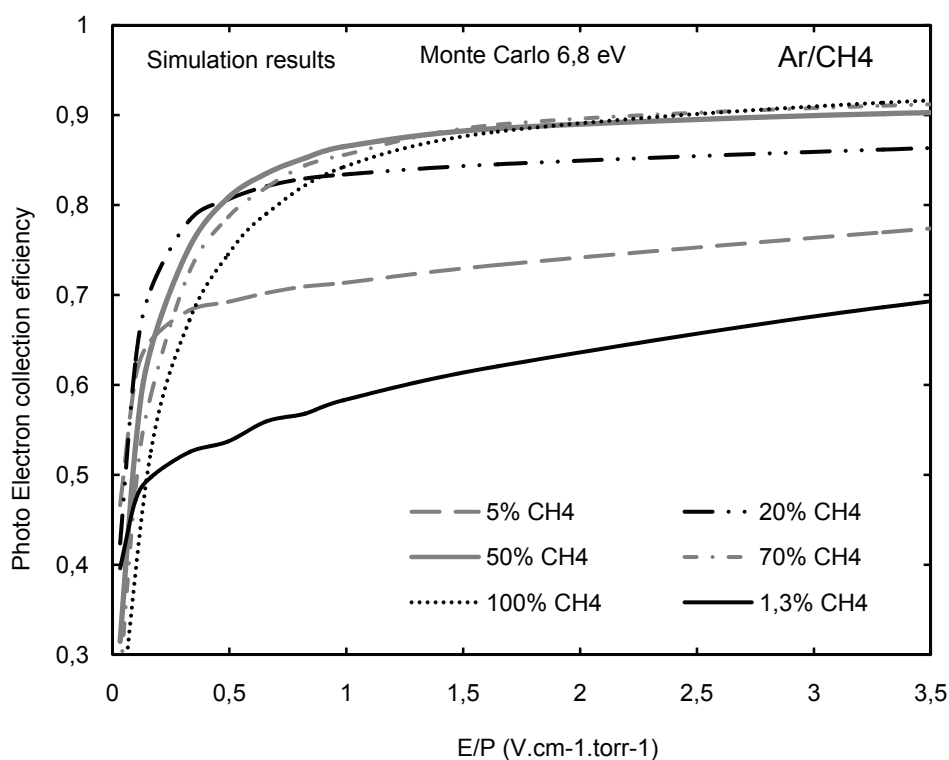


Figura 17 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH₄ em função do campo eléctrico aplicado quando o CsI é irradiado com fôtons de 6,8eV. Estes resultados foram obtidos por Dias *et al.* através de simulação de Monte Carlo.

Pode-se observar que as curvas obtidas experimentalmente e as dadas por Dias *et al* apresentam o mesmo comportamento.

Na figura 18 apresenta-se uma comparação dos resultados obtidos neste trabalho com os resultados obtidos por Dias *et al.* por simulação de Monte Carlo para a eficiência de recolha de fotoelectrões para diferentes misturas de Ar com CH₄ em função do campo eléctrico reduzido aplicado.

Para tornar a figura 18 mais legível apresentam-se aqui os resultados experimentais relativos a apenas 4 misturas nomeadamente 1%, 5%, 20% e 100% de CH₄ presente na mistura gasosa.

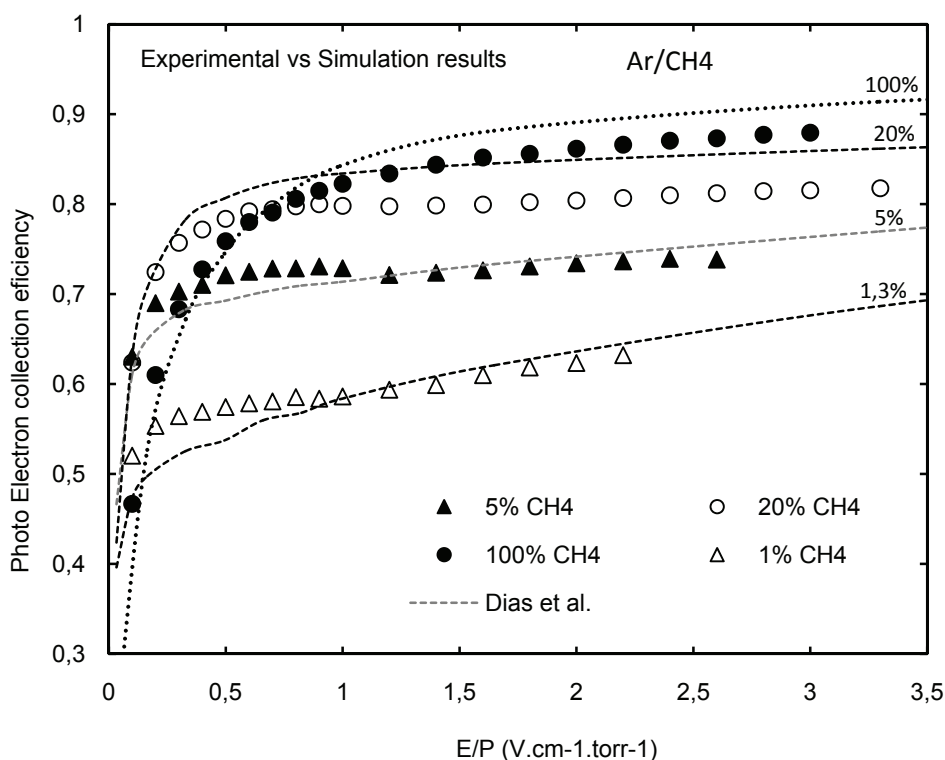


Figura 18 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH₄ em função do campo eléctrico aplicado. Os símbolos correspondem aos valores experimentais enquanto as linhas representam os resultados obtidos por Dias *et al.* através de simulação de Monte Carlo.

Pode-se, assim, observar as concordâncias no comportamento dos resultados sendo que algumas das diferenças possam ser atribuídas ao nível de purificação do gás e ao erro cometido na mistura da atmosfera gasosa.

Com o CH₄ na mistura gasosa há a presença de níveis rotacionais e vibracionais que determinam frequências de colisões inelásticas elevadas. As moléculas de CH₄ têm um tamanho muito superior ao do fotoelectrão e a energia perdida em cada colisão é muito pequena sendo que a direcção do fotoelectrão em cada colisão inelástica sofre apenas uma ligeira perturbação. A subida abrupta de f obtida para valores de E/p mais baixos é causada pela excitação vibracional das moléculas de CH₄, um processo com um limiar de apenas 0,16eV [Escada *et al.* 2007], muito menor do que qualquer outro processo inelástico e que compete com a dispersão elástica do electrão para energias de impacto baixas [Escada *et al.* 2007]. Desta forma mesmo com uma pequena quantidade de CH₄ a transmissão do fotoelectrão aumenta significativamente quando comparada com o Ar puro porque pequenas colisões de excitação vibracional são suficientes para diminuir a energia do fotoelectrão para valores que tornam energeticamente impossível o seu retorno ao fotocátodo. Quanto mais moléculas de CH₄ existirem na mistura gasosa menor é a probabilidade dos fotoelectrões voltarem ao fotocátodo e não serem recolhidos daí que o f apresente valores superiores para maiores concentrações de CH₄.

O estudo da eficiência de recolha dos fotoelectrões em função da quantidade relativa de CH₄ presente na mistura gasosa está presente na figura 19, para os diferentes valores do campo eléctrico reduzido presente à superfície do fotocátodo. Pode-se verificar uma subida acentuada da eficiência com misturas gasosas de até cerca de 5% de CH₄ onde em alguns casos atinge um máximo mantendo em geral o nível de eficiência para quantidades de CH₄ superiores.

Nesta figura observa-se melhor o efeito da adição de pequenas quantidades de CH₄ ao Ar puro.

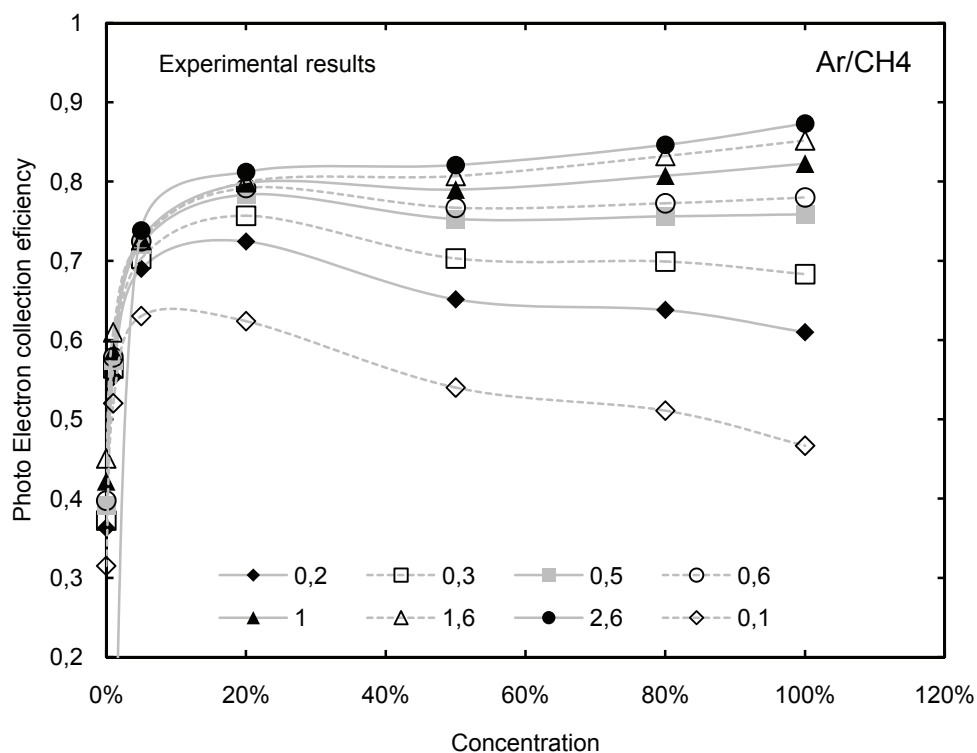


Figura 19 – Resultados experimentais da eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH4 em função da concentração de CH4 presente na mistura.

