

SUSETE TERESA GASPAR DO FETAL

CÂMARA DE TRAÇOS COM LEITURA ÓPTICA

Dissertação de Doutoramento em Física, especialidade de Física Tecnológica,
apresentada à Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra



UNIVERSIDADE DE COIMBRA

2010

Ao Sérgio

AGRADECIMENTOS

Este espaço é dedicado a todos aqueles que contribuíram directa ou indirectamente para que esta dissertação fosse realizada, a quem deixo os meus sinceros agradecimentos.

Em primeiro lugar agradeço ao Professor Doutor Francisco Fraga, meu orientador de Doutoramento, pelo enriquecimento científico que me proporcionou ao longo dos últimos anos.

Expresso o meu agradecimento ao Professor Doutor Paulo Fonte, co-orientador deste trabalho, pelo apoio constante.

De um modo geral quero agradecer a todos os membros do LIP – Coimbra: professores, investigadores, alunos e funcionários, pelo ambiente de trabalho acolhedor e de entreajuda. Em particular, expresso o meu agradecimento aos Técnicos Américo Pereira, Alberto Blanco e Nuno Carolino pela ajuda pronta e empenhada e à Doutora Margarida Fraga e ao Doutor Rui Marques pela prestável colaboração. Aos colegas Luís Margato, Luís Fernandes, Sónia, Filipa, Luís Lopes, Alexandre, Luís Pereira e Andrei agradeço a proveitosa partilha de ideias.

Ao Doutor Bruno Guerard e à Doutora Giuliana Manzin agradeço o empenho depositado na experiência realizada no ILL e a sua hospitalidade durante a minha estadia em Grenoble.

Agradeço aos meus colegas da área científica de Física do ISEC pelo incentivo amigo e pelo óptimo ambiente de trabalho.

Deixo também uma palavra de agradecimento a todos os meus amigos, pelo apoio incondicional.

Pela confiança depositada no meu trabalho, agradeço à minha família, particularmente à minha mãe.

Finalmente, gostaria de deixar dois agradecimentos especiais: ao Sérgio, sempre presente, e ao Nelson, sempre inspirador...

Durante a realização deste trabalho usufruí de uma Bolsa de Doutoramento de ref^ª. SFRH / BD / 30089 / 2006, financiada pela FCT – Fundação para a Ciência e a Tecnologia.

RESUMO

Neste trabalho apresenta-se um novo conceito de câmara de traços em que a reconstrução de posição tridimensional é feita exclusivamente a partir da leitura da luz de cintilação produzida em detectores gasosos de microestrutura.

A câmara, cheia com $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$ à pressão atmosférica, está equipada com um duplo ou triplo GEM onde é realizada a multiplicação de carga e produzida a luz de cintilação. A luz emitida é lida por um conjunto de fotomultiplicadores num arranjo quadrado de quatro ou nove elementos ou numa disposição hexagonal com sete elementos.

A resolução em posição bidimensional medida, ao irradiar o detector com uma fonte colimada de raios X com energia de 5,9 keV, é melhor que 1 mm.

A reconstrução tridimensional de traços de partículas alfa com energia de 5,5 MeV foi efectuada para vários ângulos de incidência das partículas na câmara. A resolução de dois traços paralelos próximos foi alcançada em todos os testes efectuados, para distâncias dos traços compreendidas entre 2,2 mm e 0,9 mm.

Um trabalho preliminar de reconstrução de traços de raios cósmicos foi também realizado. As trajectórias de raios cósmicos, seleccionadas com um telescópio de dois cintiladores para duas orientações distintas relativamente à câmara, foram correctamente reconstruídas com o sistema de detecção desenvolvido.

O tipo de detector estudado também foi aplicado em imagiologia de neutrões térmicos. Os testes efectuaram-se no ILL – *Institut Laue Langevin* – com um feixe de um reactor, usando uma câmara equipada com uma *microstrip*, cheia com 2 bar de ^3He e 3 bar de CF_4 . Os resultados obtidos, nomeadamente a capacidade de suportar altas taxas de contagem (~10 MHz) e uma resolução em posição da ordem do milímetro, satisfazem as especificações do projecto MILAND da colaboração europeia FP6-NMI3 e estão na origem do projecto financiado *WP22 detectors*, no âmbito da colaboração FP7-NMI3.

ABSTRACT

A new track chamber concept is presented. The position reconstruction method is exclusively based on the optical readout of the scintillation light produced in microstructure gas detectors.

The chamber, filled with a mixture of $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$ at atmospheric pressure, is equipped with a double or triple GEM for charge multiplication and scintillation light production. The emitted light is read out with a photomultiplier array, either a square configuration of four or nine elements, or an hexagonal configuration with seven elements.

The bidimensional position resolution, measured irradiating the detector with a collimated 5.9 keV X-Ray source, is less than 1 mm.

The track reconstruction of 5.5 MeV alpha particles was investigated for several directions of irradiation. Two parallel tracks were successfully resolved for all checked distances, between 2.2 mm and 0.9 mm.

Preliminary work in the reconstruction of cosmic ray tracks was also carried out. The trajectories of cosmic rays, selected with a telescope, were correctly reconstructed by the detection system for the two different tested directions.

The developed technique was also applied in thermal neutron imaging. The tests were carried out at ILL – Institut Laue Langevin – with a reactor beam line, using a microstrip gas chamber filled with a mixture of ^3He and CF_4 at partial pressures of 2 bar and 3 bar, respectively. The obtained results, namely the high rate capability (~ 10 MHz) and a position resolution in the order of 1 mm, achieve the specifications of the project MILAND from the FP6-NMI3 European collaboration and were the basis of the financed proposal WP22-Detectors under FP6-NMI3 collaboration.

ÍNDICE

Resumo	i
Abstract	iii
Índice.....	v
INTRODUÇÃO	1
1. DETECTORES GASOSOS DE RADIAÇÃO IONIZANTE	5
1.1. Interacção da radiação ionizante com a matéria	6
1.1.1. Interacção de partículas carregadas	6
1.1.1.1. Partículas carregadas pesadas.....	6
1.1.1.2. Electrões	9
1.1.2. Interacção de fotões	11
1.1.2.1. Efeito fotoeléctrico.....	12
1.1.2.2. Outros processos de interacção de fotões.....	14
1.1.3. Interacção de neutrões.....	15
1.2. Princípios de operação de detectores gasosos.....	18
1.2.1. Eficiência.....	18
1.2.2. Ionização primária.....	20
1.2.2.1. Factor de Fano	21
1.2.2.2. Recombinação	22
1.2.2.3. Captura electrónica.....	22
1.2.2.4. Efeito <i>Penning</i>	23

1.2.2.5.	Formação de iões moleculares.....	23
1.2.3.	Deriva de electrões e iões sob a acção de um campo eléctrico.....	23
1.2.4.	Ionização e cintilação secundárias	25
1.2.5.	Resolução em energia	28
1.2.6.	Informação temporal	30
1.3.	Detectores gasosos com resolução em posição.....	31
1.3.1.	Factores que limitam a resolução espacial.....	31
1.3.1.1.	Dimensão da nuvem primária.....	31
1.3.1.2.	Difusão.....	32
	Difusão de cargas na ausência de campos eléctricos	32
	Difusão de cargas na presença de um campo eléctrico.....	34
1.3.1.3.	Relação sinal ruído	37
1.3.2.	Detectores gasosos com resolução em posição	38
1.3.2.1.	Breve introdução histórica.....	38
	Câmara de Wilson.....	38
	Emulsões fotográficas	39
	Câmara de bolhas	39
	Câmara de faíscas.....	39
	Contador proporcional	40
	Câmara multifios.....	40
	Câmara de deriva	41
	Câmara de Traços.....	42
1.3.2.2.	Detectores de Microestrutura.....	43
	MSGC - <i>Micro strip gas Chamber</i> -	44
1.3.2.3.	GEM – <i>Gas Electron Multiplier</i> –	45

2. CÂMARA DE TRAÇOS COM LEITURA ÓPTICA – LOCALIZAÇÃO BIDIMENSIONAL	51
2.1. Introdução.....	51
2.2. Sistema Experimental	53
2.2.1. Mesa XY.....	53
2.2.2. Irradiação do detector	55
2.2.3. Câmara	57
2.2.3.1. Pré-condicionamento de GEMs	58
2.2.4. Leitura da luz produzida no triplo GEM	59
2.2.4.1. Fotomultiplicadores Hamamatsu R1387	59
2.2.4.2. Disposição dos fotomultiplicadores	59
2.2.5. Aquisição de dados.....	61
2.2.5.1. Aquisição de formas de onda	61
2.2.5.2. Aquisição de amplitudes dos sinais.....	63
2.3. Operação do detector	64
2.3.1. Escolha da mistura gasosa	64
2.3.1.1. Características da mistura Ar+5%CF ₄	64
Velocidade de deriva	64
Resolução espacial bidimensional intrínseca	65
Espectro de emissão luminosa.....	66
2.3.2. Absorção de raios X.....	67
2.3.3. Polarização do detector	68
2.3.4. Calibração do ganho dos fotomultiplicadores.....	71
2.3.5. Número de fótons emitidos pelo triplo GEM.....	74
2.3.5.1. Cálculo baseado no número de ionizações produzidas	74

2.3.5.2.	Cálculo baseado nos sinais dos fotomultiplicadores recolhidos no osciloscópio.	75
2.3.5.3.	Cálculo baseado nos sinais dos fotomultiplicadores recolhidos com o sistema CAMAC	76
2.4.	Simulação	79
2.4.1.	Algoritmo de centro de gravidade	79
2.4.2.	Erros estatísticos nas posições X e Y	81
2.4.3.	Dependência dos erros estatísticos com o número de fótons emitidos	83
2.4.4.	Varrimentos	84
2.4.4.1.	Linearidade	84
	Varrimento horizontal	84
	Varrimento diagonal	87
2.4.4.2.	Erros estatísticos	88
	Varrimento horizontal	88
	Varrimento diagonal	90
	Varrimento total	91
2.5.	Análise de dados experimentais	93
2.5.1.	Processamento dos dados adquiridos	93
	Formatação dos impulsos	94
	Duração dos sinais	95
	Exclusão de sinais por duração e por quantidade de luz	97
	Cálculo das posições X e Y	99
2.5.2.	Comportamento do sistema de detecção com o número de fótons emitidos	100
2.5.3.	Resolução espacial	103
2.5.3.1.	Resolução espacial medida com a disposição de quatro fotomultiplicadores	104
2.5.3.2.	Resolução espacial medida com as disposições de nove e sete fotomultiplicadores	110

2.6. Imagiologia de neutrões térmicos	117
2.6.1. Introdução	117
2.6.2. Sistema experimental.....	120
2.6.3. Análise de dados experimentais.....	122
2.6.3.1. Uniformidade do feixe de neutrões	124
2.6.3.2. Resolução em posição	125
3. CÂMARA DE TRAÇOS COM LEITURA ÓPTICA – LOCALIZAÇÃO TRIDIMENSIONAL	129
3.1. Reconstrução de traços de partículas alfa	130
3.1.1. Sistema experimental.....	130
3.1.1.1. Colimação da fonte ^{241}Am	132
3.1.1.2. Polarização do detector	136
3.1.2. Análise de dados experimentais.....	137
3.1.2.1. Formação dos impulsos.....	137
3.1.2.2. Duração dos sinais.....	138
Ângulo θ	142
Projecção do traço no eixo dos ZZ	143
3.1.2.3. Reconstrução tridimensional do traço	144
3.1.2.4. Resolução espacial	149
3.2. Reconstrução de trajetórias de raios cósmicos	158
3.2.1. Sistema experimental.....	158
3.2.1.1. Telescópio de raios cósmicos.....	158
3.2.2. Resultados experimentais.....	159
3.2.2.1. Ângulos $\theta=30^\circ$ e $\beta=90^\circ$	160
3.2.2.2. Ângulos $\theta=20^\circ$ e $\beta=110^\circ$	167

3.2.2.3. Conclusão	170
CONCLUSÕES	171
3.3. Apêndice - Especificações do fotomultiplicador Hamamatsu R1387.....	173
Bibliografia.....	176
Acrónimos	181
Índice Remissivo	183

INTRODUÇÃO

A leitura óptica de detectores de radiação regista um interesse crescente que acompanha a evolução rápida dos sensores luminosos. Note-se, por exemplo, a variedade de fotomultiplicadores disponíveis com diferentes formas, tamanhos e respostas espectrais, a utilização em larga escala de CCDs¹ ou o emergir de novos dispositivos (DEPFET², fotodíodos híbridos, CMOS³ pixelizados, etc.) (WEHE, 2006).

Num detector gasoso preenchido com uma mistura adequada, a leitura da emissão luminosa produzida nas avalanches pode complementar ou substituir a leitura da carga. A leitura óptica apresenta as vantagens de poder abranger áreas elevadas sem espaços mortos, ter a capacidade de visualizar eventos múltiplos e complexos e de ter a electrónica de processamento dos sinais desacoplada do meio de detecção. Por outro lado, a leitura óptica requer a utilização de janelas transparentes e de elementos ópticos que poderão ser pouco eficientes, difíceis de montar no sistema experimental e dispendiosos. (Breskin, 1989)

As microestruturas desenvolvidas nos últimos 20 anos, com recurso às técnicas de microlitografia, permitem a construção de detectores gasosos de área elevada, com boa resolução espacial e que suportam altas taxas de contagem (Peskov, 2009). O ganho elevado das microestruturas aliado ao facto da luz de cintilação produzida nas avalanches ser localizada, abre novas possibilidades para a leitura óptica.

Neste trabalho pretende-se demonstrar que a leitura óptica da luz de cintilação produzida em microestruturas permite reconstruir traços de partículas.

¹ CCD – *Charge Coupled Device*

² DEPFET - *DEPLETED Field Effect Transistor*

³ CMOS - *Complementary Metal Oxide Semiconductor*

Introdução

Desenvolveu-se uma câmara de traços equipada com GEMs⁴ (Sauli, 1997), cuja leitura óptica é realizada por um conjunto de fotomultiplicadores: quatro ou nove elementos dispostos numa configuração quadrada ou sete elementos dispostos numa configuração hexagonal compacta.

A reconstrução tridimensional do traço é obtida exclusivamente a partir das formas de onda lidas à saída dos fotomultiplicadores. A posição bidimensional é calculada a partir das quantidades de luz recolhidas através do algoritmo do centro de gravidade. A terceira coordenada é determinada a partir da duração dos sinais. O sistema de detecção foi adaptado a diferentes tipos de radiação: raios X, neutrões térmicos, partículas alfa e raios cósmicos.

A câmara foi preenchida com misturas de Ar/CF₄ ou ³He/CF₄. A luz de cintilação produzida nas avalanches abrange a região espectral do visível e do infravermelho próximo, que é detectada pelos fotomultiplicadores utilizados (R1387 da Hamamatsu) e evita a utilização dispendiosa de óptica de quartzo.

O trabalho apresentado contempla todas as etapas do projecto desde a sua concepção e desenho, montagem experimental, até à aquisição, processamento e análise de dados.

A tese está organizada em três capítulos:

No capítulo 1 são abordados os processos de interacção da radiação com a matéria relevantes para este trabalho e os princípios de operação de detectores gasosos com ênfase nos detectores com localização e os factores que limitam a resolução em posição.

No capítulo 2 é averiguada a capacidade de reconstrução de posição bidimensional do detector.

Desenvolveram-se programas de simulação para estimar e corrigir a não-linearidade do algoritmo do centro de gravidade ao longo da área irradiada e mapear os erros estatísticos, para as várias disposições de fotomultiplicadores estudadas.

⁴ GEM - *Gas Electron Multiplier*

A resolução em posição bidimensional foi medida irradiando a câmara em vários pontos, usando uma fonte colimada de raios X com energia de 5,5 keV (^{55}Fe). A luz de cintilação produzida num triplo GEM foi lida com as três disposições de fotomultiplicadores.

O conceito de detector desenvolvido foi aplicado em imagiologia de neutrões térmicos. Os testes decorreram no ILL - *Institut Laue langevin* - com um feixe de um reactor. A luz de cintilação produzida numa câmara equipada com uma *microstrip* foi lida por quatro fotomultiplicadores. A experiência realizou-se no âmbito da colaboração FP6-NMI3 MILAND⁵.

A reconstrução tridimensional de traços apresenta-se no capítulo 3. Reconstruíram-se traços de partículas alfa com diferentes orientações relativamente à câmara. A utilização de um colimador de dois furos permitiu avaliar a resolução de dois traços próximos.

O sistema experimental também foi testado para reconstruir traços de raios cósmicos, seleccionados por um telescópio de dois cintiladores.

Na conclusão resumem-se os resultados alcançados com a câmara de traços e indicam-se caminhos de trabalho futuro.

⁵ FP6 - *Sixth Framework Programme*; NMI3 - *Infrastructure Initiative for Neutron Scattering and Muon Spectroscopy*; MILAND - *Millimetre Resolution Large Area Neutron Detector*

1. DETECTORES GASOSOS DE RADIAÇÃO IONIZANTE

Os processos físicos de interacção da radiação ionizante com a matéria são importantes para o planeamento de experiências que envolvam a detecção de radiação, nomeadamente para a escolha do tipo de detector, dos seus materiais de construção, forma e dimensões, e para o processamento e análise dos resultados obtidos.

Na primeira parte deste capítulo apresenta-se um resumo dos processos de interacção da radiação ionizante com a matéria relevantes para o trabalho realizado, designadamente a interacção de partículas carregadas, a interacção de fótons com ênfase no efeito fotoeléctrico e a interacção de neutrões. A informação exposta tem como fontes principais os livros (Knoll, 1999) e (Leo, 1994).

Os princípios gerais de operação de detectores gasosos, tais como a eficiência de detecção, a ionização primária, o movimento de deriva de portadores de carga, a ionização secundária e a emissão de luz de cintilação, são abordados na segunda parte do capítulo.

Na terceira parte expõem-se os factores que limitam a resolução espacial de um detector gasoso e os principais marcos históricos dos detectores gasosos com resolução em posição, desde os primeiros detectores visuais até aos actuais detectores de microestrutura.

1.1. INTERACÇÃO DA RADIAÇÃO IONIZANTE COM A MATÉRIA

1.1.1. Interacção de partículas carregadas

O modo como a radiação ionizante carregada perde energia e é deflectida num meio material é significativamente diferente para partículas pesadas ou leves, pelo que as suas interacções serão abordadas separadamente.

1.1.1.1. Partículas carregadas pesadas

A perda de energia de uma partícula carregada pesada num gás ocorre sobretudo através de colisões inelásticas com os electrões do meio, provocando a excitação e a ionização dos átomos ou moléculas. Numa colisão, a partícula carregada pesada perde uma pequena fracção da sua energia total, necessitando de um número elevado de colisões para depositar toda a sua energia no meio. A partícula descreve uma trajectória aproximadamente rectilínea no meio de interacção, sofrendo ligeiras deflexões durante as colisões.

Os electrões removidos do átomo podem receber energia cinética suficiente para produzir novas excitações e ionizações. Estes electrões, designados por raios delta, representam um meio indirecto pelo qual a energia da partícula incidente é transferida para o meio.

O poder de paragem linear $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$, ou seja a taxa de perda de energia por unidade de comprimento, de uma partícula carregada pesada que atravessa um meio material é expresso pela equação de Bethe e Bloch (Leo, 1994):

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r^2 m_0 c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_0 \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (\text{Eq. 1})$$

com

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (\text{Eq. 2})$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (\text{Eq. 3})$$

$$W_{\max} \approx 2m_0 c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (\text{Eq. 4})$$

onde ρ , Z , A e I representam, respectivamente, a densidade, o número atómico, o número de massa e o potencial médio de excitação do meio absorvedor; z é a carga da partícula incidente em unidades de carga do electrão e v é a sua velocidade; W_{\max} é a energia máxima transferida numa colisão e N_a , r , m_0 e c designam as constantes: número de Avogadro, raio clássico do electrão, massa de repouso do electrão e velocidade da luz no vazio, respectivamente.

De acordo com a fórmula de Bethe e Bloch, o poder de paragem depende das propriedades do meio material, é proporcional à sua densidade e ao seu número atómico, e das características da radiação incidente; para partículas não relativistas, o poder de paragem aumenta quadraticamente com a carga da partícula incidente e varia com o inverso da sua energia. Quando a velocidade da partícula carregada é da ordem de 0,96 da velocidade da luz, o poder de paragem atinge um mínimo. A designação de partícula minimamente ionizante, ou MIP, refere-se a esta condição.

A curva de Bragg descreve o comportamento do poder de paragem em função da distância percorrida pela partícula incidente no meio. Na Figura 1 apresenta-se a curva de Bragg, obtida a partir do software SRIM (Ziegler), para partículas alfa de 5,5 MeV de energia que são emitidas numa atmosfera de Ar+5%CF₄. À medida que a partícula alfa se desloca no meio vai perdendo energia, aumentando o seu poder de paragem. O máximo da curva ocorre após a partícula percorrer cerca de 38 mm.

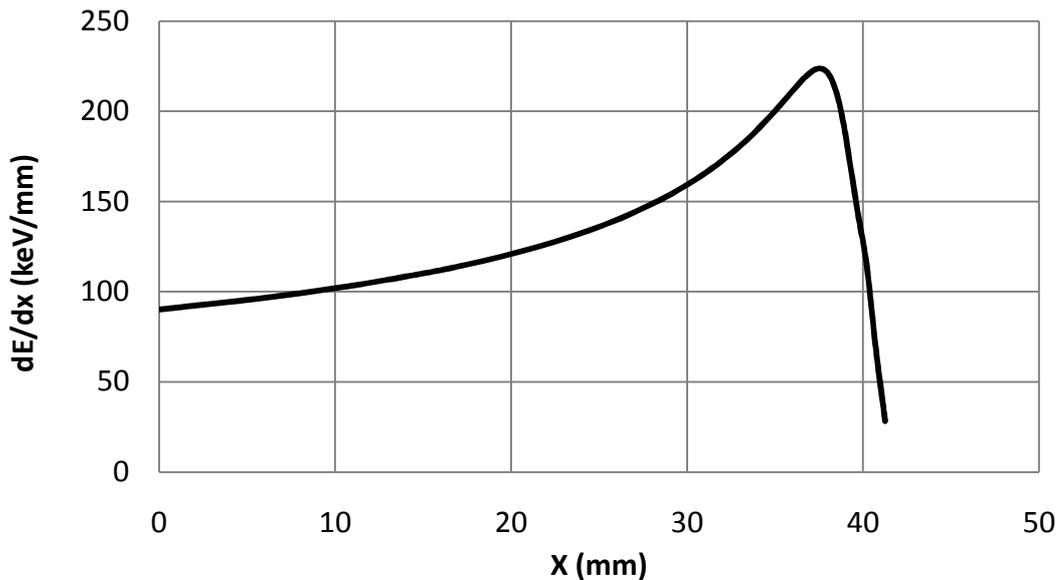


Figura 1. Poder de paragem de partículas alfas de 5,5 MeV de energia numa mistura gasosa de $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$, à pressão atmosférica. Os dados foram obtidos com o software SRIM (Ziegler).

O alcance de uma partícula carregada pesada, R , pode ser obtido integrando o inverso do poder de paragem entre zero e a energia inicial da partícula, E :

$$R = \int_0^E \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (\text{Eq. 5})$$

A natureza estatística da energia transmitida por colisão e do número de colisões que uma partícula carregada sofre num meio material impede a curva de transmissão de terminar abruptamente. Na Figura 2 representa-se o alcance médio, definido como a distância que corresponde a uma transmissão de 50%. Traçando a recta do declive no ponto onde a transmissão é 50% e fazendo a sua intersecção com o eixo da abcissas, obtém-se o alcance extrapolado, também representado na Figura 2.

O alcance aumenta com a energia da partícula carregada, como se pode observar na Figura 3 para partículas alfa que se deslocam numa atmosfera de $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$.

Da Figura 3 retira-se que uma partícula alfa de 5,5 MeV terá um alcance de ~42 mm. Este valor é concordante com a distância máxima apresentada na Figura 1.

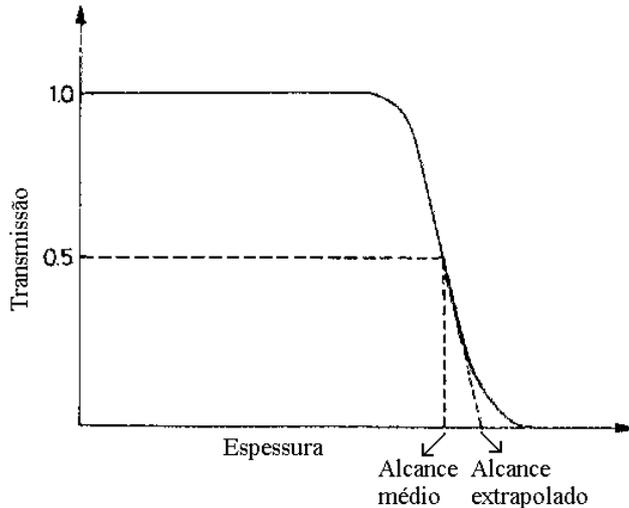


Figura 2. Determinação do alcance médio e do alcance extrapolado a partir da curva de transmissão de partículas carregadas. (Leo, 1994)

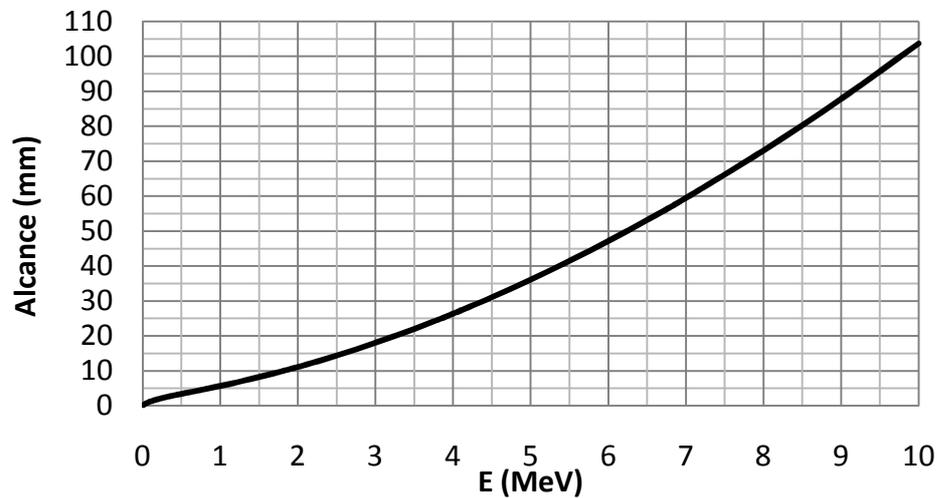


Figura 3. Alcance de partículas alfa numa atmosfera de $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$, em função da sua energia. Os valores foram calculados com o software SRIM (Ziegler)

1.1.1.2. Electrões

O poder de paragem de electrões resulta de perdas colisionais e de perdas radiativas:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{colisional} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{radiativa} \quad (\text{Eq. 6})$$

Os electrões perdem grande parte da sua energia através de colisões com os electrões atómicos, tal como as partículas carregadas pesadas. No entanto, como a colisão é feita entre dois corpos de igual massa, o desvio que o electrão livre sofre e a fracção de energia que é

Interacção da radiação ionizante com a matéria

transferida ao electrão atómico são significativamente superiores aos ocorridos aquando da interacção de partículas carregadas pesadas.

As perdas colisionais para electrões são descritas pela fórmula de Bethe e Bloch adaptada a partículas carregadas leves (Leo, 1994):

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{colisional} = 2\pi N_a r^2 \tau \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2(I/m_0 c^2)^2} \right) + F(\tau) \right] \quad (\text{Eq. 7})$$

onde τ representa a energia cinética do electrão incidente em unidades de $m_0 c^2$. A função $F(\tau)$ expressa as diferenças entre as perdas de electrões e de positrões, podendo ser aproximada por

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2 - (2\tau + 1) \ln 2}{8(\tau + 1)^2} \quad (\text{Eq. 8})$$

para electrões.

As perdas radiativas ocorrem por emissão de radiação electromagnética de Bremsstrahlung, devido à dispersão dos electrões no campo eléctrico do núcleo.

A competição entre as perdas radiativas e as perdas colisionais é expressa pela aproximação (Knoll, 1999):

$$\left(\frac{dE/dx_{radiativa}}{dE/dx_{colisional}} \right) \cong \frac{E Z}{700} \quad (\text{Eq. 9})$$

Onde a energia E é expressa em MeV.

No âmbito deste trabalho, a energia adquirida pelos electrões é inferior a alguns keV, de modo que as perdas radiativas podem ser desprezadas.

Devido às fortes deflexões que os electrões sofrem nos processos de colisão, o alcance médio de um electrão é entre duas a três vezes inferior ao integral do seu percurso ao longo da trajectória. Apesar das diferenças, o alcance médio e o alcance extrapolado de electrões definem-se, tal como no caso das partículas carregadas pesadas, com base nas curvas de transmissão.

1.1.2. Interação de fótons

Um fóton que se propaga num meio material pode interagir com os átomos e as moléculas desse meio, sendo absorvido ou deflectido.

A atenuação de um feixe de fótons monoenergéticos, em função da espessura atravessada num meio material, x , é descrita pela equação:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (\text{Eq. 10})$$

Onde I_0 é a intensidade inicial do feixe, I é intensidade do feixe após ter percorrido a distância x no meio material e μ é o coeficiente de atenuação linear.

A secção eficaz, σ_{ph} , relaciona-se com o coeficiente de atenuação linear através da concentração de átomos ou moléculas, N , através de:

$$\mu = N \sigma_{ph} \quad (\text{Eq. 11})$$

De acordo com a definição apresentada, a secção eficaz é expressa em unidades de área. Dividindo o coeficiente de atenuação linear pela densidade do meio de absorção, obtém-se o coeficiente de atenuação mássico, μ_m :

$$\mu_m = \frac{N \sigma}{\rho} \quad (\text{Eq. 12})$$

usualmente expresso em cm^2g^{-1} .

O efeito fotoelétrico é dominante para a gama de energias utilizada no decorrer deste trabalho, pelo que será descrito separadamente na secção 1.1.2.1. Os processos de dispersão incoerente de Compton, de dispersão coerente de Rayleigh e de Thomson e de produção de pares serão brevemente mencionados na secção 1.1.2.2. No gráfico da Figura 4 encontra-se a dependência dos coeficientes de atenuação mássica dos processos referidos com a energia do fóton incidente, para a mistura gasosa de $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$, à pressão atmosférica. Os dados foram retirados da página de internet disponibilizada pelo NIST - *National Institute of Standards and Technology* - (M.J. Berger).

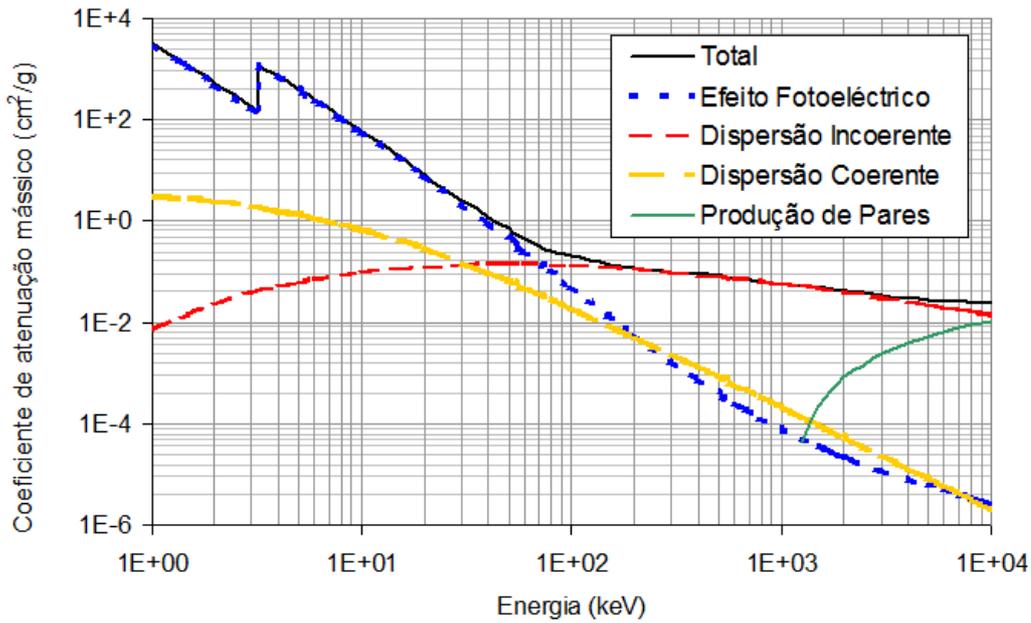


Figura 4. Variação do coeficiente de atenuação mássico em função da energia da radiação electromagnética incidente, discriminando as contribuições devidas ao efeito fotoelétrico, à dispersão incoerente, à dispersão coerente e à produção de pares, para uma mistura de Ar+5%CF₄, à pressão atmosférica. Os dados foram retirados da página de internet disponibilizada pelo NIST (M.J. Berger).

1.1.2.1. Efeito fotoelétrico

No efeito fotoelétrico, o fóton é completamente absorvido por um átomo, sendo emitido no processo um electrão atómico, acompanhado de um pequeno recuo do átomo. Para um fóton incidente de energia E e um electrão atómico com energia de ligação E_b , o electrão emitido, ou fotoelectrão, tem uma energia cinética, E_{ph} , de:

$$E_{ph} = E - E_b \quad (\text{Eq. 13})$$

A interacção só é energeticamente possível se a energia do fóton for superior à energia de ligação do electrão atómico.

Os electrões pertencentes a camadas mais próximas do núcleo têm maior probabilidade de absorver o fóton. Numa aproximação grosseira, a proporção das secções eficazes para as camadas K (σ_k), L (σ_L) e superiores ($\sigma_{>L}$) é a seguinte (Roy, et al., 1968):

$$\sigma_k : \sigma_L : \sigma_{>L} = 25 : 4 : 1$$

A descontinuidade observada na curva do coeficiente de absorção para o efeito fotoelétrico da Figura 4 corresponde à energia de ligação da camada K de um átomo de árgon (3,2 keV).

A interacção com a camada K é viável para fótons incidentes com energia superior a este valor, facto que justifica o aumento significativo no coeficiente de atenuação.

O coeficiente de atenuação linear do efeito fotoeléctrico cresce fortemente com o número atómico do material, aumenta com a densidade do meio e diminui com a energia do fóton. Para fótons de energia superior à energia de ligação da camada K, a secção eficaz para o efeito fotoeléctrico, σ_{ph-f} , pode ser aproximada por:

$$\sigma_{ph-f} = C \frac{Z^n}{E^m} \quad (\text{Eq. 14})$$

sendo C uma constante. Os expoentes n e m são números reais que podem ser aproximados por 5 e 3, respectivamente.

Se o fotoelectrão for emitido do átomo com uma energia superior a cerca de 100 eV pode provocar novas ionizações.

A lacuna resultante da emissão de um fotoelectrão é rapidamente ($\sim 10^{-14}$ s) preenchida por um electrão de uma camada mais externa. A energia excedentária do átomo, resultante da reorganização electrónica, traduz-se na emissão competitiva de um fóton ou de um electrão de uma camada ainda mais externa, designado por Auger.

Se ocorrer uma transição radiativa, a energia do fóton de fluorescência, E_γ , é dada por:

$$E_\gamma = E_{b1} - E_{b2} \quad (\text{Eq. 15})$$

onde E_{b1} e E_{b2} são as energias de ligação das camadas mais interna e mais externa, respectivamente.

No caso de ser emitido um electrão Auger, este terá uma energia, E_A , de:

$$E_A = E_{b1} - E_{b2} - E_{b3} \quad (\text{Eq. 16})$$

em que E_{b3} é a energia de ligação da camada de onde é emitido o electrão Auger.

A fracção das transições radiativas designa-se por rendimento de fluorescência. A desexcitação dos átomos ocorre preferencialmente através da emissão de electrões Auger, para elementos leves. Contrariamente, para elementos pesados o rendimento de fluorescência é bastante elevado.

Interacção da radiação ionizante com a matéria

As lacunas criadas nas camadas mais externas dão origem a novas transições electrónicas, podendo ser libertados vários electrões de baixa energia neste processo de redistribuição electrónica.

Os fótons de fluorescência podem escapar do volume activo do detector, não sendo detectada a sua energia. Nestes casos, o espectro de energia apresenta um pico adicional ao pico correspondente à absorção total da energia do raio X, designado por Pico de Escape, com energia, E_E :

$$E_E = E - E_\gamma \quad (\text{Eq. 17})$$

Como exemplo, considere-se a interacção de raios X de 5,9 keV emitidos pela fonte de ^{55}Fe em árgon. As energias das camadas K, L e M do árgon são, respectivamente, de 3,2, 0,3 e 0,03 keV. Na maioria dos casos, o fóton de 5,9 keV interage por efeito fotoeléctrico com a camada K do árgon, sendo emitido um fotoelectrão com energia igual a 2,7 keV, com energia suficiente para provocar novas ionizações. Em 85% das interacções fotoeléctricas ocorre a emissão de um electrão Auger (o rendimento de fluorescência é de 15%,) com energia ligeiramente inferior a 3,2 keV. O processo de perda de energia do electrão Auger no meio gasoso é análogo ao do fotoelectrão. Nos restantes casos, é emitido um fóton de fluorescência com ~3 keV de energia, que pode escapar do detector, dando origem a um pico de escape com ~2,9 keV de energia ou pode ser absorvido no detector, num ponto distante donde foi emitido.

1.1.2.2. Outros processos de interacção de fótons

Na dispersão de Compton, o fóton é deflectido, transmitindo parte da sua energia a um electrão de um átomo ou uma molécula.

Admitindo que o electrão atómico se encontra em repouso antes da interacção com o fóton, a aplicação das leis de conservação de energia e momento linear conduz à seguinte relação entre a energia inicial do fóton, $h\nu$, e a energia do fóton após ter sido deflectido, $h\nu'$:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (\text{Eq. 18})$$

onde θ é o ângulo de dispersão do fóton relativamente à sua direcção inicial e $m_0 c^2$ é a energia de repouso do electrão. A energia transferida ao electrão é máxima para um ângulo de dispersão de 180°.

A probabilidade de ocorrer dispersão de Compton aumenta linearmente com o número atómico.

Nas dispersões de Thomson e de Rayleigh a direcção do fóton é alterada, sem haver transmissão de energia da radiação electromagnética para o meio. O desvio do fóton é provocado por um electrão livre, na dispersão de Thomson, e pelo átomo como um todo, na dispersão de Rayleigh.