A figura 19 mostra que mesmo para valores baixos de campo eléctrico, tal como 0,1 a 0,2 kV/cm, campos relativamente baixos mas necessários à operação das “Time-Projection Chambers (TPCs)”, por exemplo, a eficiência de recolha dos fotoelectrões nas misturas Ar-10% CH4 não fica muito aquém das que se obtêm para campos eléctricos mais elevados e/ou com outras misturas mais ricas em metano.

Na figura 20 apresenta-se os resultados obtidos por Dias *et al.* por simulação de Monte Carlo para a eficiência de recolha de fotoelectrões em função da concentração de CH4 presente na mistura, para diferentes valores do campo eléctrico reduzido presente à superfície do fotocátodo. É possível observar que as curvas agora apresentadas obtidas apresentam o mesmo comportamento das obtidas experimentalmente.

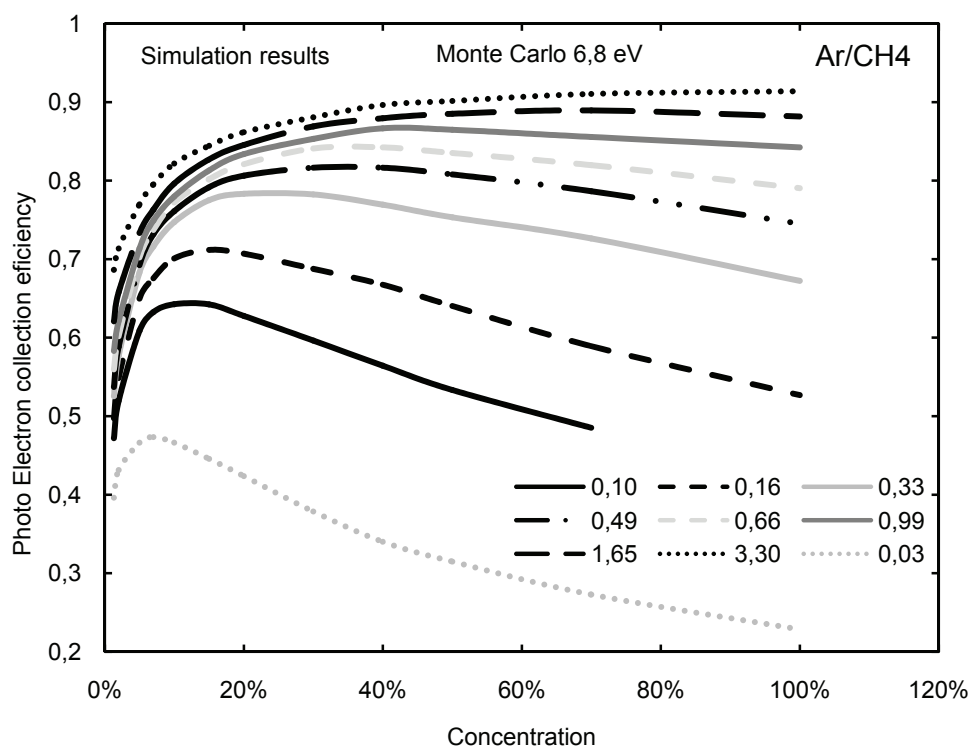


Figura 20 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH₄ em função da concentração de CH₄ presente na mistura quando o CsI é irradiado com fotões de 6,8 eV, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo. Estes resultados foram obtidos por Dias et al. através de simulação de Monte Carlo.

Na figura 21 apresenta-se uma comparação dos resultados obtidos neste trabalho com os resultados obtidos por Dias *et al.* por simulação de Monte Carlo para a eficiência de recolha de fotoelectrões para diferentes misturas de Xe com CH₄ em função da concentração de CH₄ presente na mistura, para diferentes valores do campo eléctrico reduzido presente à superfície do fotocátodo.

Mais uma vez foram consideradas apenas algumas curvas para simplificar o desenho. Deste modo podem ser observadas as curvas experimentais relativas a campos eléctricos de 0,1, 0,2, 0,3, 0,5, e 1 Vcm⁻¹torr⁻¹.

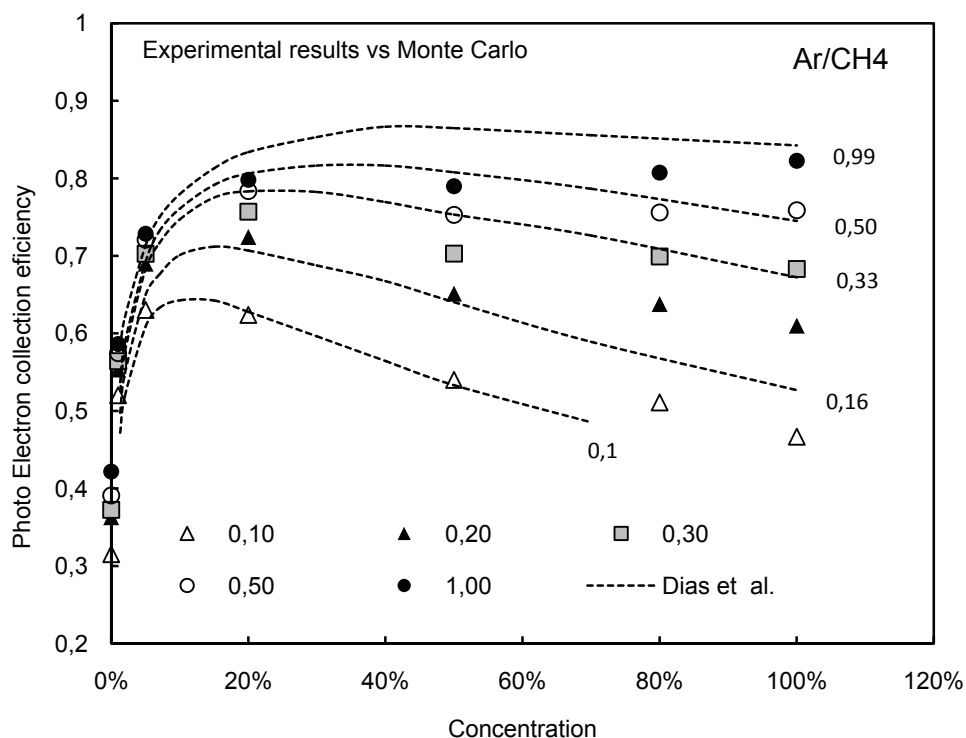


Figura 21 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH₄ em função da concentração de CH₄ presente na mistura, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo. Os símbolos correspondem aos valores experimentais enquanto as linhas representam os resultados obtidos por Dias *et al.* através de simulação de Monte Carlo.

A figura 21 mostra de novo elevada concordância para valores de campo eléctrico baixos, existindo alguma discrepância de resultados para valores de campo eléctrico elevado. Esta discrepância pode ser justificada tendo em conta a incerteza experimental nas concentrações das misturas e do respectivo nível de purificação.

3.3 Estudo de retrodifusão de misturas de Xe com CH₄

Na figura 22 apresentam-se os resultados obtidos para a eficiência de recolha de fotoelectrões para diferentes misturas de Xe com CH₄ em função do campo eléctrico aplicado.

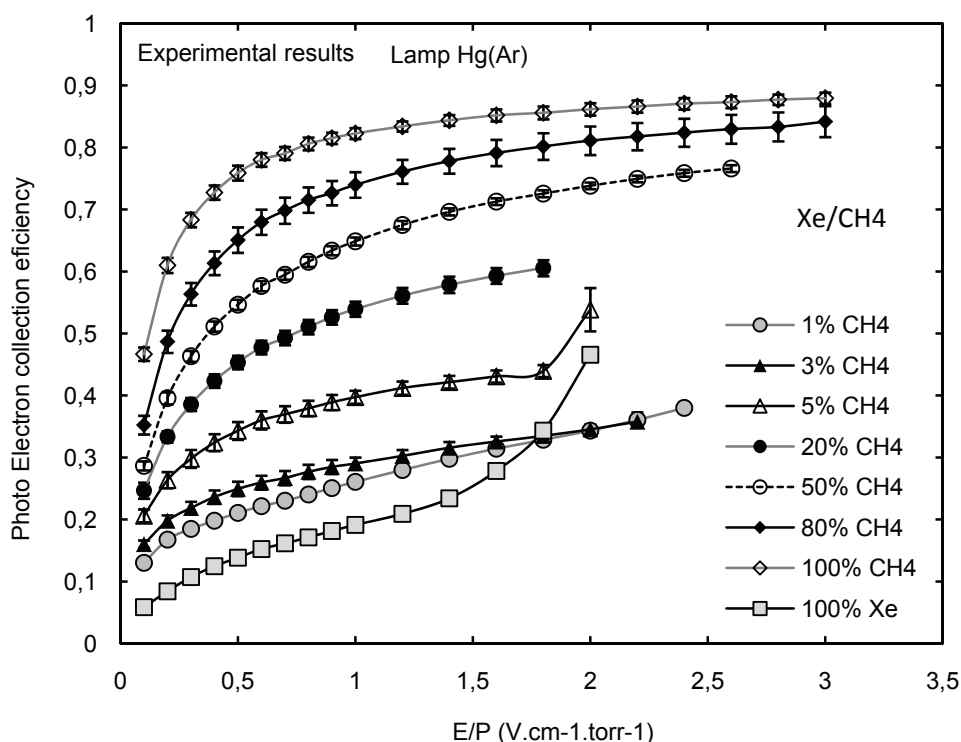


Figura 22 – Resultados experimentais da eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH4 em função do campo eléctrico aplicado.

O comportamento das diferentes misturas de Xe com CH4 obtidos experimentalmente apresenta-se com algumas diferenças relativamente aos resultados obtidos anteriormente para misturas de Ar com CH4. A variação de f com o campo eléctrico apresenta-se quase linear para quantidades de CH4 presentes enquanto que para quantidades superiores a 5% verifica-se um crescimento inicial mais rápido estabilizando para valores de campo superiores.

Na figura 23 apresenta-se os resultados obtidos por Dias *et al.* por simulação de Monte Carlo para a eficiência de recolha de fotoelectrões para diferentes misturas de Xe com CH4 em função do campo eléctrico aplicado.

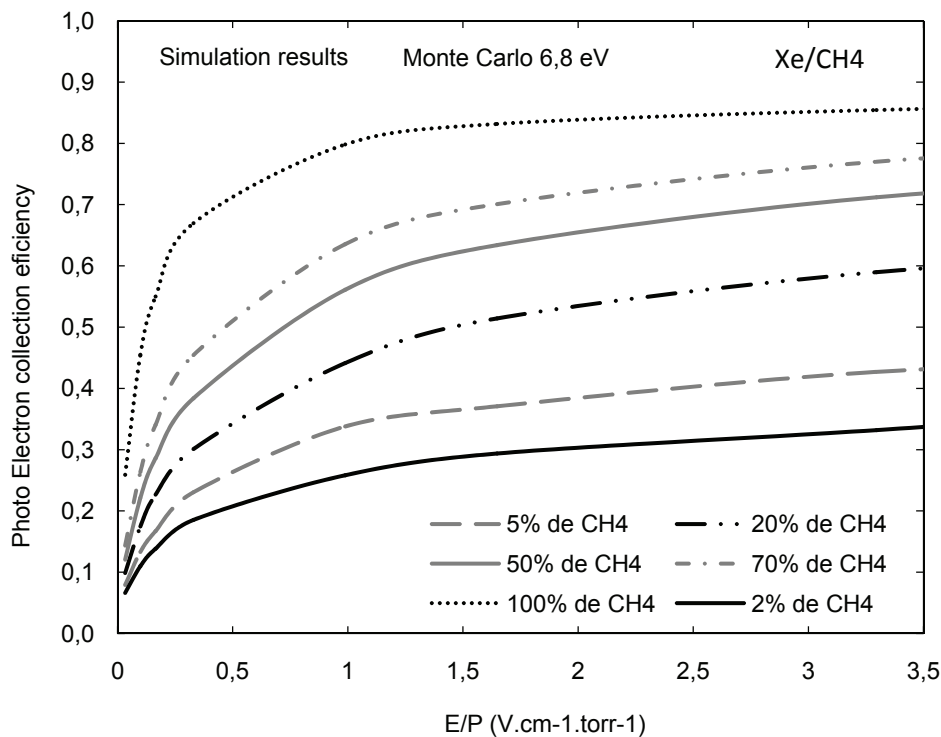


Figura 23 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH4 em função do campo eléctrico aplicado quando o CsI é irradiado com fotões de 6,8eV. Estes resultados foram obtidos por Dias *et al.* através de simulação de Monte Carlo.

Na figura 24 apresenta-se uma comparação dos resultados obtidos neste trabalho com os resultados obtidos por Dias *et al.* por simulação de Monte Carlo para a eficiência de recolha de fotoelectrões para diferentes misturas de Xe com CH4 em função do campo eléctrico aplicado.

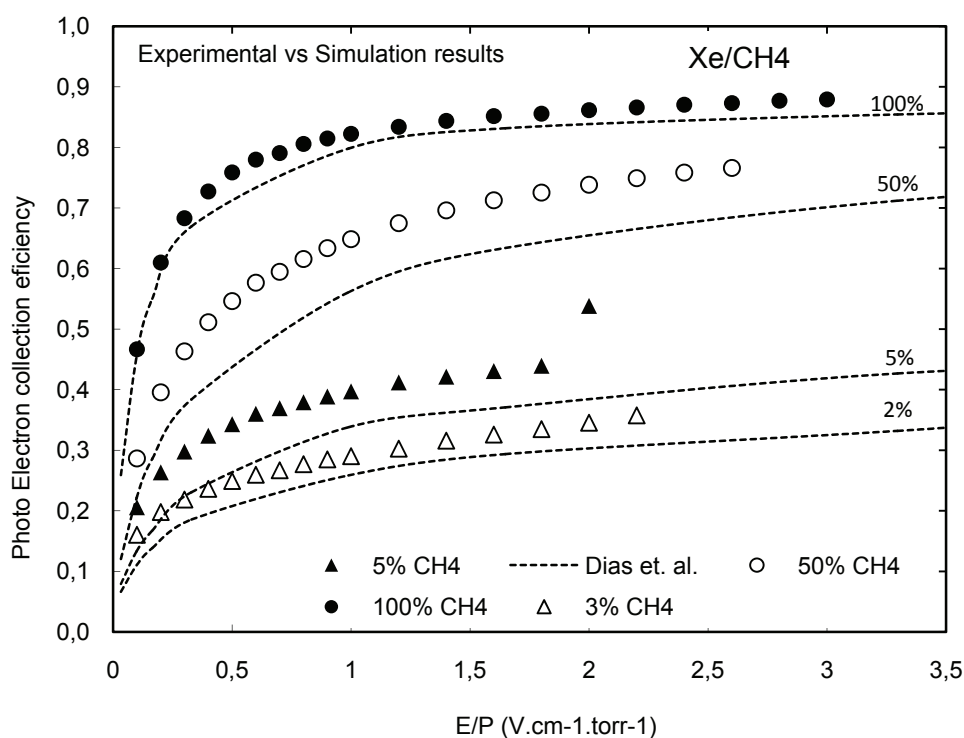


Figura 24 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH4 em função do campo eléctrico aplicado. Os símbolos correspondem aos valores experimentais enquanto as linhas representam os resultados obtidos por Dias *et al.* através de simulação de Monte Carlo.

Um dos objectivos da determinação experimental de f para as misturas Xe-CH4 prendeu-se com a comparação com os resultados de MC e com a confirmação do diferente comportamento relativamente às misturas Ar-CH4. Os resultados obtidos experimentalmente são neste caso sempre um pouco superiores aos de simulação, o que pode ser explicado com a presença de impurezas no gás que provocam um aumento da eficiência de recolha obtida. No entanto, como mostra a figura 24, o comportamento com a intensidade do campo eléctrico e com a concentração de CH4 é, comparativamente, tendencialmente o mesmo, pelo que podemos afirmar que os resultados experimentais confirmam o comportamento demonstrado pela simulação.

Na figura 25 apresentam-se os resultados obtidos para a eficiência de recolha de fotoelectrões para diferentes misturas de Xe com CH₄ em função da concentração de CH₄ presente na mistura, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo.

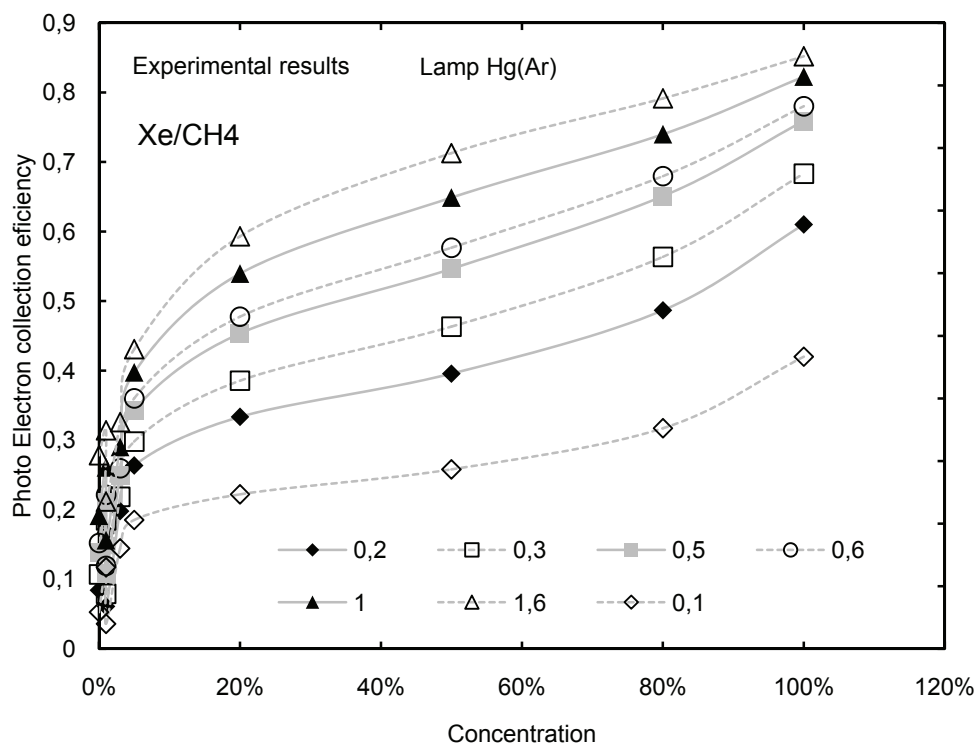


Figura 25 – Resultados experimentais da eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH₄ em função da concentração de CH₄ presente na mistura, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo.

Novamente se verificam diferenças nestes resultados quando comparados com os obtidos com a mistura de Ar com CH₄. Contrariamente àquela mistura, para a mistura Xe-CH₄ verifica-se um comportamento monótono. Neste caso verifica-se que o valor de f aumenta com o aumento da concentração de CH₄ presente na mistura gasosa, para todos os valores do campo eléctrico reduzido.

Na figura 26 apresentam-se os resultados obtidos por Dias *et al.* por simulação de Monte Carlo para a eficiência de recolha de fotoelectrões para diferentes misturas de Xe com CH₄ em função da concentração de CH₄ presente na mistura, para diferentes valores do campo eléctrico reduzido presente à superfície do fotocátodo.