No processo de produção de pares o fóton que interage é extinto e é criado um par electrão-positrão. Como a soma das energias de repouso do electrão e do positrão é de 1022 keV, é necessário que o fóton tenha uma energia superior a este valor, para que a interacção seja energeticamente possível. A diferença de energia entre a energia do fóton e os 1022 keV é distribuída entre o par de partículas formado. O positrão é rapidamente parado no meio e aniquila com um electrão dando origem a dois raios gama de 511 keV, emitidos em sentidos opostos.

A secção eficaz para a criação de pares é proporcional a Z^2 .

1.1.3. Interacção de neutrões

Os neutrões interagem com os núcleos dos átomos por processos de dispersão (elástica ou inelástica) ou reacções nucleares (captura radiativa, emissão de partículas carregadas e fissão). A probabilidade de interacção de um neutrão num meio é expressa pela secção eficaz, dada pela soma das secções eficazes dos vários processos de interacção.

Os neutrões rápidos, com energia superior a 0,5 eV, interagem principalmente através de dispersões elásticas ou inelásticas. Os métodos de detecção destas partículas baseiam-se nos recuos dos núcleos provocados pelas colisões. A fracção de energia transferida pelo neutrão numa colisão com um núcleo é maior para núcleos mais leves, sendo os átomos de hidrogénio os melhores moderadores de neutrões. Nas colisões inelásticas, o núcleo fica num estado excitado, que rapidamente desexcita emitindo radiação gama.

Na categoria dos neutrões lentos, com energia inferior a 0,5 eV, destacam-se os neutrões térmicos com energia $\sim 0,025$ eV ($\lambda = 1,8$ Å), em equilíbrio térmico com o meio absorvedor, à

Interacção da radiação ionizante com a matéria

temperatura ambiente (17 °C). Ao interagir com um núcleo, o neutrão lento pode sofrer dispersão elástica ou induzir reacções nucleares em que é capturado: captura radiativa, emissão de uma partícula alfa, emissão de um protão ou emissão de produtos de fissão. A detecção dos produtos de reacção comprova a captura do neutrão. Na Tabela 1 mencionam-se as principais reacções nucleares de interesse para a detecção de neutrões térmicos e as respectivas secções eficazes, σ_n .

Tabela 1 Reacções de captura usadas para a detecção de neutrões térmicos

Reacção nuclear	σ_n (b) a 1,8 Å
$n + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + p + 764\text{keV}$	5333
$n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^7\text{Li} + \alpha + \begin{cases} 2312\text{keV} (94\%) \\ 2792\text{keV} (6\%) \end{cases}$	3836
$n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha + 4783\text{keV}$	940
$n + {}^{155}\text{Gd} \rightarrow {}^{156}\text{Gd}^* \rightarrow {}^{156}\text{Gd} + \text{CI}^6$	60900
$n + {}^{157}\text{Gd} \rightarrow {}^{158}\text{Gd}^* \rightarrow {}^{156}\text{Gd} + \text{CI}$	254000
$n + {}^{235}\text{U} \rightarrow \text{Fragmentos de Fissão} + \sim 160\text{MeV}$	583
$n + {}^{239}\text{U} \rightarrow \text{Fragmentos de Fissão} + \sim 160\text{MeV}$	742

A secção eficaz depende da energia cinética do neutrão, como se pode observar na Figura 5 para os nuclídeos mais usados na detecção de neutrões. Para neutrões de baixa energia, a secção eficaz é inversamente proporcional à velocidade do neutrão. Esta dependência mantém-se por todo o espectro de energias do neutrão para ${}^3\text{He}$, ${}^{10}\text{B}$ e ${}^6\text{Li}$, contrariamente ao que acontece para ${}^{157}\text{Gd}$, ${}^{155}\text{Gd}$, ${}^{113}\text{Cd}$ e ${}^{235}\text{U}$, devido à existência de estados ressonantes entre o neutrão e os núcleos.

⁶CI - Conversão Interna. Neste decaimento, a energia de excitação do núcleo é transferida directamente para um electrão orbital que é ejectado do átomo com uma energia de ~50 keV. O rearranjo electrónico subsequente provoca a emissão de raios X e de electrões Auger.

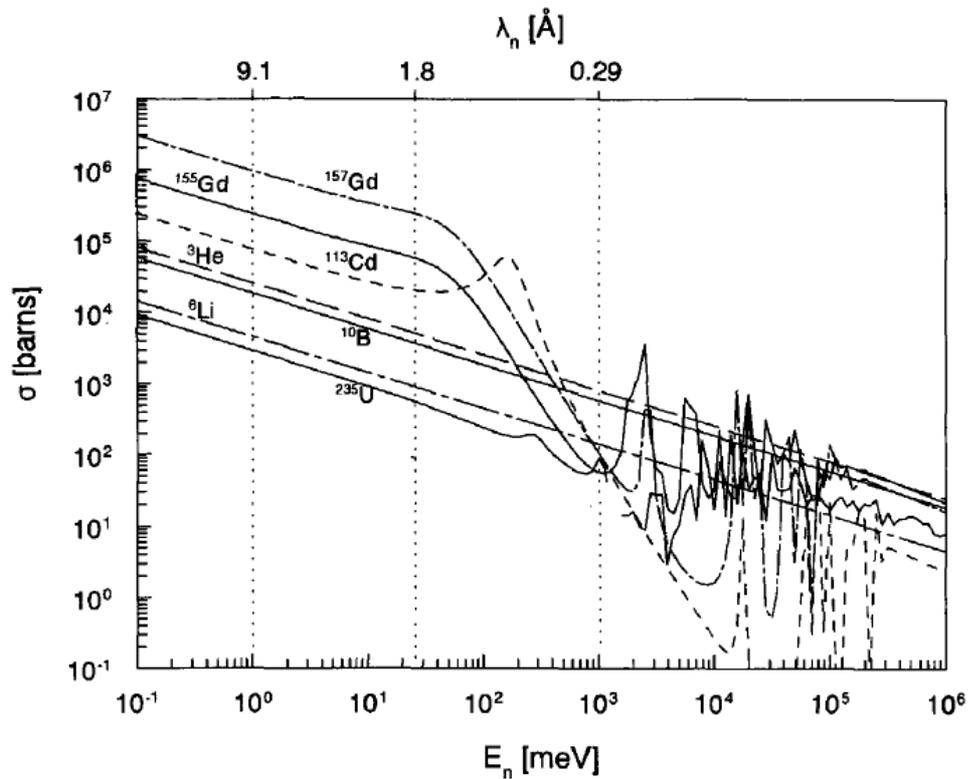


Figura 5. Seções eficazes para nuclídeos usados na detecção de nêutrons, em função da energia do nêutron. (knitel, 1998)

Na secção 2.6 descreve-se a operação de um detector de nêutrons preenchido com uma mistura que contém ^3He . Este gás é bastante utilizado em detectores gasosos construídos para a detecção de nêutrons térmicos devido à sua elevada eficiência e à baixa sensibilidade que apresenta para radiação gama.

1.2. PRINCÍPIOS DE OPERAÇÃO DE DETECTORES GASOSOS

1.2.1. Eficiência

A eficiência de um detector, ε , traduz a sua capacidade de detecção de determinado tipo de radiação, sendo definida como a fracção de partículas detectadas relativamente ao número total de partículas emitidas pela fonte de radiação:

$$\varepsilon = \frac{\# \text{ Partículas detectadas}}{\# \text{ Partículas emitidas}} \quad (\text{Eq. 19})$$

A eficiência pode ser analisada como o produto da eficiência geométrica, definida como a fracção de partículas incidentes no detector relativamente às que foram emitidas, pela eficiência intrínseca⁷, dada pela fracção de partículas que interagem na região de absorção do detector relativamente às que nela incidem. A eficiência geométrica depende da distância entre a fonte de radiação e a janela de entrada do detector e das suas formas e dimensões. A eficiência intrínseca está directamente relacionada com a secção eficaz de absorção da radiação no meio gasoso.

A eficiência intrínseca de um feixe paralelo de raios X monocromáticos, $\varepsilon_{i \text{ RX}}$, que incidem num detector de espessura constante x , depende do coeficiente de atenuação linear através da relação:

$$\varepsilon_{i \text{ RX}} = 1 - e^{-\mu x} \quad (\text{Eq. 20})$$

A eficiência diminui com a energia dos raios X e aumenta com o número atómico e com a pressão do gás de enchimento. Como exemplo, apresenta-se na Figura 6 a eficiência intrínseca de detecção de raios X que interagem num volume de detecção com 10 cm de espessura, para vários gases, à pressão atmosférica. (Thompson, 2001)

⁷Na nomenclatura adoptada em alguns livros e artigos, o conceito de eficiência refere-se apenas à eficiência intrínseca.

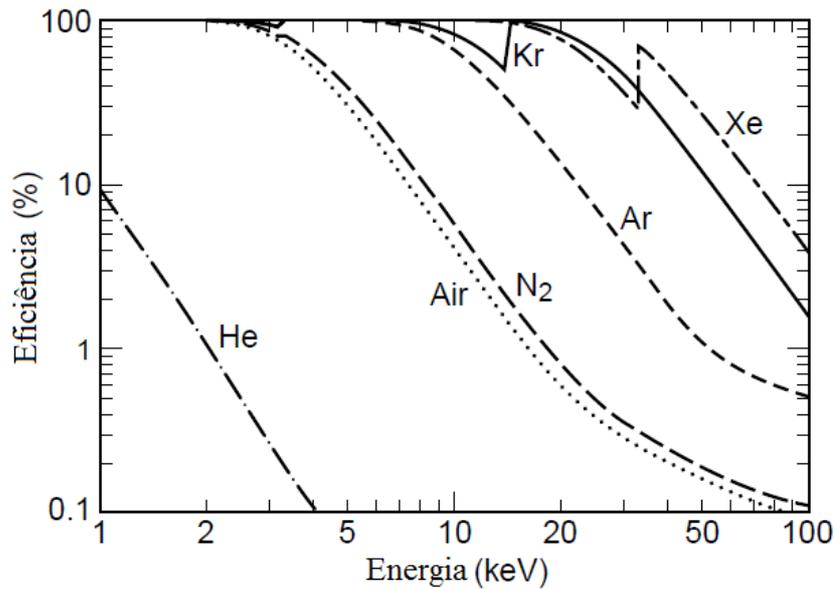


Figura 6. Eficiência intrínseca de detecção de raios X num volume de detecção com 10 cm de espessura para vários gases, à pressão atmosférica. (Thompson, 2001)

De forma análoga, a eficiência intrínseca para um feixe monoenergético de neutrões, é dada por:

$$\varepsilon_{i n} = 1 - e^{-\Sigma x} \quad (\text{Eq. 21})$$

Onde Σ representa a secção eficaz macroscópica, obtida por multiplicação da secção eficaz do neutrão pela densidade de núcleos alvo, N :

$$\Sigma = \sigma_n N \quad (\text{Eq. 22})$$

A eficiência intrínseca aumenta com a pressurização da mistura gasosa e diminui com a energia do neutrão. Na Figura 7 observa-se a dependência da eficiência intrínseca de detecção de neutrões para um detector com 1,5 cm de espessura, preenchido com ^3He , em função do comprimento de onda do neutrão, para várias pressões de enchimento.

Idealmente, todas as partículas absorvidas na região de conversão seriam detectadas, mas, dependendo das especificidades do sistema de detecção, isso pode não acontecer. Num sentido mais lato, a eficiência de detecção terá ainda que ter em conta a fracção de partículas efectivamente detectadas relativamente às que foram absorvidas.

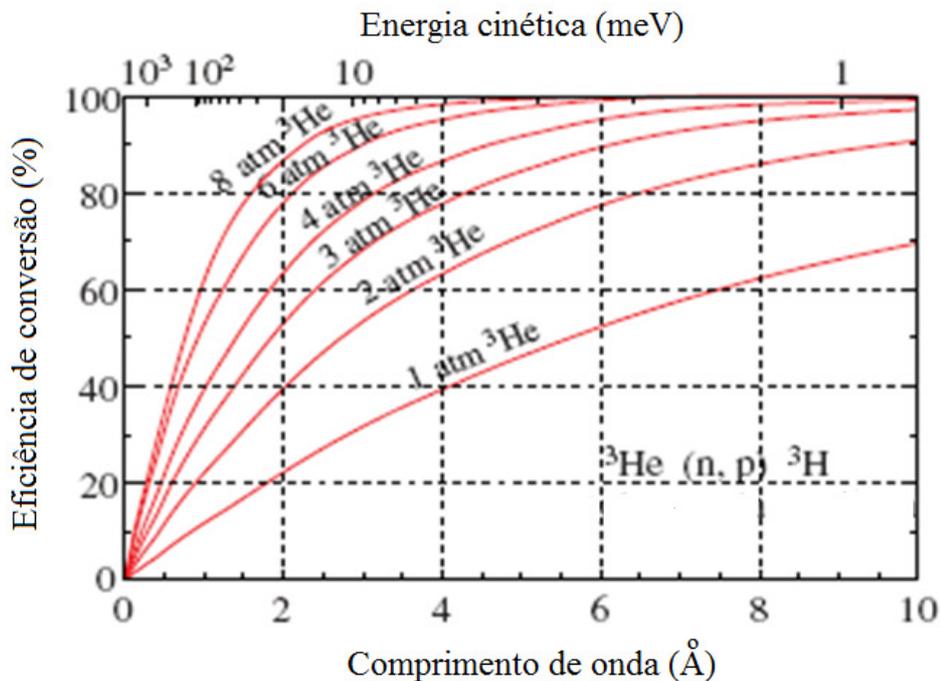


Figura 7. Eficiência de conversão de neutrons num volume de detecção com 1,5 cm de espessura, para várias pressões de enchimento com ${}^3\text{He}$. (Smith, 2002)

1.2.2. Ionização primária

A interacção da radiação ionizante num meio gasoso provoca a criação de pares electrão-ião (ionização primária) e a emissão de luz de cintilação decorrente da desexcitação dos átomos e moléculas do meio (cintilação primária).

A energia média requerida para formar um par electrão-ião, designado por valor de W , é aproximadamente constante para cada gás, não variando significativamente com o tipo de radiação incidente nem com a sua energia. O número de ionizações, n_0 , produzidas quando uma partícula ionizante depositada no meio a energia ΔE , é dado por:

$$n_0 = \frac{\Delta E}{W} \quad (\text{Eq. 23})$$

Na Tabela 2 apresentam-se os valores de W , do potencial de excitação, E_x , e do potencial de ionização, I , de gases tipicamente usados no enchimento de detectores gasosos (Sharma). Os gases usados neste trabalho destacam-se pelo fundo sombreado.

Tabela 2 Valores de W, do potencial de excitação e do potencial de ionização dos gases tipicamente usados no enchimento de detectores gasosos Os dados foram retirados da página de internet do grupo GDD - *Gas Detectors Development Group* - do CERN (Sharma), excepto o valor de W de CF₄, que foi retirado de (Christophorou, et al., 2004).

Gas	E _X (eV)	I (eV)	W (eV)
He	19,8	24,5	41
Ar	11,6	15,7	26
Ne	16,7	21,6	36,3
Xe	8,4	12,1	22
CF ₄	12,5	15,9	34,3
DME	6,4	10,0	23,9
CO ₂	5,2	13,7	33
CH ₄	9,8	15,2	28
C ₂ H ₆	8,7	11,7	27
C ₄ H ₁₀	6,5	10,6	23

O valor de W de uma mistura gasosa pode ser calculado através de uma média pesada dos valores de W dos vários gases pelas suas percentagens relativas. Por exemplo para a mistura de Ar+5%CF₄, obtém-se o valor de W de 26,4 eV.

1.2.2.1. Factor de Fano

A ocorrência de colisões ionizantes é um processo estatístico. A flutuação do número de pares electrão-ião formados introduz uma incerteza intrínseca na determinação da energia depositada no meio de detecção. Admitindo que as flutuações são governadas por uma distribuição de Poisson, a variância do número médio de electrões primários gerados seria:

$$\sigma^2 = n_0 \tag{Eq. 24}$$

Na prática, quando toda a energia da partícula incidente é depositada no meio de detecção, verifica-se que a variância é inferior a n₀, através da relação:

$$\sigma^2 = F n_0 \quad (\text{Eq. 25})$$

onde F, o factor de Fano, toma valores entre 0,05 e 0,2 para os gases normalmente empregues em detectores gasosos. (Leo, 1994)(Knoll, 1999)

Num detector gasoso podem ocorrer outros processos que alteram o número de electrões primários gerados pela radiação incidente. Os processos de recombinação e de captura electrónica diminuem o número de electrões primários produzidos. Quando ocorre o efeito *Penning* ou a formação de iões moleculares são emitidos electrões adicionais.

1.2.2.2. Recombinação

Ocorre recombinação quando um electrão se junta a um ião formando um átomo neutro. Este processo é acompanhado pela libertação de um fóton de energia $h\nu$:



(Note-se que também pode haver recombinação entre um ião negativo e um ião positivo:



De modo a minimizar os fenómenos de recombinação, o campo eléctrico aplicado no detector deve ser suficientemente elevado, a fim de afastar rapidamente os electrões dos iões positivos.

O coeficiente de recombinação exhibe a fracção de electrões perdidos por recombinação numa distância de deriva de 1 cm.

1.2.2.3. Captura electrónica

A captura electrónica consiste na captura de um electrão livre por um átomo neutro electronegativo, formando um ião negativo:



Este processo é particularmente importante quando o detector gasoso contém moléculas electronegativas como O_2 , H_2O , halogéneos e fluoretos.

1.2.2.4. Efeito *Penning*

Numa mistura binária de gases em que um deles tem níveis excitados metaestáveis com energia superior ao potencial de ionização do outro gás, pode ocorrer a ionização do segundo, devido à transferência de energia dos átomos excitados do primeiro gás. Este processo, designado por efeito *Penning*, é ilustrado pela reacção seguinte:



onde Ne^* designa um estado excitado de um átomo de néon. A ionização numa mistura de *Penning* é então mais eficiente, sendo o valor de W menor do que numa mistura onde este efeito não se verifique. Por exemplo, a mistura de $\text{Ne}+5\%\text{Ar}$ apresenta um valor de W igual a 25,3 eV, menor do que os valores de W para néon e árgon (Leo, 1994).

1.2.2.5. Formação de iões moleculares

A formação de iões moleculares é um mecanismo de ionização comum em gases nobres. Um átomo de um gás raro excitado interage com um átomo neutro do mesmo elemento para formar um ião molecular, sendo libertado um electrão no processo. Na reacção seguinte, um átomo excitado de hélio reage com um átomo do mesmo gás para formar o ião molecular He_2^+ :



1.2.3. Deriva de electrões e iões sob a acção de um campo eléctrico

As partículas carregadas descrevem um movimento aleatório na mistura gasosa devido às alterações de direcção que sofrem nas colisões com os constituintes do meio. Na ausência de campos aplicados, a velocidade de grupo é nula. Sob a acção de um campo eléctrico, a velocidade de grupo, ou de deriva, v_d , tem a direcção do campo aplicado e uma intensidade dada por:

$$v_d = \frac{qE\lambda_l}{m\langle v \rangle} \quad (\text{Eq. 31})$$

onde q representa a carga da partícula, m a sua massa, E a intensidade do campo eléctrico aplicado, λ_l o livre percurso médio e $\langle v \rangle$ a velocidade média adquirida entre colisões.