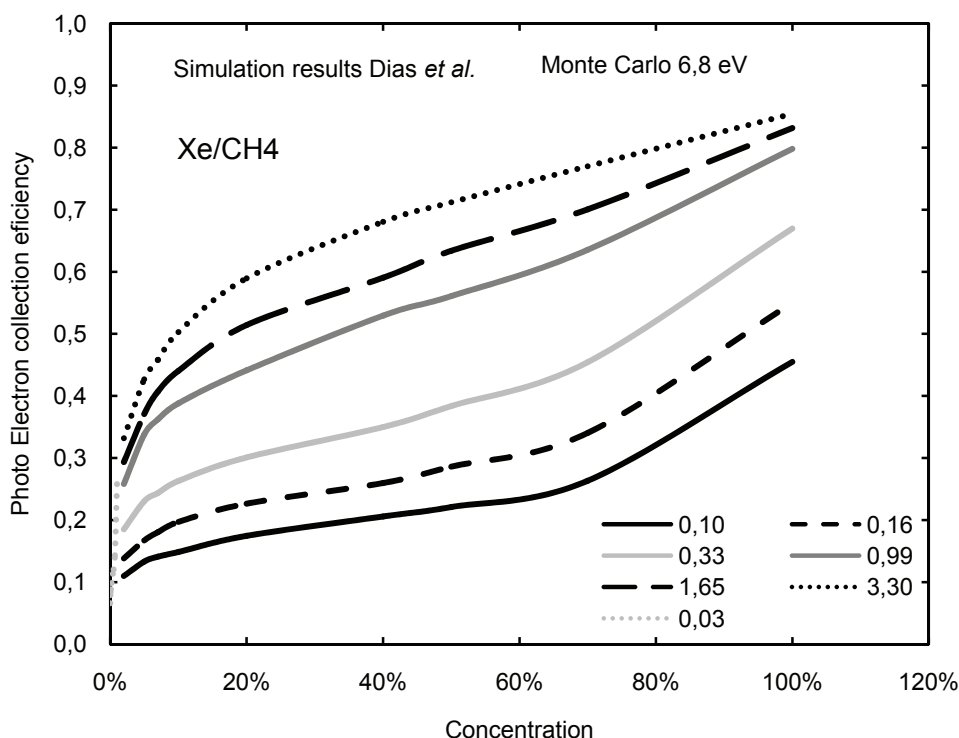


Figura 26 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH₄ em função da concentração de CH₄ presente na mistura quando o CsI é irradiado com fotões de 6,8eV, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo. Estes resultados foram obtidos por Dias *et al.* através de simulação de Monte Carlo.

Na figura 27 apresenta-se uma comparação dos resultados obtidos neste trabalho com os resultados obtidos por Dias *et al.* por simulação de Monte Carlo para a eficiência de recolha de fotoelectrões para diferentes misturas de Xe com CH₄ em função da concentração de CH₄ presente na mistura, para diferentes valores do campo eléctrico reduzido presente à superfície do fotocátodo.

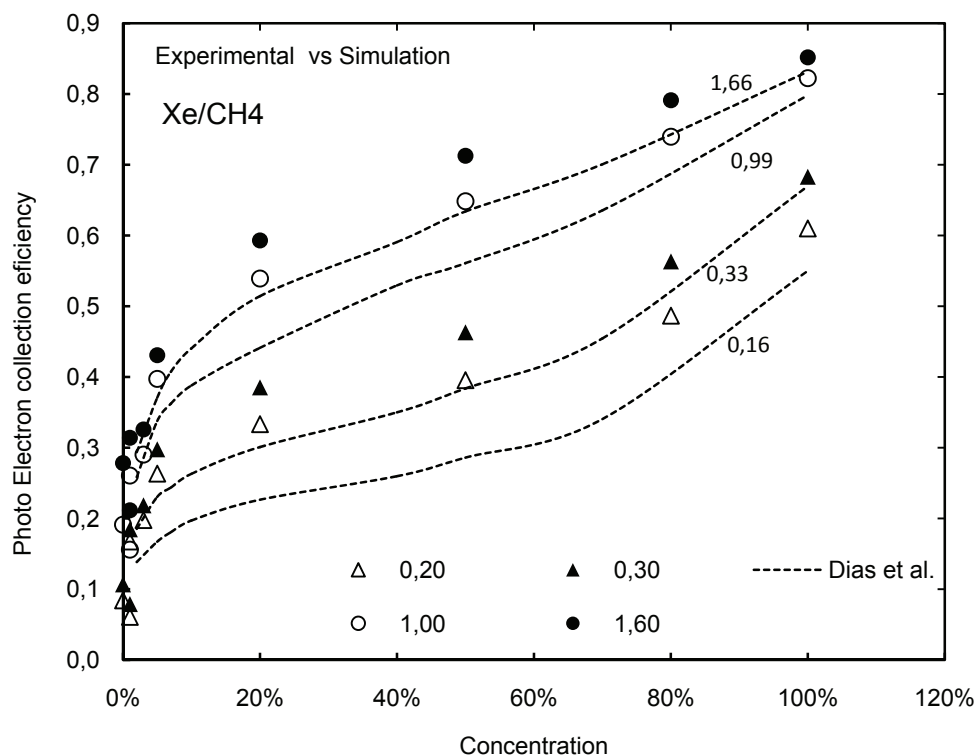


Figura 27 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH4 em função da concentração de CH4 presente na mistura, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo. Os símbolos correspondem aos valores experimentais enquanto as linhas representam os resultados obtidos por Dias *et al.* através de simulação de Monte Carlo.

Uma vez mais, os resultados experimentais mostram ser superiores aos resultados de simulação, mas confirmam de um modo muito claro a tendência descrita pela simulação, diferente da encontrada nas misturas Ar-CH4.

3.4 Estudo de retrodifusão de CF4 e misturas de Xe com CF4

Dos gases moleculares o CF4 é um gás que apresenta elevado rendimento de cintilação na região do UVV [Pansky *et al.* 1995, Breskin *et al.* 2002], e portanto numa

região em que o CsI é sensível. Sendo um gás molecular, este rendimento é inferior ao dos gases nobres, uma vez que há energia transferida pelos electrões para a molécula que é perdida em rotações e vibrações dos seus átomos. Contudo, igualmente por ser um gás molecular, a eficiência de recolha dos fotoelectrões é superior à dos gases nobres, podendo compensar a intensidade de cintilação inferior. Por outro lado, o CF₄ é um gás bastante utilizado em instrumentação na área das altas energias [Breskin et al. 2002, Fraga et al. 2003, Pansky et al. 1995], e é sabido que misturas de Xe-5%CF₄ apresentam um aumento de cintilação, nas avalanches electrónicas, quando comparada com a cintilação produzida no xénon puro [Broggini 1994]. Deste modo, entendeu-se oportuno fazer um estudo de f em CF₄ puro e em misturas Xe-CF₄.

Na figura 28 apresentam-se os resultados obtidos para a eficiência de recolha de fotoelectrões para diferentes misturas de Xe com CF₄ em função do campo eléctrico aplicado.

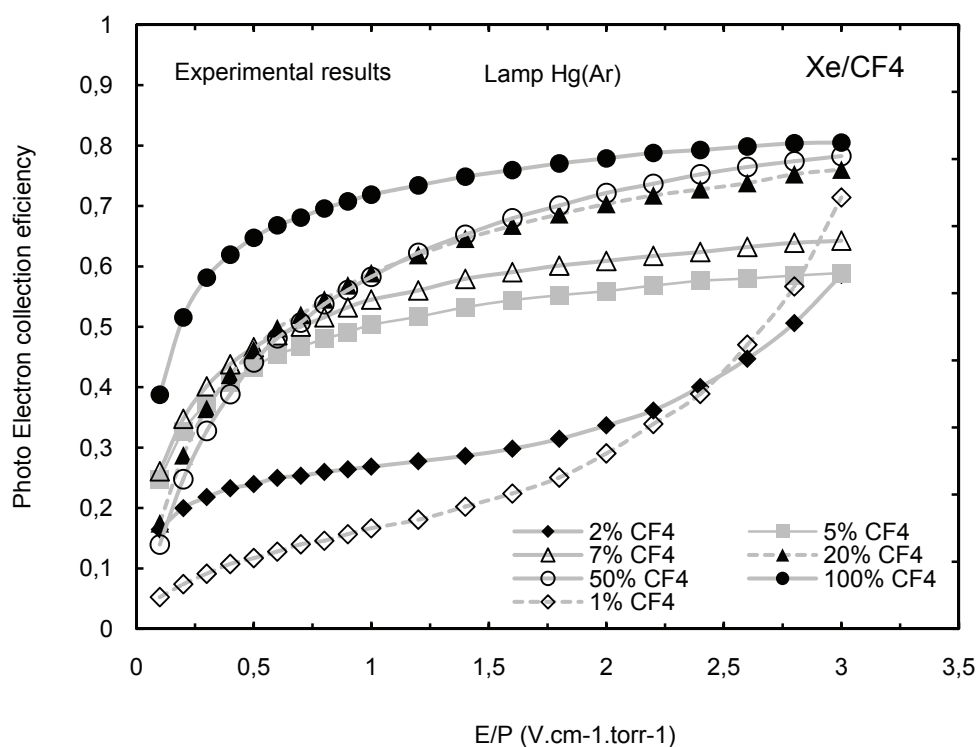


Figura 28 – Resultados experimentais da eficiência de recolha de fotoelectrões com misturas de Xe com CF₄ em função do campo eléctrico aplicado.

Na figura 29 apresentam-se os resultados obtidos para a eficiência de recolha de fotoelectrões para diferentes misturas de Xe com CF₄ em função da concentração de CF₄ presente na mistura, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo.