A razão entre a velocidade de deriva e o campo eléctrico é designada por mobilidade, μ (Palladino, et al., 1975):

$$v_d = \mu E \quad (\text{Eq. 32})$$

O comportamento da velocidade de deriva com o campo eléctrico é linear para campos eléctricos pouco intensos (até $\sim 100 \frac{V}{cm}$), sendo a mobilidade constante. Aumentando sucessivamente o campo eléctrico acima destes valores, a velocidade de deriva atinge um máximo e depois apresenta uma diminuição lenta. Na Figura 8 apresenta-se a dependência da velocidade de deriva em função do campo eléctrico reduzido aplicado para misturas de Ar/CF₄ com percentagens de CF₄ entre 1 e 5. Note-se que usando uma maior percentagem de CF₄, as velocidades de deriva são superiores e os respectivos máximos ocorrem para campos eléctricos mais elevados.

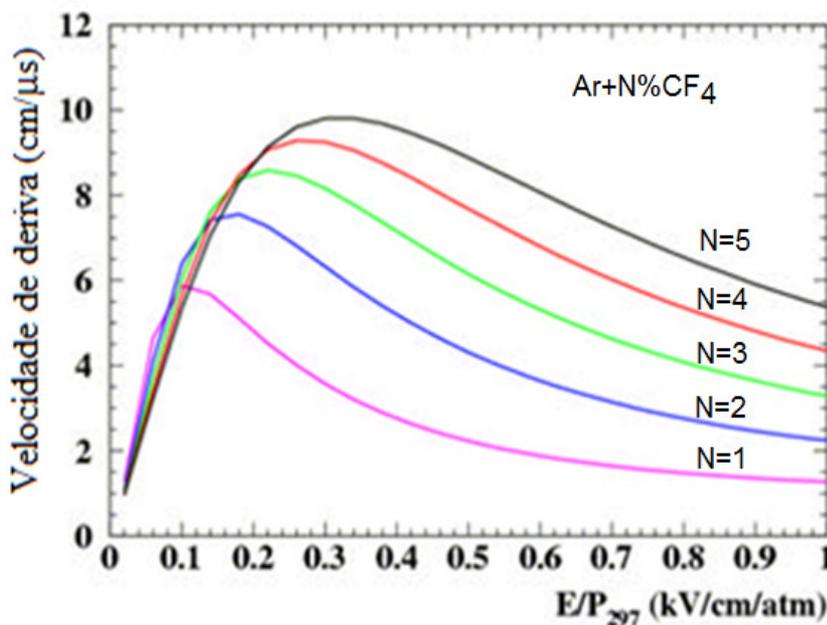


Figura 8. Velocidade de deriva em função do campo eléctrico reduzido para várias misturas de Ar/CF₄ (Lepeltier, 2007).

A velocidade de deriva depende das características da mistura gasosa, nomeadamente se o gás é “frio” ou “quente” (como será discutido na secção 1.3.1.2) e é inversamente proporcional à pressão do gás. Se o gás se encontrar à pressão P , a equação (Eq. 32) toma a forma:

$$v_d = \mu E \frac{P_0}{P} \quad (\text{Eq. 33})$$

Onde P_0 é a pressão atmosférica.

A velocidade de deriva de iões é cerca de 3 ordens de grandeza inferior à velocidade de deriva de electrões, devido à diferença de massas.

Na presença de um campo magnético perpendicular ao campo eléctrico, os electrões ficam sujeitos a uma força de Lorentz que comunica aos electrões uma velocidade de deriva com uma componente na direcção do campo eléctrico ($v_{d\parallel}$) e outra componente na direcção perpendicular a ambos os campos ($v_{d\perp}$). O ângulo formado pelo vector velocidade com a direcção do campo eléctrico designa-se por ângulo de Lorentz, α_L :

$$\alpha_L = \text{atan} \left(\frac{v_{d\perp}}{v_{d\parallel}} \right) \quad (\text{Eq. 34})$$

No seu percurso de deriva, a nuvem de electrões primários sofre alargamentos nas direcções longitudinal e transversal, em relação ao campo eléctrico aplicado, devido ao fenómeno de difusão que será abordado na secção 1.3.1.2.

1.2.4. Ionização e cintilação secundárias

Na presença de campos eléctricos elevados (10^4 a 10^6 V cm⁻¹, à pressão atmosférica), os electrões primários ganham do campo energia cinética, da ordem do eV até poucas dezenas de eV, suficiente para provocar excitações ou ionizações secundárias dos átomos e das moléculas do meio. (Policarpo, 1984)

Em campos eléctricos ligeiramente inferiores ao patamar de multiplicação de carga do gás, os electrões perdem a maior parte da sua energia através de colisões inelásticas, produzindo excitações, preferencialmente dos níveis de excitação de menor energia. O fluxo de fotões resultante das desexcitações atómicas ou moleculares secundárias é proporcional à energia

depositada no meio pela radiação incidente. Um contador gasoso de cintilação proporcional trabalha nestas condições.

Aplicando campos eléctricos superiores ao patamar de multiplicação, a energia ganha por um electrão primário entre colisões é bastante elevada e desencadeia um processo de avalanche, onde ocorrem competitivamente excitações e ionizações dos átomos e moléculas do meio. As excitações por impacto electrónico estendem-se a níveis de energia mais elevados.

O número médio de colisões ionizantes que um electrão provoca por unidade de comprimento é dado pelo coeficiente de ionização, ou primeiro coeficiente de Townsend, α . O movimento de n_0 electrões primários ao longo de um comprimento dx provoca a libertação de dn electrões adicionais através de colisões ionizantes, de tal modo que:

$$dn = n_0 \alpha dx \quad (\text{Eq. 35})$$

O ganho, G , ou seja o número de electrões libertados por electrão primário entre duas posições a e b , obtém-se por integração da (Eq. 35):

$$G = \frac{n}{n_0} = \exp \left[\int_a^b \alpha(x) dx \right] \quad (\text{Eq. 36})$$

O coeficiente de Townsend depende do campo eléctrico reduzido aplicado e é característico de cada gás ou mistura gasosa; pode ser calculado pela fórmula empírica de Rose-Korff, dada por:

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{\frac{-Bp}{E}} \quad (\text{Eq. 37})$$

onde A e B são constantes determinadas experimentalmente para cada gás.

Um contador proporcional opera no regime de multiplicação de carga, fornecendo sinais proporcionais ao número de ionizações primárias.

Nos detectores de Geiger-Müller, os fotões produzidos numa avalanche desencadeiam novas avalanches noutras zonas do detector. Por este motivo, os contadores de Geiger-Müller não dão informação sobre a energia da radiação incidente, apenas sobre a sua taxa de contagem. (Knoll, 1999)

O valor máximo de ganho que pode ser atingido antes da disrupção no gás é de 10^8 , valor conhecido como limite de Raether (Leo, 1994).

Aumentando a diferença de potencial aplicada num detector além do regime de operação de Geiger-Müller, as descargas ocorrem mesmo na ausência de radiação incidente e o detector pode ser irremediavelmente danificado.

A detecção de radiação é feita medindo a ionização ou a luz de cintilação produzidas no detector gasoso. Dependendo das aplicações a que se destinam, os detectores podem operar no modo de impulso, analisando interações individuais, ou no modo de corrente, onde o sinal obtido representa a média de vários acontecimentos. (Knoll, 1999) (Kleinknecht, 1998)

O movimento de deriva de iões e electrões no gás, respectivamente para o cátodo e para o ânodo, induz o aparecimento de correntes nos eléctrodos. A ionização que ocorre no gás pode ser determinada com base na leitura das correntes induzidas. No modo impulso, a carga resultante de um acontecimento é determinada integrando a corrente induzida durante a duração do impulso. O modo mais usual de medir os sinais de carga é através de um pré-amplificador de carga, seguido de um amplificador, cujos sinais de saída podem ser analisados num osciloscópio e/ou num multicanal.

Alternativamente ou em complemento à leitura de carga, pode-se adquirir a luz de cintilação produzida no detector com sensores luminosos: fotomultiplicadores, fotodíodos, CCDs, etc.

O fotomultiplicador é o instrumento mais utilizado para detectar a luz de cintilação produzida em detectores gasosos. Os fótons incidem no fotocátodo, construído com material fotossensível, onde interagem por efeito fotoeléctrico. A curva de eficiência quântica do fotomultiplicador expressa o número de electrões produzidos por fóton incidente, em função do seu comprimento de onda. Os electrões produzidos são sucessivamente acelerados e multiplicados em vários dínodos, sendo o factor de multiplicação total bastante elevado, da ordem de 10^7 . Na operação típica, os fotomultiplicadores operam no modo impulso, preservando a informação temporal da luz incidente. O integral do sinal de saída é proporcional ao número de fótons detectados.

Em algumas aplicações, os fotodíodos constituem uma alternativa ao fotomultiplicador: são pequenos, fáceis de operar, apresentam boa estabilidade temporal, elevada eficiência quântica, baixo consumo de potência e podem operar sob a acção de campos magnéticos de elevada intensidade. No entanto o ganho dos fotodíodos (<1000) é várias ordens de grandeza inferior ao ganho dos fotomultiplicadores e a sua aplicação é limitada a pequenas áreas de detecção.

De modo a obter informação de posição podem-se utilizar matrizes de APDs – *Avalanche PhotoDiodes*.

Os sistemas de leitura óptica por CCDs oferecem uma boa resolução espacial e elevada eficiência quântica, a custos relativamente baixos. Contudo, a CCD é um sensor luminoso integral que não fornece informação temporal sobre a radiação que detecta.

1.2.5. Resolução em energia

Os detectores com resolução em energia baseiam-se na relação de proporcionalidade entre a informação recolhida do sistema de detecção e a energia depositada pela radiação no volume activo do detector.

O espectro de energia correspondente à detecção de radiação monocromática tem uma forma Gaussiana. O seu alargamento é caracterizado pelo desvio padrão (σ) ou pela largura a meia altura (FWHM⁸) e depende das incertezas associadas à deposição de energia no detector, à multiplicação de carga e à aquisição e processamento do sinal. A resolução em energia é calculada da curva Gaussiana como a razão entre a largura a meia altura e o centróide, normalmente apresentada em percentagem. A capacidade de resolução de duas energias próximas tem como critério a sua diferença ser superior a uma largura a meia altura.

O número de electrões primários é proporcional à energia depositada no detector, de acordo com a equação (Eq. 23), e apresenta uma variância dada pela equação (Eq. 25).

Nos detectores em que se empregam processos de multiplicação de carga existe uma contribuição adicional para o erro associado à medida da energia, devido às flutuações estatísticas inerentes ao processo de avalanche.

A carga secundária produzida no detector, Q , é dada por:

$$Q = n_0 G e \quad (\text{Eq. 38})$$

⁸Na designação inglesa: FWHM – *Full Width at Half Maximum*.

$$FWHM = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \approx 2,35\sigma$$

Aplicando a fórmula de propagação dos erros, a variância relativa de Q , $\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2$, é dada por:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_G}{G}\right)^2 \quad (\text{Eq. 39})$$

onde $\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2$ e $\left(\frac{\sigma_G}{G}\right)^2$ representam as variâncias relativas do número de electrões primários e do ganho, respectivamente.

Em (Knoll, 1999) esta expressão é analisada, podendo ser descrita por:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{1}{n_0}(F + b) \quad (\text{Eq. 40})$$

Onde b é o parâmetro da distribuição de Polya que caracteriza a estatística da avalanche, com valores típicos entre 0,4 e 0,7. O parâmetro b tem uma intensidade relativa superior ao factor de Fano, de modo que a variância na carga secundária é dominada pelas flutuações na multiplicação de carga.

Quando existem vários elementos de multiplicação de carga, as flutuações no ganho são dominadas pelo primeiro elemento de multiplicação. Mais concretamente, se existirem dois estágios de multiplicação de ganho, a equação (Eq. 40) toma a forma:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{1}{n_0}\left(F + b_1 + \frac{b_2}{G_1}\right) \quad (\text{Berg, 1997}) \quad (\text{Eq. 41})$$

Onde b_1 e b_2 são os factores da distribuição de Polya para a primeira e para a segunda multiplicação de carga, respectivamente, e G_1 é o ganho da primeira avalanche. Normalmente as variâncias b_1 e b_2 têm valores aproximados, de modo que $\frac{b_2}{G_1} \ll b_1$.

A electrónica associada ao processamento dos sinais oriundos de detectores de radiação também introduz erros na medida da energia depositada. Os principais factores de erro são o empilhamento de impulsos e as flutuações da linha de base, o ruído dos componentes electrónicos e o défice balístico.

Dependendo das características do detector e da radiação incidente, podem ter que ser tomados em conta outros contributos para a resolução em energia do detector, por exemplo,

Princípios de operação de detectores gasosos

os processos que alteram o número de pares primários (referidos na secção 1.2.2), efeitos devido à operação a taxas de contagem elevadas ou ao envelhecimento da mistura gasosa de enchimento do detector.

Admitindo que os erros das várias contribuições referidas são independentes, o erro total é dado pela sua soma quadrática.

1.2.6. Informação temporal

Em termos de informação temporal, importa distinguir o tempo de resposta do detector da duração do sinal.

O tempo de resposta do detector é o intervalo de tempo compreendido desde a absorção de uma partícula ionizante até à formação do respectivo sinal de saída. Normalmente, os tempos de trânsito das cargas no volume do detector são a contribuição dominante para a resposta temporal do detector.

A duração do sinal depende do tempo de recolha da carga (ou da luz) pelo elemento de leitura e das constantes de tempo dos módulos de electrónica utilizadas no processamento do sinal. O tempo de aquisição de cada sinal limita a taxa de contagem máxima a que o sistema de detecção consegue responder.

1.3. DETECTORES GASOSOS COM RESOLUÇÃO EM POSIÇÃO

1.3.1. Factores que limitam a resolução espacial

A resolução espacial de um sistema de detecção de radiação traduz a distância mínima entre as posições de interacção de duas partículas de modo a que as suas posições sejam distinguíveis.

A resolução espacial está dependente da técnica de aquisição da informação em posição. Por exemplo, é evidente que a resolução espacial de uma câmara multifios depende do espaçamento entre fios ou que a resolução espacial de uma imagem de cintilação obtida com uma CCD depende do sistema óptico que lhe está associado. Contudo, independentemente do método usado para obter informação de posição, qualquer detector gasoso tem a resolução espacial intrinsecamente limitada pelo alcance dos electrões primários e pela sua difusão no percurso de deriva. (Arndt, 1986)

1.3.1.1. Dimensão da nuvem primária

A dimensão da nuvem primária, constituída pelos pares electrão-ião criados pela interacção de uma partícula ionizante na mistura gasosa, depende da energia da partícula e das propriedades da mistura.

A fórmula empírica de Glocker permite calcular o alcance de electrões de baixa energia, em função da sua energia:

$$R = 0,710E^{1,72} \quad (\text{Eq. 42})$$

onde a energia vem expressa em MeV e o alcance em $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$.

Por exemplo, em árgon, o fotoelectrão de 2,7 keV resultante da absorção da camada K de um raio X de 5,9 keV terá um alcance de $2,71 \times 10^{-5} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ ou de $152 \mu\text{m}$ (usando a densidade do árgon de $1,784 \times 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$).

Detectores gasosos com resolução em posição

Numa mistura com CF_4 , quando um fóton interage por efeito fotoeléctrico com um átomo de carbono ou de flúor, praticamente toda a sua energia é transferida para o fotoelectrão. As energias das camadas K destes elementos são de 0,28 keV para o carbono e de 0,69 keV para o flúor, sendo as respectivas energias dos fotoelectrões de 5,6 e 5,2 keV e os alcances de 256 μm e 225 μm (em que se usou a densidade de CF_4 igual a $3,72 \times 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$).

Nas referências (Fischer, et al., 1986) e (Smith, et al., 1984) mede-se experimentalmente o alcance dos electrões primários, resultantes de interacções por efeito fotoeléctrico de raios X com energias compreendidas entre 2 e 22 keV, para vários gases típicos de enchimento de detectores gasosos. Nesse estudo verifica-se que, quando praticamente toda a energia do fóton é transmitida ao fotoelectrão, o seu alcance é proporcional à potência de 1,78 da sua energia (em vez de 1,72 sugerido por Glocker). Quando é emitido um electrão Auger com energia apreciável relativamente ao fotoelectrão, o alcance é menor que o previsto pela lei de potência referida, sendo o valor mínimo atingido quando a energia transmitida ao fotoelectrão é aproximadamente igual à energia recebida pelo electrão Auger. Para as misturas gasosas analisadas nos trabalhos referidos, o alcance de electrões toma valores entre algumas dezenas de μm e alguns mm.

Os fótons emitidos na desexcitação radiativa dos átomos ou moléculas do meio gasoso podem ser absorvidos num ponto distante donde foram emitidos, fornecendo informação errada sobre a posição da interacção da radiação incidente.

Para pressões compreendidas entre 1 e 10 atm, verifica-se que o alcance dos electrões varia aproximadamente com o inverso da pressão (Smith, et al., 1984).

1.3.1.2. Difusão

A difusão, no contexto apresentado neste trabalho, consiste no alargamento da dimensão da nuvem primária, devido às colisões que cada electrão primário sofre e lhes deflêcte a trajectória em direcções aleatórias. (Peisert, 1984)

Difusão de cargas na ausência de campos eléctricos

Mesmo na ausência de campos eléctricos (e magnéticos), as cargas criadas na mistura gasosa sofrem um processo de difusão, afastando-se isotropicamente do ponto em que foram criadas.

Neste processo as cargas perdem energia devido às múltiplas colisões que têm com as moléculas de gás, atingindo o equilíbrio térmico com o meio gasoso.

De acordo com a teoria cinética dos gases desenvolvida por Maxwell e Boltzmann, a distribuição de velocidades das cargas tem o valor médio:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (\text{Eq. 43})$$

Onde k é a constante de Boltzmann, T a temperatura do gás e m a massa das partículas.

À temperatura ambiente, as velocidades médias de electrões e de iões são, respectivamente, da ordem de 10^6 cm/s e 10^4 cm/s .

A energia cinética média das partículas contidas num gás em equilíbrio térmico, $\langle E_c \rangle$, é proporcional à temperatura do gás, através da relação:

$$\langle E_c \rangle = \frac{3}{2} kT \quad (\text{Eq. 44})$$

A energia média é de 0,04 eV, para condições normais de pressão e temperatura.

A distribuição linear de cargas, $\frac{dN}{dx}$, difundidas ao longo de uma direcção x , num instante t após terem sido criadas, tem a forma Gaussiana:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)} \quad (\text{Eq. 45})$$

Onde N_0 é o número total de cargas e D o coeficiente de Difusão.

O desvio padrão da distribuição Gaussiana é:

$$\sigma(x) = \sqrt{2Dt} \quad (\text{Eq. 46})$$

Considerando a dispersão tridimensional, o desvio padrão da dispersão esférica das cargas é dado por:

$$\sigma(r) = \sqrt{6Dt} \quad (\text{Eq. 47})$$

Onde r representa a distância radial.

O coeficiente de Difusão relaciona-se com a velocidade média das cargas e com o seu livre percurso médio no gás, através de:

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \lambda_l \quad (\text{Eq. 48})$$

Numa abordagem clássica, o livre percurso médio do ião ou do electrão num gás ideal aumenta com a temperatura e diminui com a pressão do gás e com a secção eficaz de colisão com as moléculas do gás, σ_0 , através da seguinte expressão:

$$\lambda_l = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 p} \quad (\text{Eq. 49})$$

A dependência explícita do coeficiente de difusão com os parâmetros do gás: obtém-se substituindo as equações (Eq. 43) e (Eq. 49) na equação (Eq. 48):

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}} \quad (\text{Eq. 50})$$

Difusão de cargas na presença de um campo eléctrico

Ao longo do seu percurso de deriva, as partículas carregadas ganham energia do campo eléctrico e perdem energia ao colidirem com os átomos e as moléculas do meio. Os iões podem-se considerar em equilíbrio térmico com o gás, uma vez que praticamente toda a energia que ganham do campo eléctrico é perdida em colisões. Os electrões perdem apenas uma pequena fracção da sua energia cinética por colisão, e por isso apresentam uma distribuição de energia mais elevada do que a prevista pela teoria de Maxwell, facto que tende a aumentar o efeito de difusão. Mas o incremento da intensidade do campo eléctrico aplicado não é sinónimo do aumento da difusão. A difusão é influenciada pela secção eficaz de dispersão de electrões, que varia fortemente com o campo eléctrico aplicado. Como se pode observar na Figura 9 para árgon, a curva da secção eficaz não é monótona e o seu valor máximo é cerca de duas ordens de grandeza superior ao seu valor mínimo. Na região crescente da curva, o incremento do campo aplicado tende a diminuir o coeficiente de difusão devido ao aumento da secção eficaz.

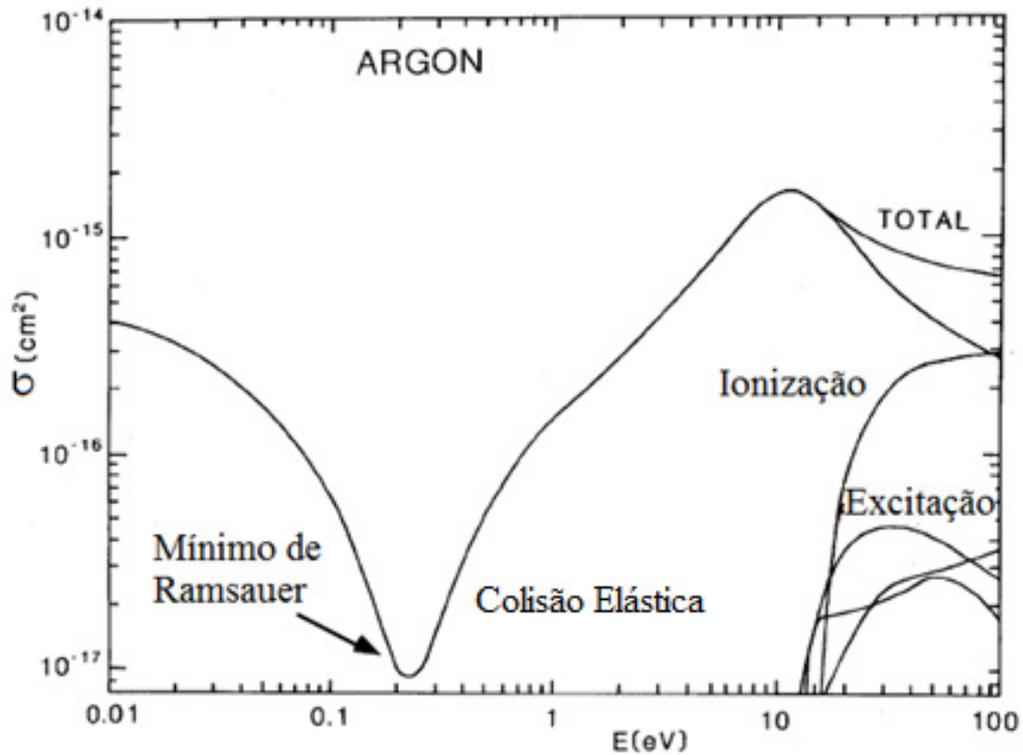


Figura 9. Seções eficazes de dispersão de electrões em árgon.

A difusão de electrões num campo eléctrico não é isotrópica, distinguindo-se o fenómeno na direcção longitudinal (paralela ao campo eléctrico) e transversal (perpendicular ao campo eléctrico).

As distribuições das posições dos electrões primários em relação às direcções longitudinal e transversal do campo eléctrico são curvas Gaussianas centradas no centro de massa da nuvem electrónica. Os respectivos desvios padrão, σ_l e σ_t , após os electrões primários terem viajado uma distância x desde o ponto onde foram emitidos, são dados por:

$$\sigma_l = \sqrt{\frac{2D_l x}{v_d}} = \zeta_l \sqrt{x} \quad (\text{Eq. 51})$$

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{2D_t x}{v_d}} = \zeta_t \sqrt{x} \quad (\text{Eq. 52})$$

onde ζ_l e ζ_t são, respectivamente, os coeficientes de difusão longitudinal e transversal.

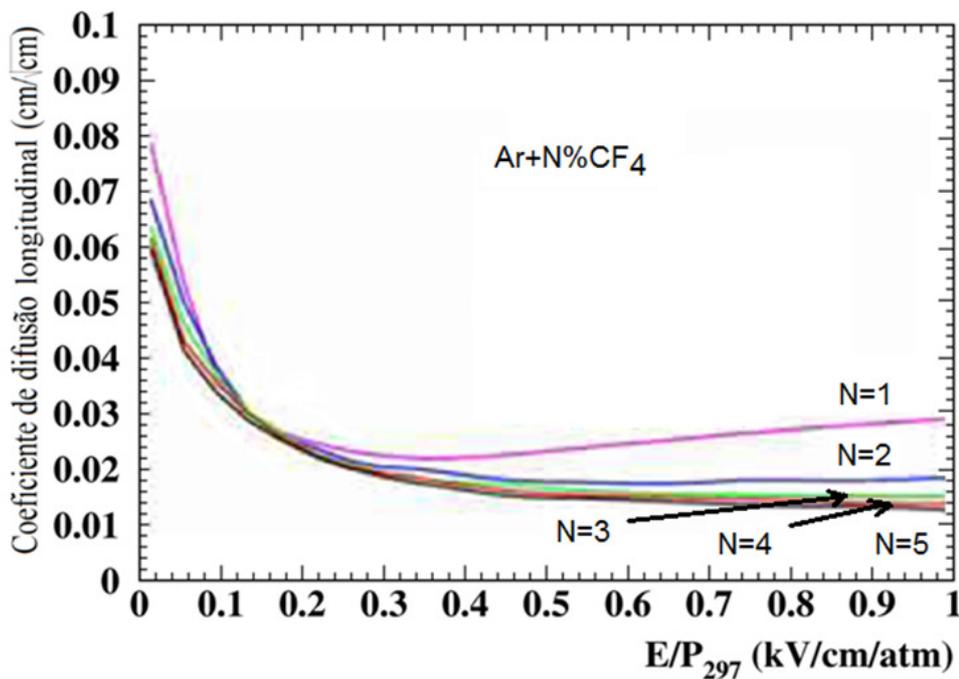
Em comparação com os gases nobres, os gases moleculares apresentam modos adicionais de dissipação de energia, através dos seus estados rotacionais e vibracionais. Em média, por colisão, um electrão transfere uma maior quantidade da sua energia cinética à molécula do

Detectores gasosos com resolução em posição

gás, diminuindo a energia média da distribuição de electrões. Por este motivo, os gases moleculares são designados de “frios”⁹, por oposição aos gases nobres que são “quentes”.

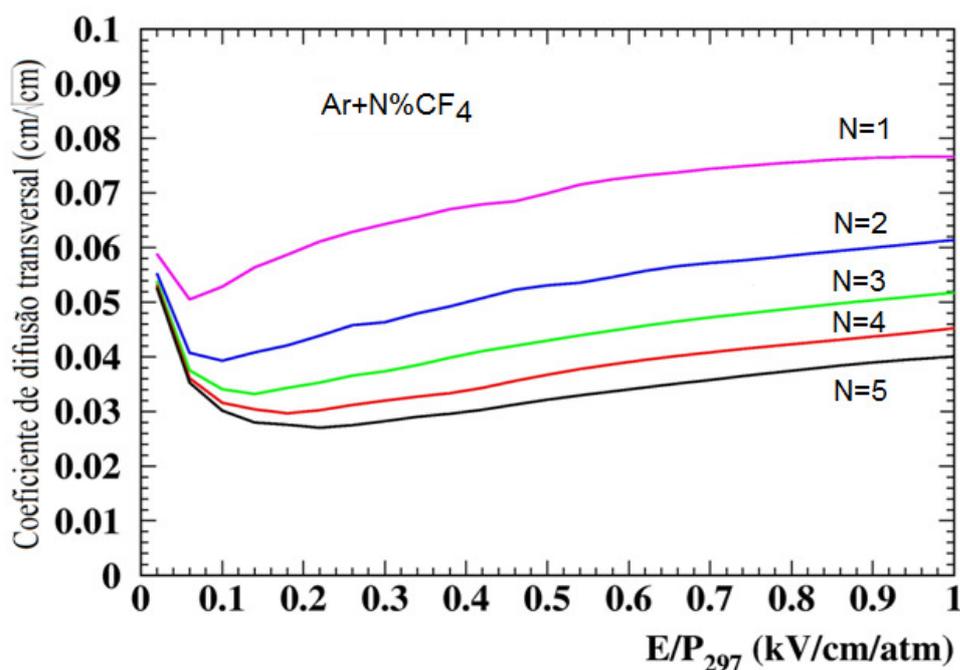
Os coeficientes de difusão têm valores típicos desde $\zeta \approx 0,1 \text{ mm} / \sqrt{\text{cm}}$ para gases “frios” até $\zeta \approx 1 \text{ mm} / \sqrt{\text{cm}}$ para gases “quentes”. A maioria dos detectores gasosos é preenchida com um gás raro a que se adiciona um gás molecular, precisamente para diminuir os efeitos de difusão e aumentar a velocidade de deriva.

O programa MAGBOLTZ (Biagi) é o software de referência no cálculo dos parâmetros de transporte de electrões em misturas gasosas. Na Figura 10 encontram-se os coeficientes de difusão longitudinal e transversal, calculadas usando este software, para misturas gasosas de Ar/CF₄ com proporções de CF₄ desde 1% até 5% (Lepeltier, 2007). As curvas com maior percentagem de CF₄ têm coeficientes ligeiramente menores.



a)

⁹ A designação de gás “frio” ou “quente” advém da (Eq. 44), devido à proporcionalidade entre a energia média das partículas e a temperatura.



b)

Figura 10. Coeficientes de difusão longitudinal (a) e transversal (b) calculados usando o programa MAGBOLTZ (Biagi), para várias misturas gasosas de Ar/CF₄ (Lepeltier, 2007).

1.3.1.3. Relação sinal ruído

A informação de posição é calculada a partir da carga ou da luz produzida no detector, logo é imprescindível que os sinais dados pelo sistema de detecção sejam distinguíveis do nível de ruído para que possam ser úteis na determinação da posição. A comparação entre as intensidades do sinal e do ruído é normalmente representada pela relação sinal ruído (SNR).

O ruído não pode ser totalmente eliminado, mas, na medida do possível, pode ser reduzido. Para este efeito, a escolha dos componentes eletrônicos deve ser criteriosa, preferindo os menos ruidosos; poderão ser usados filtros adicionais, por exemplo para eliminar ruído de alta frequência das fontes de alimentação; as ligações entre os vários elementos de eletrônica devem ser feitas com cabos de impedâncias adequadas; os cabos que transportam o sinal da saída do detector, antes de ser amplificado, devem ser curtos; pode-se usar uma fita de cobre entrançada que abraça todos os componentes eletrônicos e está ligada à terra para eliminar correntes parasitas.

Para aumentar a intensidade do sinal podem-se introduzir nos detectores gasosos estruturas de pré-amplificação de carga de que é exemplo o GEM (ou vários em cascata).

1.3.2. Detectores gasosos com resolução em posição

1.3.2.1. Breve introdução histórica

Desde a génese da física da radiação até aos nossos dias, os detectores têm experimentado uma evolução notável, a par dos avanços científicos alcançados. Nesta secção apresenta-se um breve resumo dos detectores que deram contributos importantes para os detectores gasosos com resolução espacial actuais, nomeadamente os primeiros detectores visuais (câmara de Wilson, emulsões fotográficas e câmara de bolhas), os detectores baseados em descargas eléctricas (*e. g.*, a câmara de faíscas), os detectores com multiplicação de carga proporcional à energia depositada (o contador proporcional e a câmara multifios), a câmara de deriva e a câmara de traços. Os recentes detectores de microestrutura serão abordados na secção seguinte (0).

Câmara de Wilson

Em 1897 foi apresentada a câmara de condensação, ou câmara de Wilson em homenagem ao seu autor, que permitiu visualizar pela primeira vez trajectórias de partículas. Consiste numa câmara selada preenchida com um vapor de água ou álcool próximo do ponto de saturação. A passagem de radiação no vapor provoca a ionização das moléculas do meio. Os iões resultantes actuam como núcleos de condensação do vapor e o trajecto das radiações é visualizado pelo rasto deixado em gotículas condensadas. Pelo seu grande contributo para a física, Wilson foi laureado com o prémio Nobel da Física em 1927. Fazendo uso de câmaras de condensação, Thomson determinou a razão entre a massa e a carga do electrão e Anderson descobriu o positrão (Anderson, 1933). No artigo referido está publicada a Figura 11 que confirma a existência do positrão.

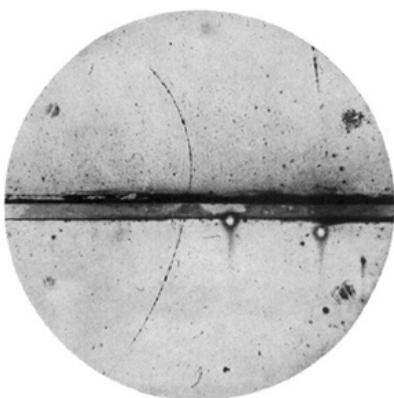


Figura 11. Traço de um positrão visualizado numa câmara de condensação.

Emulsões fotográficas

A descoberta dos raios X em 1895 por W. C. Rontgen e da radioatividade por H. Becquerel em 1896 impulsiona o desenvolvimento de detectores de radiação ionizante. As técnicas de fotografia desenvolvidas no século XIX foram aplicadas na detecção de partículas e aperfeiçoadas com o desenvolvimento de emulsões fotográficas especialmente concebidas para radiografia. As emulsões nucleares, introduzidas na década de 1930, permitem observar traços individualizados de núcleos.

Câmara de bolhas

A câmara de bolhas foi desenvolvida por Glaser em 1952 (Glaser, 1952), feito que lhe valeu a atribuição do Prémio Nobel da Física em 1960. A câmara contém um líquido aquecido, normalmente Hidrogénio, a uma temperatura próxima do seu ponto de ebulição. Quando a radiação incide na câmara cria um traço de ionização, ao longo do qual o líquido vaporiza, produzindo bolhas. Na Figura 12 vêem-se alguns destes traços.

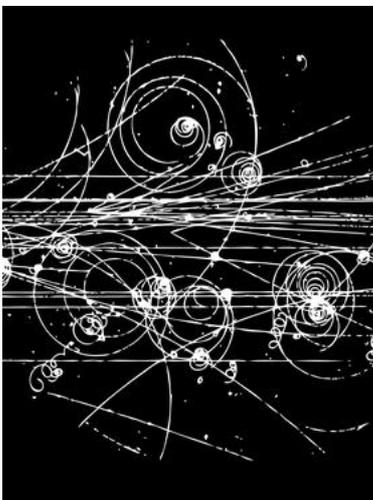


Figura 12. Traços de partículas visualizados numa câmara de bolhas.

Câmara de faíscas

A câmara de faíscas (Croning, 1960), largamente usada nas décadas de 1960 e 1970, consiste num conjunto de placas condutoras paralelas imersas num gás. Quando uma partícula entra na câmara, um circuito de controlo polariza as placas com tensões suficientemente elevadas para

Detectores gasosos com resolução em posição

provocar a disrupção eléctrica no meio, ao longo da trajectória descrita pela partícula ionizante. As faíscas identificam o traço descrito pela partícula no detector. Na Figura 13 observa-se uma câmara de faíscas exposta no Museu Técnico de Viena, onde é visível a trajectória de um raio cósmico.



Figura 13. Câmara de faíscas exposta no Museu Técnico de Viena, Áustria.

Desenvolveram-se diversas configurações de detectores de traços de partículas baseados em descargas eléctricas, donde se destacam as “câmaras de *Streamer*” (Dolgoshein, et al., 1964) e as câmaras de tubos (M. Conversi, 1955).

Contador proporcional

Na geometria cilíndrica convencional de um contador proporcional, a avalanche ocorre numa pequena extensão do fio central, sendo a posição da avalanche um bom indicador da posição axial em que a radiação incidente depositou a sua energia, provocando a ionização primária.

O método mais usado para a determinação da posição da avalanche é através da divisão de carga numa linha de atraso.

Câmara multifios

A câmara multifios ou MWPC – *MultiWire Proportional Chamber*, construída em 1968 por G. Charpak (Charpak, 1968), impulsionou o uso extensivo dos detectores gasosos em

diversas áreas (física, biologia, medicina, etc). Por ter contribuído com um avanço notável para a física da detecção de radiação, Charpak recebeu o prémio Nobel da Física em 1992.

Uma câmara multifios consiste num conjunto de fios condutores (ânodos) com alguns μm de espessura, dispostos num plano, entre dois planos condutores (cátodos), como se representa na Figura 14 a). A distância típica entre os fios é de 1-2 mm e a distância entre os planos catódicos é de aproximadamente 2 cm. Individualmente, cada fio tem o comportamento de um contador proporcional. A análise dos sinais induzidos nos vários fios permite determinar a posição, a uma dimensão, em que ocorreu a interacção da radiação. Utilizando dois (ou mais) planos de fios é possível reconstruir a posição bidimensional da avalanche, como se esquematiza na Figura 14 b).

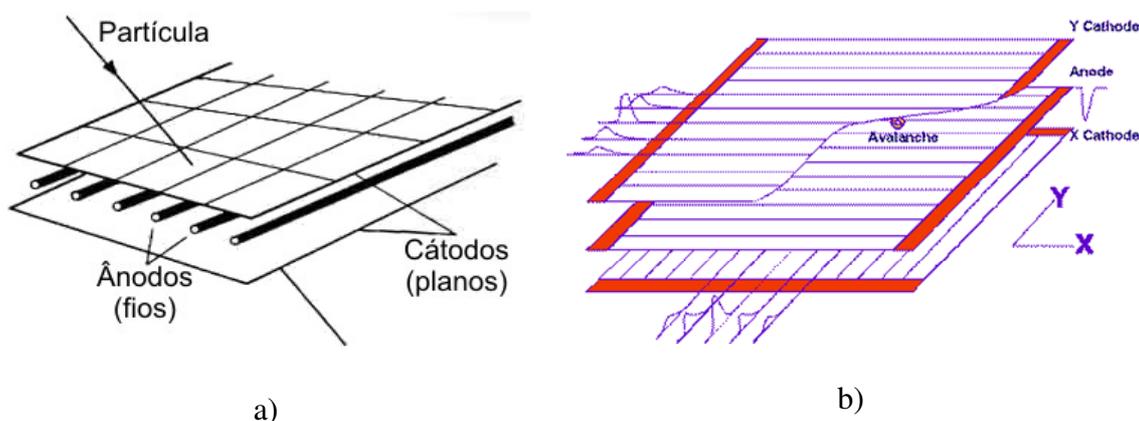


Figura 14. Esquema de uma câmara de fios. O desenho não se encontra à escala.

Câmara de deriva

Numa câmara de deriva a informação da posição de interacção da radiação no detector é retirada do tempo de deriva que a carga primária demora a percorrer a câmara. Na Figura 15 encontra-se o esquema de uma câmara de deriva (Walenta, et al., 1971). O tempo de deriva é o intervalo de tempo decorrido desde que o cintilador é accionado, quando a radiação é absorvida, até os electrões atingirem o ânodo do contador proporcional no topo da câmara. A distância percorrida é dada pela multiplicação do intervalo de tempo medido pela velocidade de deriva dos electrões na mistura gasosa.