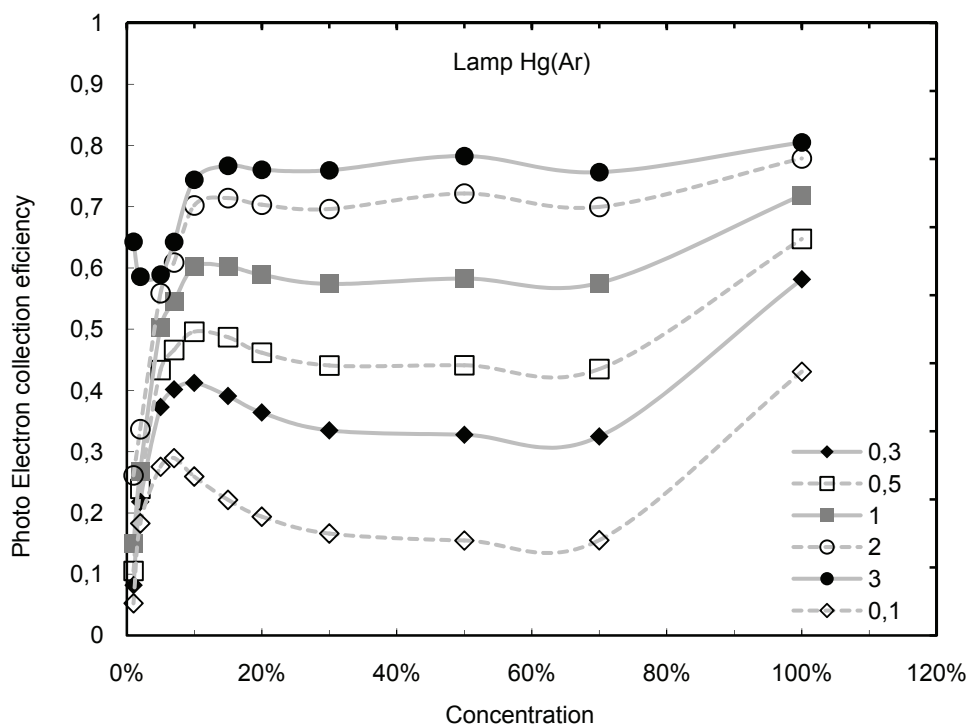


Figura 29 – Resultados experimentais para a eficiência de recolha de fotoelectrões com misturas de Xe com CF₄ em função da concentração de CF₄ presente na mistura gasosa, para os diferentes valores do campo eléctrico presente à superfície do fotocátodo.

É possível observar que a adição de pequenas quantidades de CH₄ ao xenon é suficiente para variar significativamente a eficiência de recolha dos fotoelectrões. É possível observar que a presença de pequenas quantidades de CH₄ na mistura é suficiente para variar significativamente a eficiência de recolha dos fotoelectrões. É possível observar que para as diferentes misturas gasosas o comportamento de f para valores de campo eléctrico superiores e inferiores a $0,5 \text{ Vcm}^{-1}\text{torr}^{-1}$ é diferente. Para campos eléctricos baixos conseguem-se valores de f superiores aos obtidos para ambientes gasosos com elevado teor de CF₄, sendo no entanto sempre inferiores aos valores de f obtidos para CF₄

puro. O mesmo não se verifica para valores de campo eléctrico elevados onde se verifica uma monotonia da variação de f com a concentração de CF4.

A variação de f com a concentração de CF4, em xénon, apresenta tendencialmente o mesmo comportamento que no caso da mistura Ar-CH4, sendo diferente do comportamento apresentado pela mistura Xe-CH4. Tal pode estar relacionado com as diferenças de energia dos estados excitados dos excímeros dos gases nobres, Ar₂* e Xe₂*, e das moléculas de CH4 e CF4, respectivamente, e.g. serem relativamente próximos, o que não acontecerá no caso Xe₂*/CH4.

Por último, de notar que os valores experimentais de f encontrados para o CF4 puro, são ligeiramente inferiores aos obtidos para o CH4 e aos medidos experimentalmente por Breskin [Breskin *et al.* 2002], que são superiores a 90%. Tal poderá dever-se à presença de impurezas, e também a uma menor transparência do CF4 relativamente à luz produzida pela lâmpada de mercúrio, que no nosso sistema experimental pode não ser desprezável, dada a grande distância da lâmpada ao fotocátodo. No nosso caso a distância ao fotocátodo é de 3 cm enquanto Breskin utiliza uma distância de apenas 5 mm [Breskin]. De facto, o espectro de emissão do CF4 encontra-se na mesma região do UV que o espectro de emissão da lâmpada de mercúrio (185 nm), podendo existir uma sobreposição, não desprezável, entre o espectro de emissão da lâmpada e o de absorção do CF4 ocorrendo assim uma absorção da luz de cintilação pelo CF4 (*quenching*). Isto poderá justificar a menor corrente recolhida no fotocátodo.

Para todos os valores de campo eléctrico aplicado observa-se um crescimento acentuado para misturas até cerca de 10% de CF4 passando a existir um patamar para concentrações superiores.

3.5 Estudo do comportamento da retrodifusão com o tempo

Os resultados mostram que a eficiência de recolha dos fotoelectrões em gases nobres tem uma forte dependência com a presença de impurezas. Daí que todas as medidas efectuadas com estes gases tenham tido em atenção a sua purificação. O estudo aqui efectuado pretende mostrar qual o efeito da presença destas impurezas na eficiência de recolha dos fotoelectrões.

Nas figuras 30 e 31 apresenta-se o estudo efectuado da eficiência de recolha dos fotoelectrões em função do campo eléctrico aplicado, sem a utilização da *getter*, para diferentes tempos após o enchimento com Ne e com Ar respectivamente. Na figura 30 apresenta-se o comportamento de f desde que o gás foi colocado (0h na figura) até 70 horas depois. A medida inicial (0h) foi realizada logo a seguir ao enchimento.

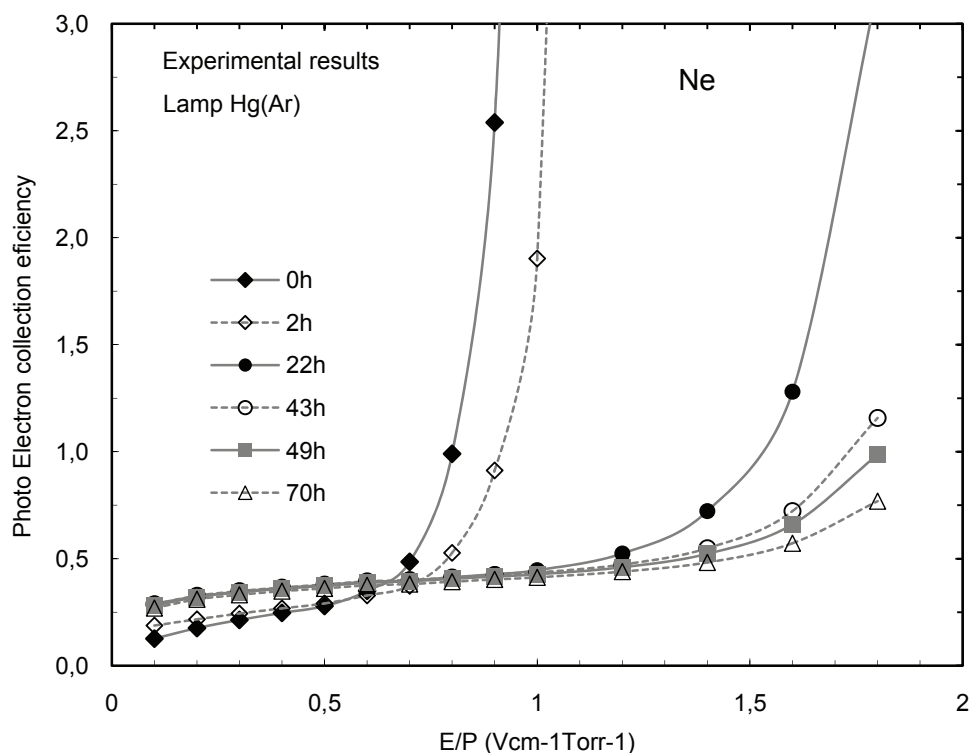


Figura 30 – Estudo do comportamento da eficiência de recolha de fotoelectrões em Ne em função do campo eléctrico aplicado para diferentes intervalos de tempo

Na figura 31 é possível observar os resultados obtidos com o estudo do comportamento da eficiência de recolha dos fotoelectrões para diferentes tempos de purificação do Ar em função do campo eléctrico aplicado.

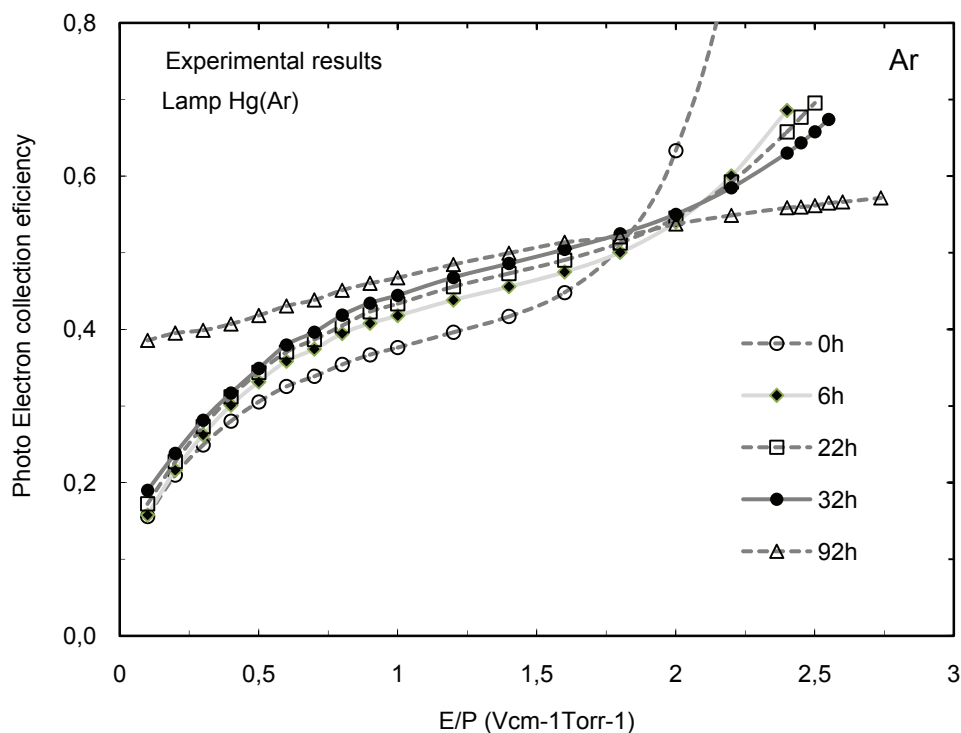


Figura 31 – Estudo do comportamento da eficiência de recolha de fotoelectrões em Ar em função do campo eléctrico aplicado para diferentes intervalos de tempo

Na figura 31 apresenta-se o comportamento de f desde o momento em que o gás foi colocado (0h) até 94 horas depois. Verificou-se nesta altura um aumento significativo do valor de f o que indica a presença de impurezas.

Pode-se observar a existência de uma degradação da pureza do Ne e do Ar ao longo do tempo. Nota-se para ambos os gases que f aumenta para valores inferiores ao limiar de excitação, acima desse limiar as impurezas produzem a supressão da cintilação do gás nobre, razão pela realimentação positiva aparecer cada vez mais tarde, i.e. para campos eléctricos mais elevados.

Conclui-se, assim, que o gás vem puro da garrafa e com a desgasificação dos materiais do detector aparecem impurezas que contaminam o gás.

Na figura 32 é possível observar os resultados obtidos com o estudo do comportamento da eficiência de recolha dos fotoelectrões para diferentes tempos de purificação do Xe em função do campo eléctrico aplicado. Pode-se ver as curvas obtidas desde que foi colocado o gás até 22 horas depois, sem a *getter* de purificação em funcionamento (curvas com símbolos). Observa-se neste caso que sem um sistema de purificação há fortes indícios da presença de impurezas que com o passar do tempo elevam o valor do f . Após este tempo resolveu-se ligar a *getter* com uma corrente de 1,3A. Foram então adquiridas novas medidas após 1 hora (curva traço-traço) e passadas 23 horas (curva pontilhada). Verificou-se nesta altura uma significativa diminuição do valor de f sem ser possível atingir os valores obtidos inicialmente.

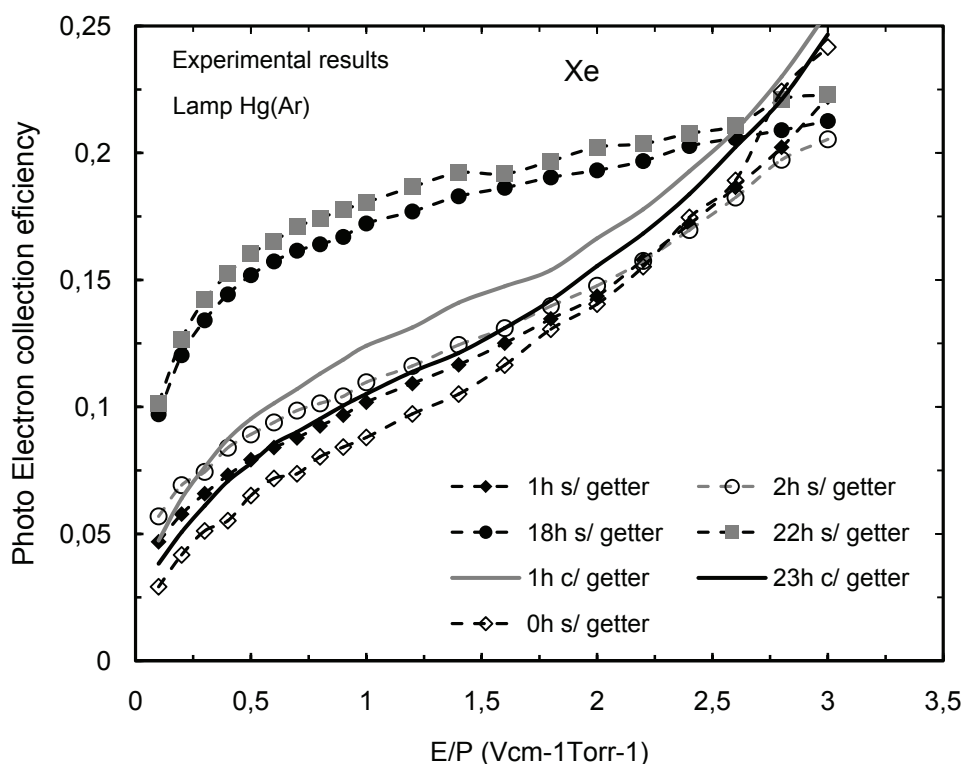


Figura 32 - Estudo do comportamento da eficiência de recolha de fotoelectrões em Xe em função do campo eléctrico aplicado para diferentes intervalos de tempo com e sem purificação.

Verifica-se, assim, que a *getter* tem a capacidade de purificar o gás mantendo-o num nível de pureza elevado sem ter no entanto a eficiência necessária para que o gás

mantenha a pureza inicial (0h). A baixa eficiência de purificação obtida neste estudo com a *getter* pode ser explicada com o seu elevado número de horas de utilização.

A utilização de gases moleculares impede que se possa purificar a mistura gasosa pelo método utilizado para os gases nobres. Através das figuras pode-se verificar que existem variações na corrente com o tempo o que indica que existe uma contaminação do gás ao longo do tempo pelas impurezas adsorvidas pelas paredes do detector e que começa logo após o enchimento. De modo a tornar os resultados o mais fiável possível as medidas com misturas, onde não se pode efectuar purificação, foram realizadas imediatamente a seguir ao processo de enchimento, pois o gás armazenado na garrafa de enchimento apresenta os melhores níveis de pureza.

4. Conclusões Gerais

Neste trabalho foram efectuados estudos dos efeitos de retrodifusão de fotoelectrões libertados em atmosferas de gases nobres, CH₄, CF₄ e suas misturas através de fotocátodos de CsI quando são irradiados com luz UVV de uma lâmpada de Hg(Ar).

Os resultados confirmam a baixa eficiência de recolha dos fotoelectrões com a utilização de gases nobres. O He e o Xe apresentam os piores casos sendo apenas cerca de 30% para campos eléctricos reduzidos próximos de $4\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$. Os valores obtidos para o Ne e o Kr rondam os 50% enquanto o Ar atinge os 60% para o mesmo valor de campo apresentando-se como sendo o mais favorável. Estes resultados vêm explicar a razão pela qual com o detector híbrido GPSC/MSGC [Veloso *et al.* 2001] não se consegue obter um desempenho próximo do que é obtido com um GPSC acoplado a um PMT. Igualmente, se o mesmo efeito relativo é observado para a luz de cintilação do xénon (centrada em 172nm), então esta pode ser uma das razões pela qual o GPSC/MSGC apresenta um desempenho superior quando opera com misturas Ar-Xe do que quando opera com misturas Ne-Xe, ao contrário do que se suponha então.

Nos dados obtidos com misturas os resultados de f são apresentados e discutidos em função do campo eléctrico reduzido e da composição da mistura. As curvas de f mostram um crescimento com o aumento de E/p no CH₄, CF₄ e nas misturas de Ar-CH₄, Xe-CH₄ e Xe-CF₄.

Nas misturas de Ar-CH₄, a dependência de f com a concentração de CH₄ mostra um rápido crescimento para concentrações mais baixas, em alguns casos atingindo um máximo, tendo depois uma variação mais lenta.

Nas misturas de Xe-CH₄, a dependência de f com a concentração de CH₄ mostra um crescimento quase linear tendo no entanto uma maior variação para concentrações mais baixas.

O trabalho de simulação realizado por Escada [Escada *et al.* 2007] mostrou que o valor de f depende fortemente do valor da energia do fóton incidente do fotocátodo e também do valor da concentração de CH₄ presente no meio. Algumas das discrepâncias encontradas entre os dados experimentais e os obtidos por simulação podem ser explicadas pelo facto da lâmpada utilizada não ser monocromática. As condições do fotocátodo podem também variar a energia inicial de extracção dos fotoelectrões e ainda o coeficiente de reflexão que não é incluído na simulação pode depender da energia do electrão.

Por outro lado, as medidas experimentais podem ser afectadas de alguns desvios causadas por impurezas do gás.

O efeito das impurezas foi também estudado para os gases puros Ne, Ar e Xe. Demonstrámos que após o enchimento do detector, em que o gás está inicialmente “limpo”, a concentração das impurezas tende para um equilíbrio, evidenciando o papel purificador das *getters*. Com o aumento da concentração das impurezas a cintilação secundária é inibida, fazendo com que a realimentação não se veja, e o f aumenta, uma vez que estas impurezas são, na sua maioria gases moleculares.

Trabalho futuro

O trabalho realizado até agora foi feito com o uso de uma fonte de luz UV de Hg(Ar) não monocromática. Desta forma, o estudo efectuado utilizou fótons com uma distribuição contínua de energias provenientes da lâmpada. Os resultados utilizados para comparação, que foram obtidos por Dias *et al.* através da simulação de Monte Carlo, consideram luz monocromática que emite fótons com energia de 6.8eV. Pretende-se no

futuro construir um sistema que utilize um monocromador permitindo que as medidas efectuadas experimentalmente estejam nas mesmas condições dos resultados obtidos por simulação de Monte Carlo podendo desta forma ser comparados com maior grau de certeza.

Acoplado a este monocromador estará colocado o detector utilizado neste trabalho e uma linha de alto-vácuo com um novo sistema de enchimento. Com este novo sistema totalmente dedicado a este trabalho pretende-se também que o erro associado à mistura seja muito menor. Desta forma, pretende-se que seja possível efectuar estudos de retrodifusão de electrões em misturas gasosas com concentrações de CH₄ e de CF₄ inferiores a 1%.

Igualmente, como trabalho futuro se poderá determinar o valor de f utilizando fótons provenientes da cintilação secundária do Xe, Kr e Ar.