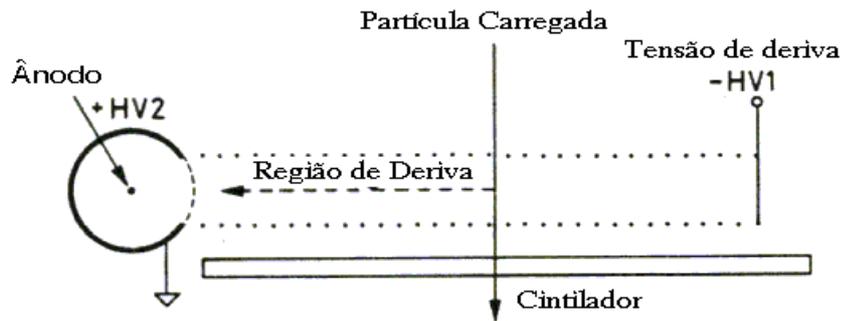


Figura 15. Esquema de uma câmara de deriva. O desenho não se encontra à escala.

Câmara de Traços

Em 1978, foi apresentada a primeira câmara de traços ou TPC – *Time Projection Chamber* – (Nygren, et al., 1978) com a configuração apresentada na Figura 16. A câmara de traços permite a reconstrução tridimensional de traços de partículas, combinando os princípios de operação da câmara de deriva com a câmara multifios. A coordenada ao longo do eixo do cilindro é determinada medindo o tempo de deriva desde o ponto de interacção até ao plano de fios, tal como numa câmara de deriva. Nos topos, existem câmaras multifios de geometria circular que fornecem informação sobre a distância radial. Para identificar o ângulo azimutal, cada plano do cátodo está dividido em várias secções.

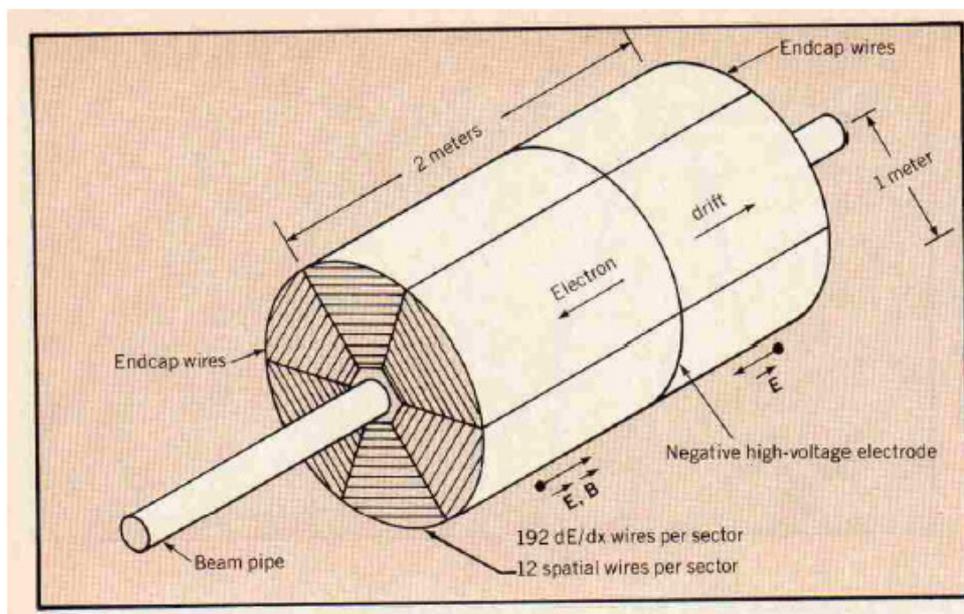


Figura 16. Esquema da primeira câmara de traços (Nygren, et al., 1978). O desenho não se encontra à escala.

1.3.2.2. Detectores de Microestrutura

A designação de “detectores de microestrutura” abarca os novos detectores gasosos, desenvolvidos desde o final da década de 1980, que empregam os processos de fotolitografia desenvolvidos para a indústria de semicondutores. Esta tecnologia permite a produção em série de detectores com estruturas de amplificação a preços atractivos. Devido às dimensões reduzidas das células unitárias (da ordem das dezenas ou das centenas de μm), as microestruturas vieram revolucionar a detecção de radiação, superando as principais limitações das câmaras multifios ao permitirem operar os detectores gasosos a taxas de contagem altas, com ganhos de carga elevados e boas resoluções espaciais e temporais.

Desde o desenvolvimento da primeira microestrutura, a *microstrip* em 1988, até à presente data, diversas configurações de microestruturas têm sido propostas. Na Tabela 3 apresenta-se uma lista não exaustiva dos principais modelos apresentados. As microestruturas MICROMEGAS e GEM são as que têm maior relevância científica, sendo usadas em muitas aplicações. (Kaminski, 2008).

Tabela 3 Principais microestruturas usadas em detectores gasosos.

Ano	Microestrutura	Referência
1988	MSGC – <i>Micro Strip Gas Chamber</i>	(Oed, 1988)
1993	MGC – <i>Micro Gap Chamber</i>	(Angelini, 1993)
1995	MDC - <i>Micro-Dot Chamber</i>	(Biagi, et al., 1995)
1996	CAT - <i>micro Compteur A Trou</i>	(F. Bartol, 1996)
1996	MICROMEGAS – <i>MICRO MESH Gaseous Structure</i>	(Giomataris, et al., 1996)
1997	GEM – <i>Gas Electron Multiplier</i>	(Sauli, 1997)
1999	WELL	(Bellazzini, et al., 1999a)
1999	MICROGROOVE	(Bellazzini, et al., 1999b)
2000	MHSP - <i>MicroHole and Strip Plate</i>	(Veloso J. F. C. A., 2000)
2000	MIPA - <i>Micro Pin Array</i>	(Rehak, et al., 2000)
2004	PIM - <i>Parallel Ionization Multiplier</i>	(Samarati, et al., 2004)
2004	THGEM – <i>THick Gas Electron Multiplier</i>	(Chechik, et al., 2004)
2004	ITMS - <i>Ion Trap MicroStrip</i>	(Bouianov, 2004)

Detectores gasosos com resolução em posição

Os detectores desenvolvidos neste trabalho baseiam-se na operação de GEMs como elemento de multiplicação de carga e como cintilador activo, excepto o detector apresentado na secção 2.6, para imagiologia de neutrões, que contém uma MSGC. A descrição do GEM é apresentada na secção seguinte (1.3.2.3). Uma breve apresentação da MSGC é apresentada de seguida.

MSGC - *Micro strip gas Chamber* -

As câmaras gasosas de *microstrip*, criadas por A. Oed em 1988 (Oed, 1988), consistem num conjunto de fitas metálicas paralelas assentes num substrato isolador. Numa geometria típica, os cátodos com cerca de $\sim 100 \mu\text{m}$ de largura alternam-se com os ânodos com $\sim 10 \mu\text{m}$ de largura, com um passo da ordem de $\sim 200 \mu\text{m}$.

A Figura 17 ilustra o modo de operação de uma MSGC. Por acção de um campo eléctrico de deriva, os electrões primários deslocam-se para o plano da *microstrip*. As diferenças de potencial aplicadas entre os cátodos e os ânodos da *microstrip* provocam a multiplicação de carga. A leitura de cada eléctrodo é feita independentemente, permitindo identificar a posição, a uma dimensão, em que ocorreu a interacção da radiação no gás.

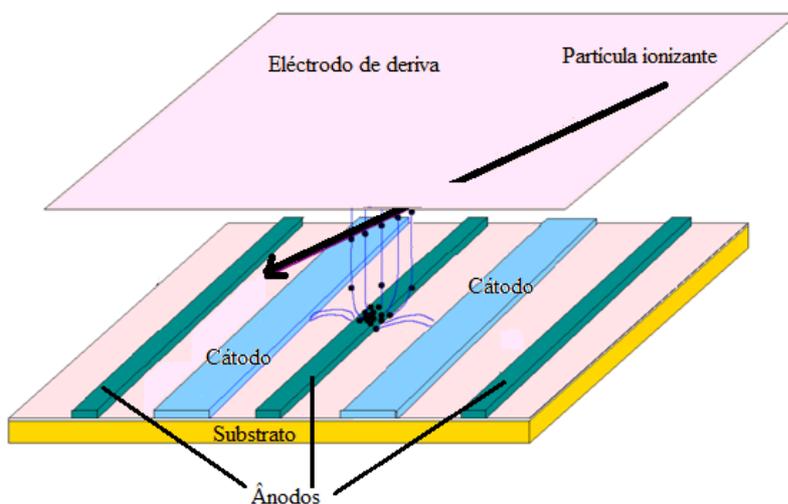


Figura 17. Operação de uma MSGC. O desenho não se encontra à escala.

Relativamente à câmara multifios, os detectores de *microstrip* apresentam melhor resolução espacial devido às distâncias entre eléctrodos serem mais pequenas. Outra vantagem advém de grande parte dos iões positivos serem recolhidos nos ânodos, o que evita o deslocamento

destes iões no volume do detector, reduzindo o efeito de carga espacial que possibilita a operação do detector a taxas de contagem mais elevadas.

A optimização da geometria, do substrato, das misturas gasosas e das tensões de operação confirmaram as capacidades dos detectores de *microstrip*, atingindo uma resolução espacial de 40 μm e uma capacidade de suportar taxas de contagem de 10^5 Hz mm^{-2} (Sauli, 1998); contudo a MSGC apresenta alguns problemas que limitam a sua utilização.

Uma desvantagem da MSGC é a instabilidade do seu ganho, que é afectado pelo efeito de *charging*, ou seja a acumulação de carga no substrato, e pelo processo de *ageing*, ou seja a degradação da performance do detector quando é fortemente irradiado devido à formação de polímeros nas superfícies da *microstrip*.

Outra limitação da *microstrip*, comum às restantes microestruturas, é a possibilidade de ocorrência de descargas. Uma escolha criteriosa da mistura gasosa e a polarização do detector com tensões relativamente baixas (à custa de diminuir o ganho) pode reduzir consideravelmente a probabilidade de ocorrerem descargas. Porém, uma única descarga pode ser suficiente para danificar irreversivelmente a microestrutura. O problema é particularmente grave se a *microstrip* for exposta a grandes fluxos de partículas com densidades de ionização elevadas. (Sauli, 2002)

1.3.2.3. GEM – Gas Electron Multiplier –

Um GEM consiste numa folha de kapton¹⁰ com depósitos de cobre nas faces, perfurada com uma grande densidade de furos dispostos numa configuração hexagonal, com um passo típico de 140 μm (Figura 18 a)). Os GEMs *standard* produzidos pelo grupo GDD do CERN têm 50 μm de espessura de kapton e 5 μm de espessura de cobre depositado em cada face. Os furos, realizados através das técnicas de impressão de circuito impresso, têm uma forma bicónica com o diâmetro mínimo de 50 μm e máximo de 70 μm , tal como está indicado na Figura 18 b).

Os GEMs produzidos em massa no CERN têm áreas úteis quadradas de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ ou $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Na Figura 19 encontra-se uma fotografia de um dos GEMs *standard* de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ utilizados neste trabalho.

¹⁰ Kapton é um isolador composto à base de $(\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_5)_n$.

Detectores gasosos com resolução em posição

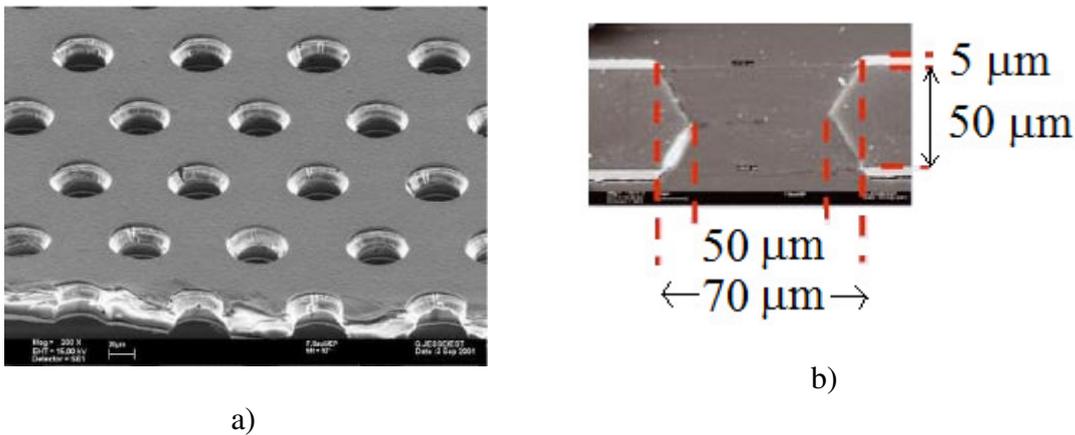


Figura 18. Imagens de um GEM obtidas com um microscópio electrónico. a) Disposição hexagonal dos canais no GEM. b) Corte transversal de um canal do GEM.

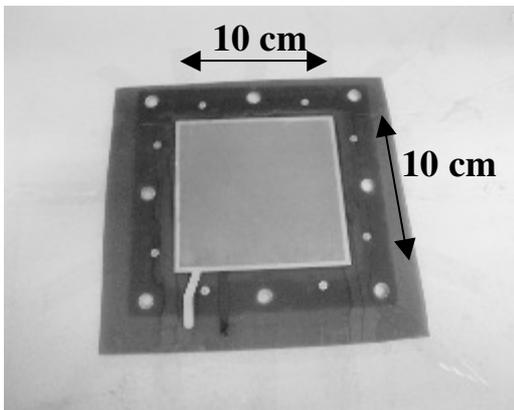


Figura 19. Fotografia de um GEM com uma área útil de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Nos últimos anos têm-se investigado outras tecnologias de produção de GEMs (Margato, 2007), diversas geometrias e configurações de canais e novos formatos, por exemplo o desenvolvimento de GEMs de grande área (Pinto, et al., 2009a) e a construção de GEMs de forma esférica (Pinto, et al., 2009b).

A operação de um GEM como elemento pré-amplificador de carga está representada na Figura 20 a). Os electrões primários produzidos na zona de absorção de radiação deslocam-se até aos canais do GEM por acção do campo eléctrico de deriva. Aplicando uma diferença de potencial adequada nas faces de cobre do GEM, as linhas de campo eléctrico são focadas nos canais do GEM, produzindo campos eléctricos intensos no interior dos canais. Na Figura 20 b) está representado o perfil da intensidade do campo eléctrico ao longo do eixo de um canal (Margato, 2007). Dentro dos canais do GEM, os electrões primários ganham energia

suficiente para provocar novas ionizações, num processo de avalanche. O ganho do GEM, G_{GEM} , é dado pela razão entre o número de electrões secundários produzidos no GEM, n_s , e o número de electrões primários:

$$G_{GEM} = \frac{n_s}{n_0} \quad (\text{Eq. 53})$$

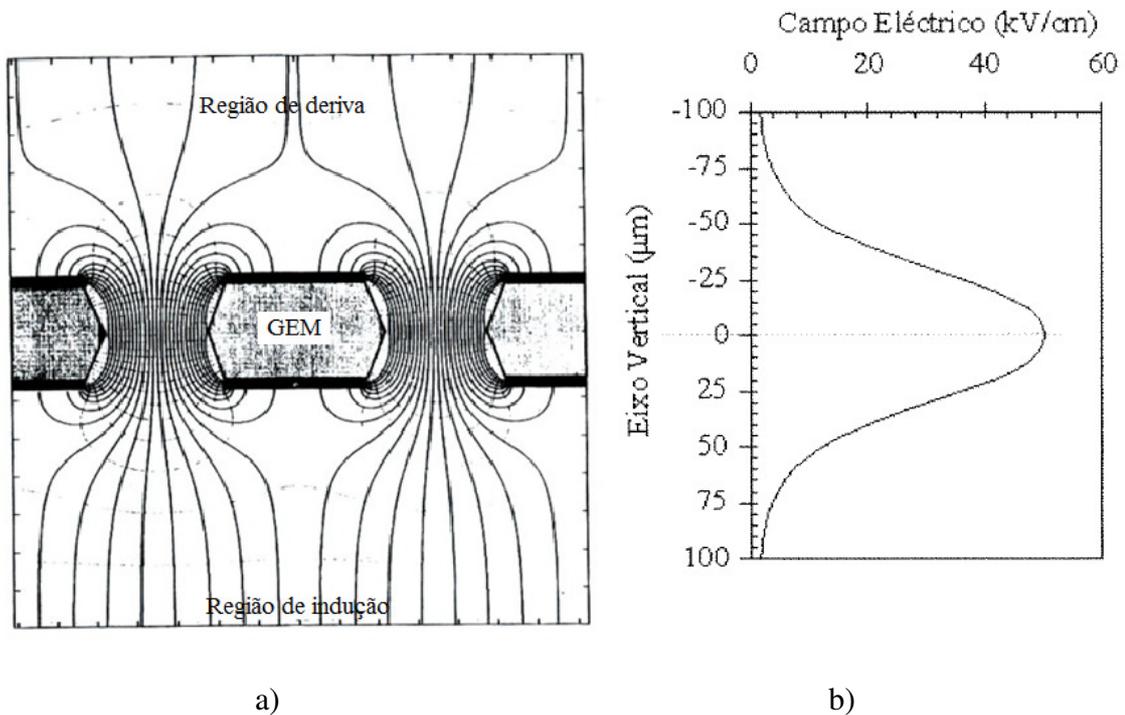


Figura 20. Representação das linhas de campo eléctrico num detector com um GEM, em que é usado como elemento pré-amplificador de carga.

O ganho aumenta exponencialmente com a diferença de potencial aplicada aos terminais do GEM como se pode constatar na Figura 21 para a operação de um GEM numa mistura gasosa de $Ar+5\%CF_4$ à pressão atmosférica.

Os electrões secundários são extraídos do GEM para um elemento de recolha por acção de um campo eléctrico de indução.

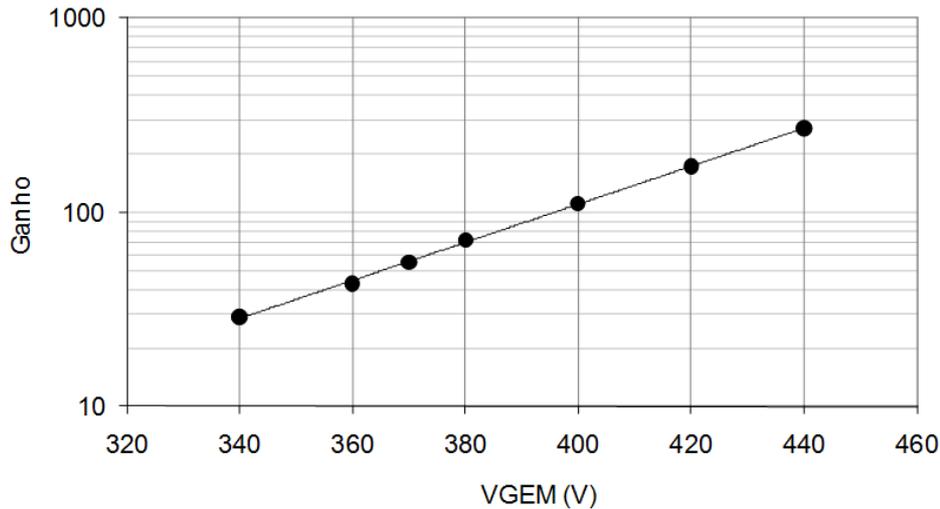


Figura 21. Variação do ganho de um GEM em função da diferença de potencial que lhe é aplicada para uma mistura de $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$, à pressão atmosférica.