Índice de Figuras

Figura 1 – Representação esquemática de um contador gasoso de cintilação proporcional de campo uniforme tendo como fotosensor um fotomultiplicador.	5
Figura 2 – Esquema da interação dos raios x com os átomos de Xe na região de deriva de um CGCP. [dos Santos 1994].	7
Figura 3 – Espectro de cintilação de gases raros: Ar (760 Torr), Kr (560 Torr) e Xe (300 Torr) [Suzuki e Kubota 1979].	16
Figura 4 – Espectros de cintilação para misturas de árgon e kripton [Takahashi <i>et al.</i> 1983].	17
Figura 5 – Espectros de cintilação para misturas de árgon e azoto. Para o azoto puro não é observada cintilação [Takahashi <i>et al.</i> 1983].	18
Figura 6 – Intensidade de electroluminescência reduzida em função do campo eléctrico reduzido na região de cintilação, para xénon. Os círculos a negro correspondem aos resultados experimentais; os quadrados representam os resultados obtidos por simulação de Monte Carlo, os círculos a branco são resultados experimentais para a resolução em energia para raios X de 5,9 keV [Borges <i>et al.</i> 1999].	19

Figura 7 – Comparação da eficiência quântica dos fotocátodos de CsI e KBr reflectivos e semi-transparentes (S.T.) típicos [Breskin 1996].	20
Figura 8 – Estrutura do CsI para diferentes condições de humidade; a) num estado óptimo de utilização, b) a presença de ar pouco húmido, c) na presença de ar muito húmido [Tremisn 2000].	22
Figura 9 – Esquema da montagem experimental.	26
Figura 10 – Esquema dos componentes electrónicos utilizados com o detector.....	27
Figura 11 – Desenho esquemático da planta de evaporação utilizada para a deposição do filme de CsI.	29
Figura 12 – Esquema da <i>getter</i> utilizada (em http://www.saesgetters.com).	31
Figura 13 – Esquema do sistema de enchimento do detector acoplado a uma linha de alto vácuo.	32
Figura 14 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em He, Ne, Ar, Xe e Kr em função do campo eléctrico reduzido aplicado. As linhas a tracejado representam um ajuste logarítmico aos resultados experimentais abaixo do limiar de cintilação.	38
Figura 15 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em Ar e CH ₄ em função do campo eléctrico aplicado quando o CsI é irradiado com uma lâmpada de Hg(Ar). Os símbolos correspondem a valores experimentais enquanto as linhas representam os resultados obtidos através da simulação por Monte Carlo.....	39
Figura 16 – Resultados experimentais da eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH ₄ em função do campo eléctrico aplicado.	40
Figura 17 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH ₄ em função do campo eléctrico aplicado quando o CsI é irradiado com fotões de 6,8eV. Estes resultados foram obtidos por Dias <i>et al.</i> através de simulação de Monte Carlo.....	41
Figura 18 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH ₄ em função do campo eléctrico aplicado. Os símbolos correspondem aos valores	

experimentais enquanto as linhas representam os resultados obtidos por Dias <i>et al.</i> através de simulação de Monte Carlo.....	42
Figura 19 – Resultados experimentais da eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH ₄ em função da concentração de CH ₄ presente na mistura.....	44
Figura 20 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH ₄ em função da concentração de CH ₄ presente na mistura quando o CsI é irradiado com fotões de 6,8eV, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo. Estes resultados foram obtidos por Dias <i>et al.</i> através de simulação de Monte Carlo.....	45
Figura 21 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Ar com CH ₄ em função da concentração de CH ₄ presente na mistura, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo. Os símbolos correspondem aos valores experimentais enquanto as linhas representam os resultados obtidos por Dias <i>et al.</i> através de simulação de Monte Carlo.....	46
Figura 22 – Resultados experimentais da eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH ₄ em função do campo eléctrico aplicado.....	47
Figura 23 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH ₄ em função do campo eléctrico aplicado quando o CsI é irradiado com fotões de 6,8eV. Estes resultados foram obtidos por Dias <i>et al.</i> através de simulação de Monte Carlo.....	48
Figura 24 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH ₄ em função do campo eléctrico aplicado. Os símbolos correspondem aos valores experimentais enquanto as linhas representam os resultados obtidos por Dias <i>et al.</i> através de simulação de Monte Carlo.....	49
Figura 25 – Resultados experimentais da eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH ₄ em função da concentração de CH ₄ presente na	

mistura, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo.....	50
Figura 26 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH ₄ em função da concentração de CH ₄ presente na mistura quando o CsI é irradiado com fotões de 6,8eV, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo. Estes resultados foram obtidos por Dias <i>et al.</i> através de simulação de Monte Carlo.....	51
Figura 27 – Eficiência de recolha de fotoelectrões em misturas de Xe com CH ₄ em função da concentração de CH ₄ presente na mistura, para diferentes valores de intensidade de campo eléctrico reduzido à superfície do fotocátodo. Os símbolos correspondem aos valores experimentais enquanto as linhas representam os resultados obtidos por Dias <i>et al.</i> através de simulação de Monte Carlo.....	52
Figura 28 – Resultados experimentais da eficiência de recolha de fotoelectrões com misturas de Xe com CF ₄ em função do campo eléctrico aplicado.....	53
Figura 29 – Resultados experimentais para a eficiência de recolha de fotoelectrões com misturas de Xe com CF ₄ em função da concentração de CF ₄ presente na mistura gasosa, para os diferentes valores do campo eléctrico presente à superfície do fotocátodo.....	54
Figura 30 – Estudo do comportamento da eficiência de recolha de fotoelectrões em Ne em função do campo eléctrico aplicado para diferentes intervalos de tempo	56
Figura 31 – Estudo do comportamento da eficiência de recolha de fotoelectrões em Ar em função do campo eléctrico aplicado para diferentes intervalos de tempo	57
Figura 32 - Estudo do comportamento da eficiência de recolha de fotoelectrões em Xe em função do campo eléctrico aplicado para diferentes intervalos de tempo com e sem purificação.....	58

Referências

- Aleksan** R. *et al.*, "Measurements of CsI photocathode quantum efficiency in methane". *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 343 (1994) 173-177.
- Almeida** J., "Microanalysis surface studies and photoemission properties of CsI photocathodes", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 367 (1995) 337-341.
- Alves** M.A.F, Leite M.S.S.C.P., Feio M.A. e Policarpo A.J.P.L., "Xenon-krypton mixtures for the gas proportional scintillation counter", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, 144 (1977) 605.
- Anderson** D.F., Bodine O.H., Novick R. e Wolff R.S., "A focusing gas scintillation proportional counter", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, 144 (1977) 485-491. B.
- 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. in Phys. Res.*, 163 (1979) 125-134.
- Anderson** D.F., "A xenon gas scintillation proportional counter coupled to a photoionization detector", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, 178 (1980) 125.
- Andresen** R.D., Leimann E-A. e Peacock A., "The nature of the light produced inside a gas scintillation proportional counter", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*,

140 (1977) 371.

- Angle** J., E. Aprile, F. Arneodo, L. Baudis, A. Bernstein, A. Bolozdynya, P. Brusov, L.C.C. Coelho, C.E. Dahl, L. DeViveiros, A.D. Ferella, L.M.P. Fernandes, S. Fiorucci, R.J. Gaitskell, K.L. Giboni, R. Gomez, R. Hasty, L. Kastens, J. Kwong, J.A.M. Lopes, N. Madden, A. Manalaysay, A. Manzur, D.N. McKinsey, M.E. Monzani, K. Ni, U. Oberlack, J. Orboeck, G. Plante, R. Santorelli, J.M.F. dos Santos, P. Shagin, T. Shutt, P. Sorensen, S. Schulte, C. Winant, and M. Yamashita. "First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory" *Physical Review Letters* (2007), no prelo.
- 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. in Phys. Res.*, A422 (1999) 321.
- Breskin** A., A. Buzulutskov, R. Chechik, A. Di Mauro, E. Nappi, G. Paic, F. Piuz, "Field-dependent photoelectron extraction from Csl in different gases", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 367 (1995) 342.
- Breskin** A. "Csl UV photocathodes: history and mystery", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 371 (1996) 116.
- Breskin** A., A. Buzulutskov, R. Chechik, "GEM photomultiplier operation in CF₄", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 483 (2002) 670.
- Breskin** A., Comunicação privada.
- Broggini** C., "High-Pressure Xe+CF₄ TPC in a low radioactivity acrylic structure", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 345 (1994) 503-506.
- Buzulutskov** A., L. Shekhtman, A. Bressan, A. Di Mauro, L. Ropelewski, F. Sauli, S. Biagi, "GEM operation in pure noble gases and the avalanche confinement", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 433 (1999) 471.
- Buzulutskov** A., A. Breskin, R. Chechik, G. Garty, F. Sauli, L. Shekhtman, "The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures" *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 443 (2000) 164.
- Catálogos** Thorn EMI, Ruislip, England (1986); Philips, Brive, França (1993); e Hamamatsu, Hamamatsu City, Japão (1994).
- Charpak** G., "Some steps in the evolution of gaseous detectors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 27 (1980) 118- 123.
- Coelho** L.C.C. H.M.N.B.L. Ferreira, J.A.M. Lopes, T.H.V.T. Dias, L.F.R. Ferreira, J.M.F. dos Santos, A. Breskin, R. Chechik, "Measurement of the photoelectron-collection efficiency in noble gases and methane". *Nucl.*

- Instr. Meth. in Phys. Res.A 581* (2007) 190-193 - A.
- Coelho** L.C.C., J.A.M. Lopes, D.S. Covita, A.S. Conceição and J.M.F. dos Santos. "Xenon GPSC high-pressure operation with large-area avalanche photodiode readout" *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A 575* (2007) 444-448 - B.
- Coelho** L.C.C., J.F.C.A. Veloso, DS Covita¹, L.F. Requicha Ferreira and J.M.F. dos Santos. "High-pressure operation of a xenon GPSC/MSGC hybrid detector for hard x-ray spectrometry" *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A 569* (2006) 796-802.
- Conde** C.A.N. and J. P. L. Policarpo, "A gas proportional scintillation counter", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 53* (1967) 7-12.
- Conde** C.A.N., Policarpo A.J.P.L. e Alves M.A.F., "Gas proportional scintillation counter with xenon and xenon mixtures", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 15 (1968) 84.
- Conde** C.A.N. e Ferreira M.F.A., "The argon uniform-field gas proportional scintillation counter: improved energy resolution for α -particles and its behaviour for X-rays", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, 124 (1975) 307.
- Conde** C.A.N., Ferreira L.R. e Ferreira M.F.A., "The secondary scintillation output of xenon in a uniform field gas proportional scintillation counter", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 24 (1977) 221.
- Conde** C.A.N. e Policarpo A.J.P.L., "A gas proportional scintillation counter", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, 53 (1967) 7-12.
- 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.
- Conde** C.A.N., "Gas Proportional Scintillation Counters do X-Rays Spectrometry", John Wiley & Sons, LTD 2004.
- Dangendorf** V., Schmidt-Böcking H., Breskin A. e Chechik R. "A novel high pressure gas scintillation X-ray detector with fast timing properties and high compton suppression capability", SPIE 33rd Annual Symposium on EUV, X-ray and Gamma ray *Instrumentation for Astronomy and Atomic Physics*, San Diego, Califórnia, EUA, 6-11 Agosto 1989.
- Dangendorf** V., Breskin A., Chechik R. e Schmidt-Böcking H., "A gas-filled UV-photon detector with CsI Photocathode for the detection of Xe light", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, A289 (1990) 322-324.
- de Campos** A.J., "A silicon photodiode based gas proportional scintillation counter",

- IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 31 (1984) 133.
- 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. in Phys. Res.*, A371 (1996) 137-142.
- Dias** T. H. V.T *et al.*, "The transmission of photoelectrons emitted from CsI photocathodes into Xe, Ar, Ne and their mixtures", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 37 (2004) 540-549.
- 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", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A*, 48 (1993) 2887.
- Dias** T.H.V.T., Santos F.P., P.J.B.M. Rachinhas, F.I.G.M. Borges, J.M.F dos Santos, Conde C.A.N. e Stauffer A.D., "Xenon-neon gas proportional scintillation counters: simulation and experimental results," *J. Appl. Phys.*, 85 (1999) 6303-6312.
- Dias** T.H.V.T., Stauffer A.D. e Conde C.A.N., "Unidimensional Monte Carlo simulation of secondary scintillation of xenon", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 30 (1983) 389.
- Dias** T.H.V.T., "Simulação do transporte de electrões em gases raros", Dissertação de Doutouramento, Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, 1986.
- 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.
- 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. – A.
- 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. in Phys. Res. A* 324 (1993) 611. – B.
- dos Santos** J.M.F., Veloso J.F.C.A., Lopes J.A.M. e Morgado R.E., "A simple Method to Improve the Spatial Uniformity of Venetian-Blind Photomultiplier Tubes", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 43 (1996) 1335-1340.
- 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. in Phys. Res.*, A 321 (1992) 238-241.

- dos Santos** J. M. F., "Contadores gasosos de cintilação proporcional para análise por fluorescência de raios x", Dissertação de doutoramento em física, área de física aplicada, Universidade de Coimbra, 1994.
- dos 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.*, 27 (1994) 42-48.
- Escada** J. *et al.*, "A monte Carlo study of backscattering effects in the photoelectron emission from CsI into CH₄ and Ar-CH₄ mixtures", *Journal Institute* 2007.
- Escada** J.M.D.E., "Simulação de Monte Carlo da Transmissão de Fotoelectrões Emitidos por um Fotocátodo de CsI em CH₄ e Misturas de Ar-CH₄", Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de Ciências e Tecnologia de Universidade de Coimbra, 2004.
- Favata** F., Smith A., Bavdaz M. e Kowalski T.Z., "Light yield as a function of gas pressure and electric field in gas scintillation proportional counters", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, A 294 (1990) 595.
- Feio** M.A.G.R.L., "Electroluminescência e contadores gasosos de cintilação proporcional – GPSC", Dissertação de Doutoramento apresentada à Universidade de Coimbra, Coimbra 1983.
- 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., D.S.A.P. Freitas, A.M.F. Trindade, J.F.C.A. Veloso, C.M.B. Monteiro, L.F. Requicha Ferreira e J.M.F. dos Santos, "The performance of the GPSC/MSGC hybrid detector with Neon-xenon gas mixtures", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 51 (2004) 1509-1513.
- Fraga** M. M. F. R., F. A. F. Fraga, S.T.G. Fetal, L.M.S. Margato, R. Ferreira Marques, A.J.P.L. Policarpo, "The GEM scintillation in He-CF₄, Ar-CF₄, Ar-TEA and Xe-TEA mixtures", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 504 (2003) 88-92.
- 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. in Phys. Res.*, 222 (1984) 574-581.
- Gilardini** A.L., *Low energy electron collisions in gases: swarm and plasma methods applied to their study*, John Wiley & Sons, New York, 1972.
- Goganov** D.A., Schultz A.A. e Elkind V.B., "A sealed gas filled electroluminescence detector of X rays with a focousing system", *Instr. Exp. Techn. (USSR)*, 27 (1984) 478.

- Knoll** G. F., "Radiation Detection and Measurement," John Wiley & Sons, Third Edition, Michigan U.S.A., 2000.
- Leite** M.S.S.C.P., Policarpo A.J.P.L., Feio M.A. e Alves M.A.F., "Detection of VUV photons with a photoionization proportional scintillation chamber", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, 179 (1981) 295.
- Leite** M.S.S.C.P., Alves M.A.F., Policarpo A.J.P.L. e Feio M.A., "Pressure dependence of light output in rare gases and their mixtures", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, 198 (1982) 587.
- Leite** M.S., "Radioluminescence of rare gases", *Portgal. Phys*, 11 (1980) 53-73.
- Loeb** L.B. Basic processes of gaseous electronics, University of California Press, Berkeley, 1955.
- Lopes** J. A. M., "Contadores gasosos de cintilação proporcional, novas aplicações e tecnologias de fotossensores integrados", Dissertação de doutoramento em física, área de física tecnológica, Universidade de Coimbra, 2002.
- Lopes** J. A. M., "Efeito fotoelétrico em ambiente gasoso com fotocátodos de CsI", Relatório da cadeira de Projecto do curso de Engenharia Física. Universidade de Coimbra, 1991.
- Lopes** J. A. M., "Foto-sensores para radiação ultravioleta do vazio com fotocátodos de CsI", Dissertação de Mestrado apresentada à Universidade de Coimbra, 1994.
- Lopes** J.A.M. e Conde C.A.N., "A Large-Area VUV Photosensor with High Gain by Means of Photoelectron Acceleration and Concentration", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 42, (1995) 364-368.
- Monteiro** C.M.B., J.F.C.A. Veloso, D.S.A.P. Freitas, J.M.F.dos Santos, and C.A.N. Conde, "The gas proportional scintillation counter/microstrip gas chamber hybrid detector with argon filling", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A*. 490 (2002) 169-176.
- Ngoc** H.N., Jeanjean J., Itoh H. e Charpak G., "A xenon high pressure proportional scintillation camera for X and gamma ray imaging", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.* 172 (1980) 603-608.
- Ouseph** P. J., "Laboratory Instrumentation and Techniques", *Plenum Press*, New York 1975.
- Packer** L.L., Järvinen M. e Sipilä H., "Application of penning mixture proportional counters for gas turbine engine X-ray fluorescence spectrometer wear metal monitor", *Anal. Chem.*, 57 (1985) 1427-1433.

- Palmer** H.E e Brady L.A., "A parallel plate gas scintillation proportional counter for improved resolution of low-energy photons", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, 116 (1974) 587.
- Pansky** A., A. Breskin, A. Buzulutskov, R. Chechik, V. Elkind, J.Va'vra, "The scintillation of CF₄ and its relevance to detection science", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 354 (1995) 262-269.
- Policarpo** A.J.P.L., "Light Production na Gaseous Detectors", *Physica Scripta*, 23 (1981) 539-549.
- 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. in Phys. Res.*, 118 (1974) 221.
- Policarpo** A.J.P.L., "The gas proportional scintillation counter", *Space Sci. Instr.*, 3 (1977) 77.
- Policarpo** A.J.P.L., "Light production and gaseous detectors", *Physica Scripta*, 23 (1981) 539-549.
- Policarpo** A.J.P.L., "Coupling the gas scintillation proportional counter to photoionization detectors", *Nucl. Instr. Meth.*, 153 (1978) 389-391.
- Rachinhas** P.J.B.M. *et al.*, "Dependence of the Photoelectron Collection Efficiency in Noble gases on the Incident VUV Photon Energy". 2003 IEEE.
- Rachinhas** P.J.B.M. *et al.*, "Photoelectron Collection Efficiency in a Xenon Atmosphere: a Monte Carlo Study". 2000 IEEE.
- Razin** V. I., Yu. N. Gotovcev, A. B. Kurepin and A. I. Reshetin, "The influence of exposure to air on the quantum efficiency of thin CsI photocathodes" *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 419 (1998) 621.
- Sakurai** H., "Gain of a gas photomultiplier with CsI photocathode", *IOP Journal of Physics: Conference Series* 65 (2007) 012020.
- Silva** Rui M.C., dos Santos J.M.F., Conde C.A.N., "An ellipsoidal grid gas proportional scintillation counter", *Nucl. Instr. Meth.*, A422 (1999) 305-308.
- 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. in Phys. Res.*, A277 (1989) 642-656.
- Smith** A., Favata F. e Kowalski T.Z., "Gas pressure and reduced electric field effects in gas proportional scintillation counters", *Nucl. Instr. Meth. in Phys.*

- Res. A 284 (1989) 375.
- Suzuki** Masayo and Shinzou Kubota, "Mechanism of proportional Scintillation in Argon, Krypton and Xenon", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.* 164 (1979) 197-199.
- Takahashi** T., Himi S., Suzuki M., Ruan J.-Z. e Kubota S., "Emission spectra from Ar-Xe, Ar-Kr, Ar-N₂, Ar-CH₄, Ar-CO₂ e Xe-N₂ gas scintillation proportional counters", *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res.*, 205 (1983) 591-596.
- Tremsin** A.S. *et al.* – "Structural transformation of CsI thin film photocathodes under exposure to air and UV irradiation". *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A* 447 (2000) 614-618.
- 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. in Phys. Res.*, 157 (1978) 301.
- Veloso** J. F. C. A., "Detectores Gasosos de Radiação Baseados em Microestruturas," Dissertação de Doutorado em Física, área de Física Tecnológica, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, Janeiro de 2000.
- 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. in Phys. Res.*, A 457 (2001) 253-261.
- 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., Conde C.A.N. e Morgado R.E., "Application of a Microstrip Gas Counter in Energy-Dispersive X-ray Fluorescence Analysis", *X-Ray Spectrometry*, 26 (1997) 237-243.