Na prática, o ganho efectivo de um detector com um GEM, G_{ef} , é inferior à definição de ganho da equação (Eq. 53), porque nem todos os electrões primários atingem os canais do GEM e nem todos os electrões secundários atingem o elemento de recolha. Estes efeitos são expressos, respectivamente, pela transparência eléctrica, ϵ_{transp} , dada pela fracção dos electrões primários que são focados nos canais do GEM e pela transferência de carga, ϵ_{transf} , dada pela fracção de electrões secundários que são extraídos do GEM para o elemento de recolha. Face ao exposto, o ganho efectivo é dado por:

$$G_{ef} = \epsilon_{transp} \times G_{GEM} \times \epsilon_{transf} \quad (\text{Eq. 54})$$

O campo eléctrico de deriva pode ser ajustado de modo a que a transparência eléctrica seja ~100%.

Nos detectores em que a carga é recolhida no eléctrodo posterior do GEM, não há perdas devido à transferência de carga.

O uso de vários GEMs em cascata, como se representa na Figura 22 permite aumentar o ganho efectivo do detector, com a vantagem da multiplicação de carga estar distribuída por vários estágios de multiplicação. Para n GEMs, o ganho efectivo é calculado pelo produto total dos ganhos dos GEMs por todos os factores de transparência e transferência de carga envolvidos:

$$G_{ef} = \prod_{i=1}^n [\varepsilon_{transp}(i) \times G_{GEM}(i) \times \varepsilon_{transf}(i)] \quad (\text{Eq. 55})$$

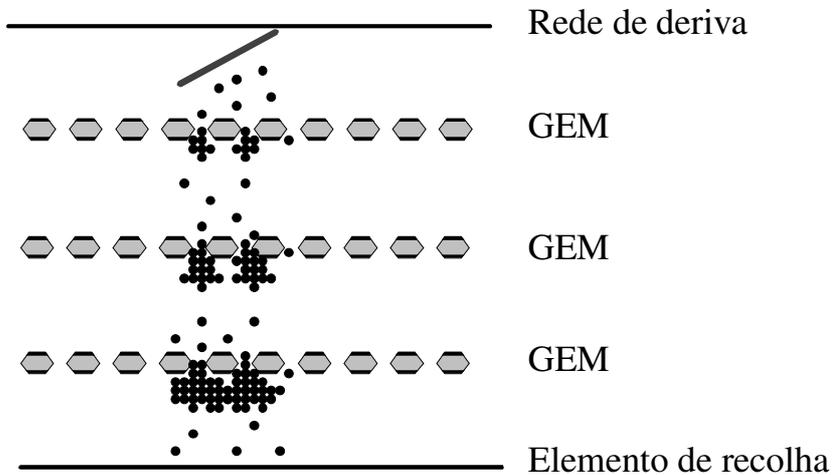


Figura 22. Esquema de um detector com vários GEMs em cascata. O desenho não se encontra à escala.

Os detectores com GEMs, sobretudo os que usam vários elementos, reduzem dois efeitos indesejados na operação de detectores gasosos: o *ion feedback* e o *photon feedback*.

O *ion feedback* define-se como a fracção de iões positivos que migram em direcção ao eléctrodo de deriva, atravessando a região de absorção de radiação, relativamente ao número total de iões criados nas avalanches. Num detector com um GEM, parte dos iões criados são recolhidos na face de menor potencial do GEM. Dependendo da polarização do detector e da geometria do GEM, o *ion feedback* pode tomar valores desde alguns pontos percentuais até ~100%. A redução é mais efectiva para campos de deriva baixos e tensões de polarização do GEM elevadas (Sauli, et al., 2003). Nos detectores com vários GEMs, a maioria dos iões é formada no último estágio de amplificação e a carga é parcialmente recolhida pelos eléctrodos intermédios, diminuindo consideravelmente o *ion feedback* até 2% usando um duplo GEM ou 0,5% usando um triplo GEM. Este valor pode ser ainda reduzido para 0,2% por aplicação de um campo magnético intenso. (Sauli, et al., 2006)

Os fótons emitidos nas avalanches podem ser absorvidos na região de deriva, produzindo sinais indesejáveis. Este efeito designado por *photon feedback* é intrinsecamente reduzido num detector com GEMs devido à transparência óptica de cada GEM ser pequena (~20%). O uso de vários GEMs em cascata reduz o *photon feedback* para níveis desprezáveis.

Detectores gasosos com resolução em posição

Dependendo das propriedades da mistura gasosa e da configuração das linhas de campo eléctrico do detector, paralelamente à multiplicação de carga, é produzida luz de cintilação no GEM resultante dos processos de desexcitação das moléculas do gás. O número de fótons produzidos é proporcional ao número de electrões secundários, logo a energia depositada no detector pode ser obtida a partir da leitura da luz de cintilação. A emissão ocorre de forma localizada nos canais do GEM, permitindo a determinação da posição através de técnicas de leitura óptica utilizando sensores de luz (fotomultiplicadores, CCDs, APDs, etc).

Medindo a carga produzida nos GEMs, a informação de posição é processada através dos sinais de carga lidos no elemento de recolha (PCB – *Printed Circuit Board* –, *microstrip*, *microgap*, etc).

2. CÂMARA DE TRAÇOS COM LEITURA ÓPTICA – LOCALIZAÇÃO BIDIMENSIONAL

2.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo estuda-se a capacidade de localização bidimensional da câmara de traços desenvolvida.

A resolução em posição bidimensional foi medida usando um sistema de varrimento em que a câmara, equipada com um triplo GEM, é irradiada por uma fonte colimada de raios X com energia de 5,9 keV. O deslocamento da fonte radioactiva num plano paralelo aos GEMs é comandado por um programa em LabView que controla a mesa XY onde a fonte está fixa.

A leitura dos pontos de luz de cintilação produzidos no triplo GEM é realizada por um conjunto de fotomultiplicadores. Adicionalmente à configuração básica de quatro fotomultiplicadores dispostos numa matriz de 2×2 , testaram-se também configurações de maior número de elementos que possibilitam a recolha de maior quantidade de luz produzida em cada evento, nomeadamente nove fotomultiplicadores dispostos num arranjo quadrado e sete fotomultiplicadores dispostos numa configuração hexagonal compacta. A reconstrução bidimensional das posições é efectuada através do algoritmo do centro de gravidade, usando as intensidades luminosas detectadas pelos vários fotomultiplicadores.

Previamente ao trabalho experimental, simulou-se a resposta do algoritmo do centro de gravidade ao longo da área irradiada, para as três disposições de fotomultiplicadores testadas. Em particular, estimou-se a não-linearidade do algoritmo, que pode ser corrigida usando os resultados de simulação, e analisou-se a dependência dos erros das posições com as flutuações estatísticas do número de fotões que atinge cada fotomultiplicador.

Introdução

O conceito de leitura da luz de cintilação em microestruturas através de uma matriz de fotomultiplicadores foi aplicado para a imagiologia de neutrões. No sistema experimental testado, a luz de cintilação produzida numa *microstrip* é detectada por quatro fotomultiplicadores dispostos numa matriz quadrada. Os resultados obtidos no ILL, ao irradiar o detector com um feixe de neutrões térmicos de reactor, são apresentados no final do capítulo.

2.2. SISTEMA EXPERIMENTAL

Basicamente, o sistema experimental é constituído por uma fonte colimada de ^{55}Fe , fixa a uma mesa XY, a câmara gasosa com um triplo GEM, um conjunto de fotomultiplicadores e a electrónica associada à recolha das formas de onda num osciloscópio digital ou à digitalização das amplitudes dos sinais num sistema CAMAC. Na Figura 23 encontra-se uma fotografia do sistema experimental.

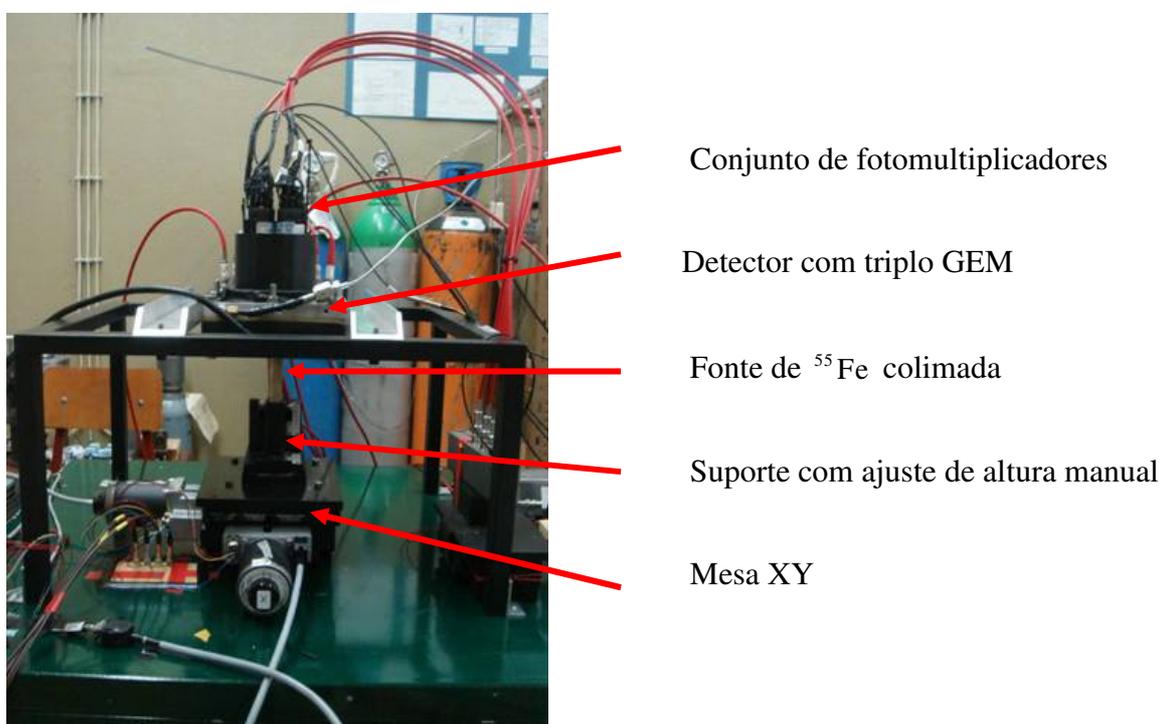


Figura 23. Fotografia do sistema experimental.

2.2.1. Mesa XY

A mesa XY utilizada para deslocar a fonte radioactiva tem $100 \times 100 \text{ mm}^2$ de área útil e os deslocamentos máximos que permite realizar, em relação à posição central, são

Sistema Experimental

aproximadamente de 50 mm em cada sentido de cada direcção. A precisão do deslocamento da mesa é de uma milésima de polegada ($25,4 \mu\text{m}$).

A relação entre um passo da mesa XY e o respectivo deslocamento foi verificado através das distâncias medidas por uma craveira digital fixa na mesa XY. A correspondência obtida foi de 394 passos por milímetro, equivalente a $2,538 \mu\text{m}$ por passo. Este procedimento foi realizado deslocando a mesa em ambas as direcções.

A mesa XY possui 4 sensores de fim de curso, que sinalizam os limites de deslocamento máximo da mesa em ambas as direcções.

Os deslocamentos em X e em Y são efectuados por dois motores de passo independentes, controlados por um programa em LabView, cujo painel principal se apresenta na Figura 24.

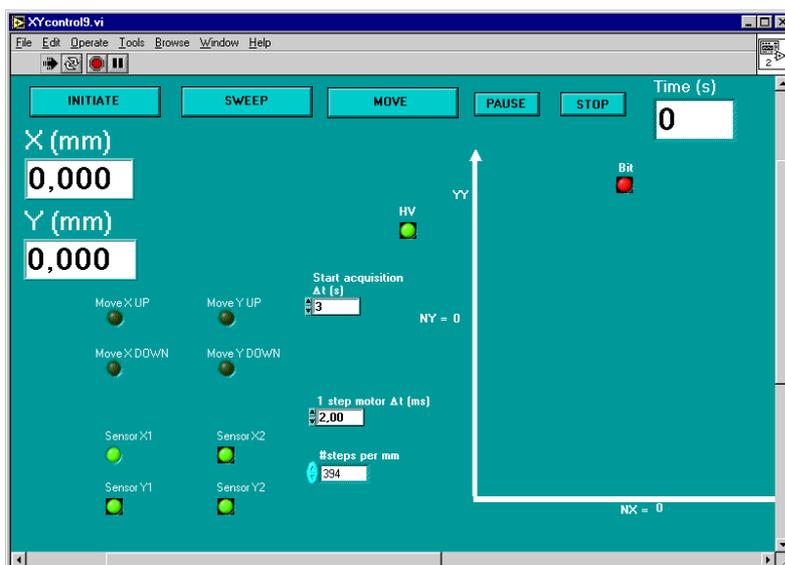


Figura 24. Painel principal do programa em LabView construído para controlar o movimento da mesa XY.

A posição de referência da mesa, onde se faz $X=0$ e $Y=0$, é obtida através da função *Initiate*, que desloca a mesa XY nos sentidos negativos de X e Y até encontrar os sensores de fim de curso.

O programa desloca a mesa para uma posição desejada através da opção *Move* ou executa um varrimento com a opção *Sweep*, de acordo com os dados introduzidos pelo utilizador: ponto inicial, ponto final, número de passos na direcção X, número de passos na direcção Y e o intervalo de tempo que a mesa permanece em cada posição.

2.2.2. Irradiação do detector

O detector foi irradiado com uma fonte de ^{55}Fe , com actividade de 100 mCi, que emite raios X com energia de 5,9 keV.

A escolha do colimador dos raios X resultou de um compromisso entre proporcionar uma boa colimação do feixe e obter uma taxa de interações no detector razoável. Após alguns testes preliminares, usaram-se colimadores com furos de 0,5 mm de diâmetro e comprimento de 20 mm ou 27,5 mm. Para garantir o diâmetro de 0,5 mm dos furos ao longo de todo o seu comprimento, os colimadores construíram-se em duas etapas. Primeiro abriram-se furos de 1 mm de diâmetro num bloco de latão; de seguida introduziram-se nos furos agulhas de seringa com as pontas cortadas, de 0,5 mm de diâmetro interior e de 0,9 mm de diâmetro exterior.

Os resultados apresentados nas secções seguintes foram obtidos usando um colimador com um único furo de 27,5 mm de comprimento e um colimador com 5 furos de 20 mm de comprimento, com a disposição esquematizada na Figura 25 a). Na Figura 25 b) apresenta-se uma fotografia do colimador de 5 furos já com as agulhas inseridas nos furos.

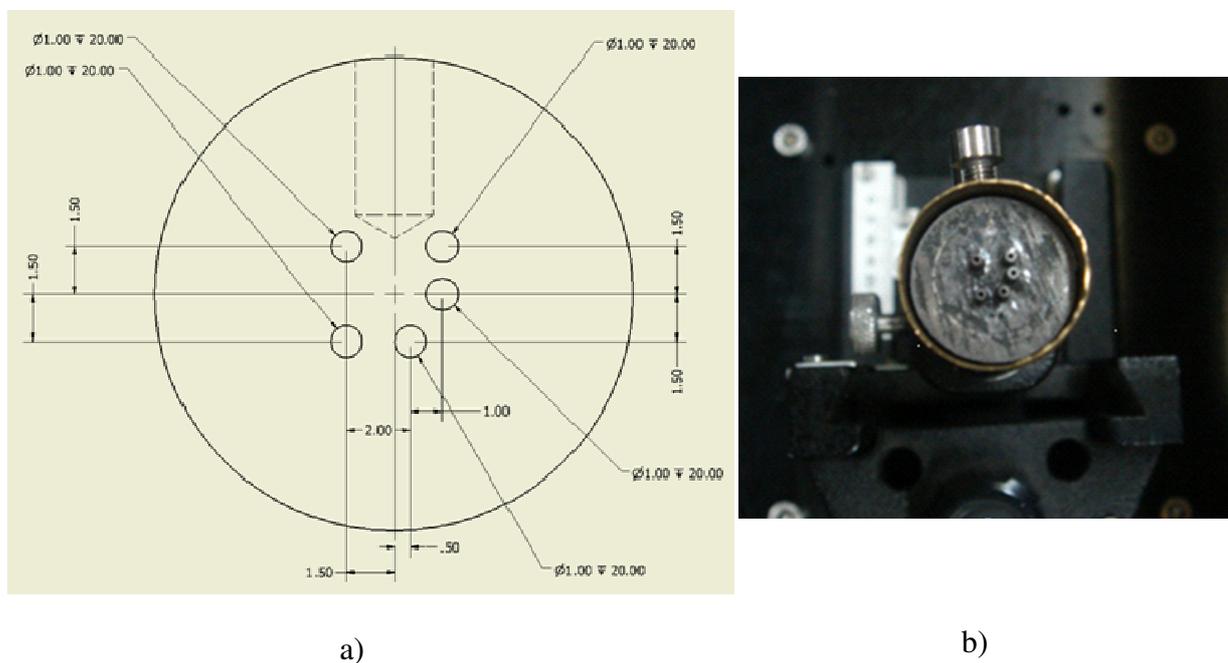


Figura 25. a) Esquema dos 5 furos de 1 mm de diâmetro realizados no colimador. b) Fotografia do colimador de 5 furos. Cada furo de 1 mm foi preenchido com uma agulha de seringa sem ponta, de 0,5 mm de diâmetro interno.

Sistema Experimental

A irradiação do detector usando o colimador com 5 furos permite aumentar a taxa de eventos detectados relativamente ao uso de apenas um furo. As imagens reconstruídas dos 5 pontos irradiados facultam uma avaliação rápida da resolução em posição pela distinção (ou não) dos vários furos que se encontram a distâncias diferentes e possibilita uma calibração das distâncias reconstruídas.

O alargamento do feixe de raios X devido à colimação foi simulado num programa em MATLAB. À saída do furo do colimador com 20 mm de comprimento, os ângulos de emissão dos raios X, em relação ao eixo do furo, variam entre 0° e 3° , como se pode observar no histograma da Figura 26. O cone de emissão de raios X com alargamento mais provável, de $1,3^\circ$, intersecta a região de deriva definindo as áreas A1 e A2 representados na Figura 27. Os respectivos diâmetros obtidos são de 0,76 mm e 0,94 mm, com o valor médio de 0,85 mm. Para o furo com 27,5 mm de comprimento, o ângulo de emissão mais provável é de $0,9^\circ$, a que correspondem os diâmetros A1 e A2, de 0,54 mm e 0,80 mm, respectivamente. O seu valor médio é de 0,67 mm.

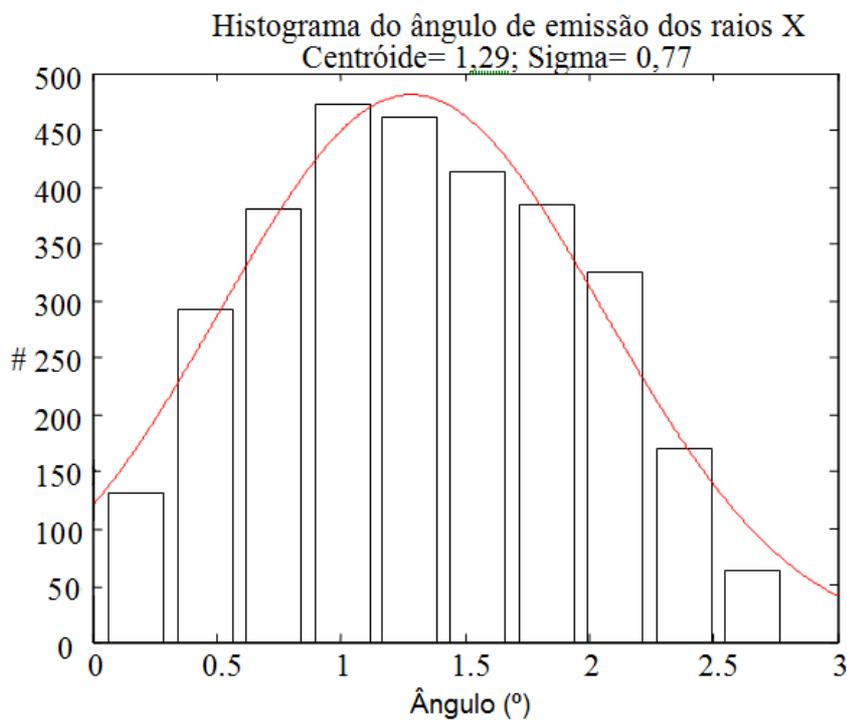


Figura 26. Histograma da distribuição dos ângulos de emissão dos raios X que saem de um colimador com 0,5 mm de diâmetro e 20 mm de comprimento.

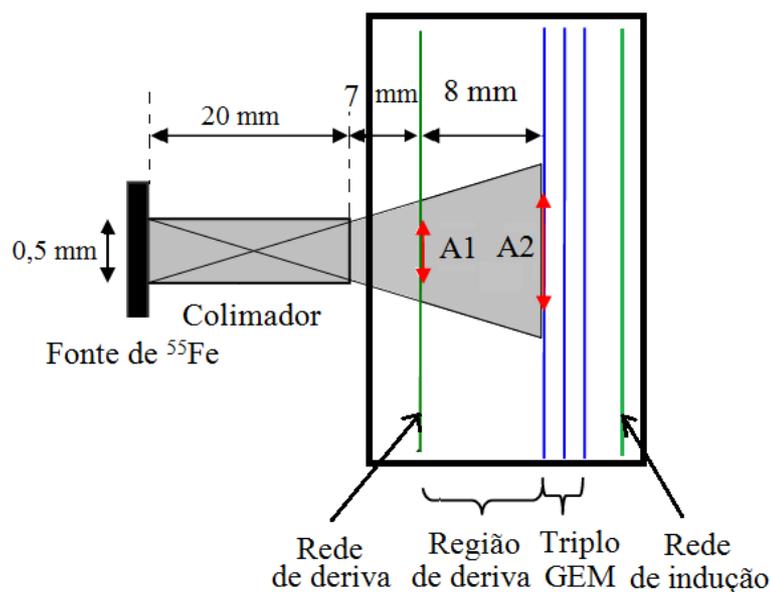


Figura 27. Esquema com o alargamento do feixe de raios X devido à colimação. A1 e A2 representam o alargamento do feixe de raios X mais provável no início e no fim da região de deriva. O desenho não se encontra à escala.

2.2.3. Câmara

A câmara opera em fluxo contínuo de $150 \text{ cm}^3 / \text{min}$, sem reaproveitamento do gás. A pureza dos gases utilizados é de 99,999% e de 99,995%, respectivamente para argônio e CF_4 . A mistura dos gases, na proporção $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$, é controlada através de dois fluxómetros da marca Bronkhorst.

A câmara é constituída por vários elementos de secção quadrada de 16 cm de lado, dispostos em camadas. No esquema da Figura 28 representam-se os vários elementos que constituem o detector.

Os quadros exteriores foram construídos em alumínio com 15 mm de espessura. Têm uma entrada (ou saída) de gás. Os restantes quadros espaçadores e que servem de suporte às redes de polarização e aos GEMs foram construídos em *stesalite* com as espessuras indicadas na Figura 28. A vedação do gás entre os quadros é assegurada por *o'rings* de *viton*.

A câmara tem uma janela de entrada de *mylar* aluminizado de $12 \mu\text{m}$ de espessura colada no quadro exterior da entrada e uma janela de saída de vidro com 10 mm de espessura, colada no outro quadro exterior. O volume compreendido entre a rede de deriva e o GEM A define a região de absorção de radiação com 8 mm de espessura. Os GEMs estão colados em quadros

Sistema Experimental

de 2 mm de espessura que definem a distância entre GEMs adjacentes. A região de indução, compreendida entre o GEM C e a rede de indução tem 5 mm de espessura. A montagem dos elementos da câmara é sempre realizada na zona mais purificada da câmara limpa do LIP – Laboratório de Instrumentação e física experimental de Partículas – em Coimbra.

Os GEMs, produzidos no CERN, têm uma área útil de 100 cm^2 e furos com medidas *standard* : passo de $140 \mu\text{m}$, diâmetro mínimo de $50 \mu\text{m}$ e diâmetro máximo de $70 \mu\text{m}$.

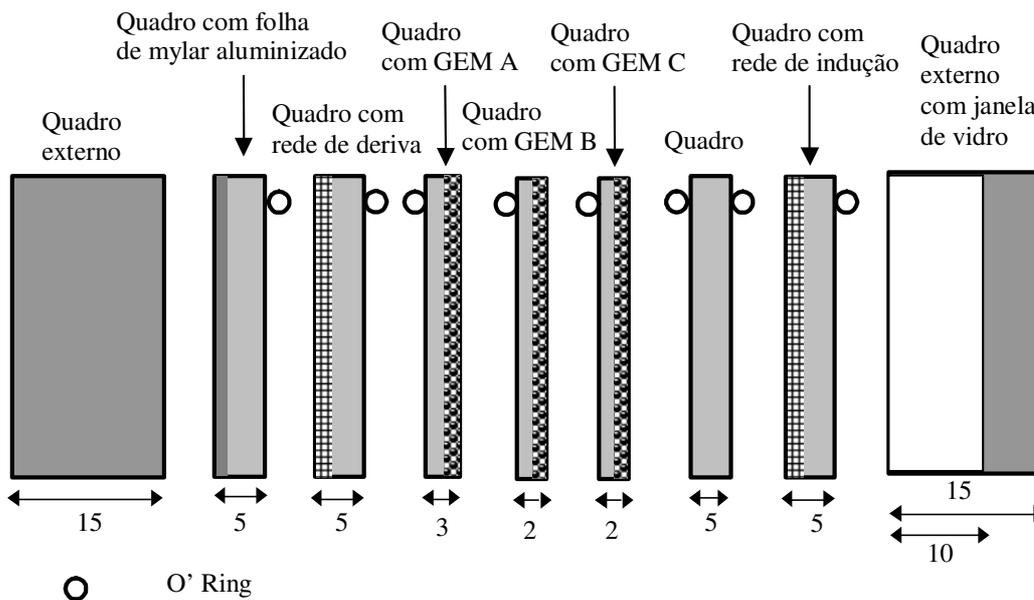


Figura 28. Esquema com os vários elementos da câmara. A irradiação é feita da esquerda para a direita. As espessuras indicadas encontram-se em milímetros. O desenho não se encontra à escala.

2.2.3.1. Pré-condicionamento de GEMs

Os GEMs são sujeitos a alguns testes eléctricos para avaliar o seu estado, antes de serem expedidos. Os exemplares com uma resistência em ar inferior a $100 \text{ G}\Omega$ (a que corresponde uma corrente de fuga de $\sim 5 \text{ nA}$ quando lhes é aplicada uma diferença de potencial de 500 V) são rejeitados (Sauli, 1999). Antes de se proceder à montagem de um GEM no detector, este teste é repetido dentro da câmara limpa. Se o GEM não estiver operacional, pode-se tentar a sua recuperação, mergulhando-o em álcool etílico, como também é sugerido em (Sauli, 1999).

Antes de operar o detector, é feito o pré-condicionamento dos GEMs montados na câmara, mantendo um fluxo contínuo de azoto a percorrer o detector. No procedimento adoptado, sobe-se lentamente a diferença de potencial aplicada num GEM, ($\sim 1 \text{ V/s}$), fazendo algumas pausas longas durante esta subida (\sim minutos). A aplicação de diferenças de potencial

elevadas provocam a destruição de eventuais impurezas que existam no GEM, com uma probabilidade baixa de danificar o GEM, uma vez que o azoto é um gás que não propicia a ocorrência de descargas. O processo é repetido para todos os GEMs da câmara.

2.2.4. Leitura da luz produzida no triplo GEM

A luz de cintilação produzida no triplo GEM, mais concretamente no GEM C, é detectada por um conjunto de fotomultiplicadores Hamamatsu R1387 com 38 mm de diâmetro, dispostos num plano a 20 mm de distância do GEM C. A distância entre o plano de detecção de luz e o GEM C foi escolhida com base em simulações prévias a este trabalho.

2.2.4.1. Fotomultiplicadores Hamamatsu R1387

As especificações dos fotomultiplicadores Hamamatsu R1387 escolhidos para a leitura da luz de cintilação encontram-se no apêndice desta dissertação.

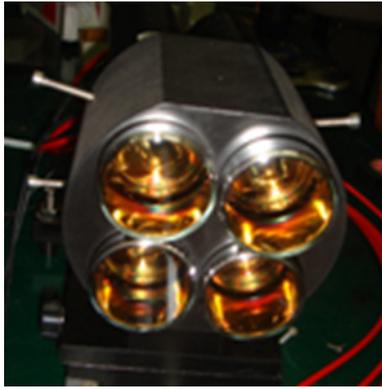
Os fotomultiplicadores têm um diâmetro externo de 38 mm. A área sensível, delimitada pela área do fotocátodo, tem um diâmetro de 34 mm.

A resposta espectral dos fotomultiplicadores abrange todo o espectro visível, expandindo-se desde 300 nm (ultravioleta) a 850 nm (infravermelho próximo). A eficiência quântica, representada na figura 1 do apêndice, é máxima (~20%) para o comprimento de onda de 420 nm. Para o comprimento de onda de 620 nm, máximo da emissão da mistura gasosa de Ar+5%CF₄, a eficiência quântica é cerca de 5%.

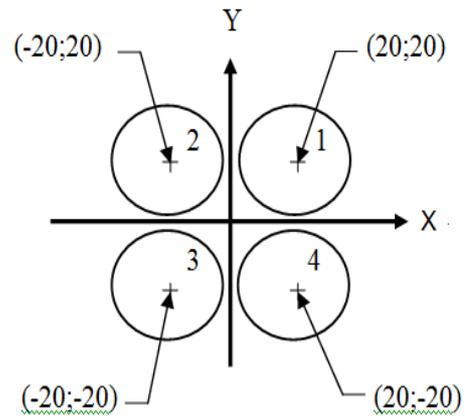
Os fotomultiplicadores Hamamatsu R1387 apresentam uma corrente escura típica de 4 nA e um tempo de subida do sinal do ânodo de 2,8 ns.

2.2.4.2. Disposição dos fotomultiplicadores

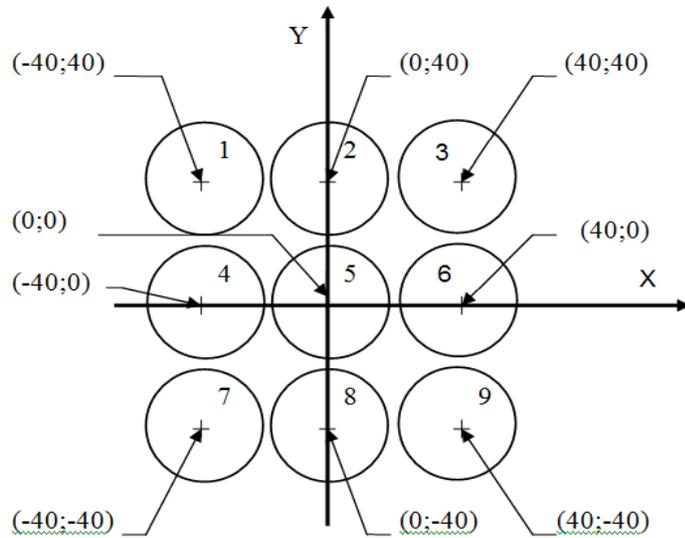
Os dados experimentais foram recolhidos usando três disposições de fotomultiplicadores: duas configurações quadradas de quatro ou nove elementos e um arranjo hexagonal com sete elementos. Na Figura 29 encontram-se fotografias dos suportes construídos para cada disposição e os respectivos esquemas, com indicação da numeração adoptada e das posições centrais dos fotomultiplicadores.



a)



b)



c)

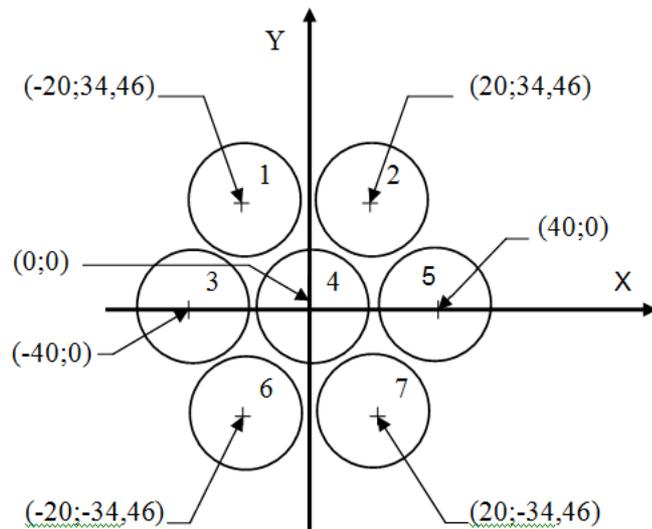


Figura 29. Fotografias dos suportes e esquemas das disposições de fotomultiplicadores usadas neste trabalho. a) com quatro fotomultiplicadores; b) com nove fotomultiplicadores e c) com sete fotomultiplicadores.

2.2.5. Aquisição de dados

A aquisição de dados dos fotomultiplicadores processou-se de duas formas distintas, recolhendo as formas de onda dos sinais com o osciloscópio digital Tektronix TDS7104 ou guardando a amplitude dos sinais convertidos num módulo ADC – *Analog-to-Digital Converter* – de um sistema CAMAC.

A aquisição de sinais no osciloscópio tem a vantagem de recolher toda a informação dos impulsos, guardando na íntegra as formas de onda, enquanto o ADC do sistema CAMAC devolve apenas a amplitude dos sinais. Por outro lado, o módulo do CAMAC tem 12 canais de entrada, permitindo ler os sinais de todos os fotomultiplicadores em simultâneo, enquanto o osciloscópio tem apenas 4 canais de entrada, sendo necessário atrasar e concatenar sinais de alguns fotomultiplicadores nas disposições com maior número de fotomultiplicadores.

A luz de cintilação produzida na câmara, devido à absorção de um raio X com energia de 5,9 keV, é localizada num ponto do GEM C. A reconstrução bidimensional do ponto de emissão baseia-se nas quantidades totais de luz recolhidas em cada fotomultiplicador, portanto a informação temporal dos sinais não é relevante. Assim sendo, a aquisição de dados com o sistema CAMAC simplifica a recolha, a análise e o armazenamento dos dados, relativamente à aquisição com o osciloscópio.

Na reconstrução tridimensional do traço, abordada no capítulo 3, a informação temporal dos sinais é imprescindível e a aquisição dos sinais realizou-se exclusivamente com o osciloscópio.

2.2.5.1. Aquisição de formas de onda

As formas de onda dos sinais dos ânodos dos fotomultiplicadores são recolhidas nos 4 canais de entrada do osciloscópio digital Tektronix TDS7104 a uma taxa de amostragem de 1,25 GS/s, usando a opção de *fast frame acquisition*.

O programa de aquisição das formas de onda foi desenvolvido em MATLAB (MathWorks).

As formas de onda são armazenados numa matriz do tipo $data(ch, npts, n)$ onde ch representa o número de canais de entrada do osciloscópio a digitalizar, $npts$ corresponde ao número de pontos adquiridos num evento (tipicamente 500) e n indica o número de eventos a

Sistema Experimental

armazenar em cada ficheiro de dados (tipicamente 100). O número total de eventos adquiridos é gravado em vários ficheiros sequenciais, cada um com n eventos.

Note-se que quanto maior for o número de pontos adquiridos por forma de onda ($npts$), menor é o intervalo de tempo entre pontos consecutivos, aumentando a informação recolhida sobre a forma de onda. Como desvantagens, o volume de informação a armazenar em disco é mais elevado e o número máximo de eventos adquiridos no *buffer* do osciloscópio também diminui. Neste compromisso optou-se por escolher $npts = 500$, o que permite recolher no *buffer* 100 eventos. Para a base tempo do osciloscópio de 40 ns/div, o intervalo de tempo entre 2 pontos consecutivos é de 800 ps.

A selecção dos eventos a adquirir realizou-se usando a opção *Trigger When True*. Um evento é adquirido quando os sinais lidos em cada canal do osciloscópio estão, simultaneamente, abaixo dos níveis de referência que lhe foram especificados.

Antes de entrarem no osciloscópio, os sinais de saída dos fotomultiplicadores passam pelo amplificador *Lecroy 623*, de ganho 10, que protege o osciloscópio digital de eventuais sinais de descarga.

Na Figura 30 está esquematizada a linha de aquisição de dados provenientes de quatro fotomultiplicadores.

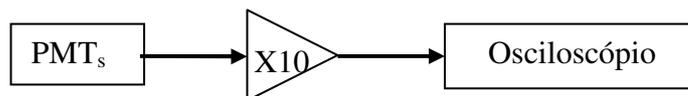


Figura 30. Esquema de aquisição de dados de 4 fotomultiplicadores com o osciloscópio digital.

Quando o número de fotomultiplicadores é superior ao número de canais de entrada do osciloscópio (quatro), podem-se adquirir dois (ou mais) sinais de fotomultiplicadores no mesmo canal. Para isso é necessário desfasar os sinais no tempo e concatená-los num sinal único antes de entrarem no osciloscópio.

2.2.5.2. Aquisição de amplitudes dos sinais

As amplitudes dos sinais dos vários fotomultiplicadores são determinadas pelo módulo ADC *Lecroy 2249W* inserido num cesto CAMAC. Este módulo contém 12 canais de entrada, com uma gama dinâmica de 0 a -2 V, que devolvem a amplitude integral, proporcional à carga, dos sinais que ocorrem dentro da janela temporal definida pelo sinal de *Gate*. A equivalência entre as contagens dadas pelo ADC e os valores de carga é de -0,25 pC/contagem. O tempo necessário para processar uma conversão é de 106 μs .

O sistema de aquisição de dados com o sistema CAMAC está esquematizado na Figura 31. Antes de entrarem nos canais de entrada do ADC, os sinais dos vários fotomultiplicadores são amplificados com um ganho de 10 no módulo *Lecroy 612A*, a fim de adequar a amplitude dos sinais à gama dinâmica do ADC. Os sinais também são atrasados de 80 ns para que o sinal de *Gate* seja gerado e chegue ao ADC previamente. O sinal de *Gate* é produzido quando a soma das amplitudes dos vários fotomultiplicadores excede um valor de referência. A soma das amplitudes, processada num módulo *FanInFanOut*, é introduzida no módulo *Dual Gate Generator Lecroy 222* onde é gerado o sinal de *Gate*. A sua duração (neste caso ~ 260 ns) é controlada no módulo *Dual Timer Caen 2255 B*.

O armazenamento de dados no computador é controlado por um programa em C e a entrada e saída de dados processa-se via porta paralela. O sinal de *Trigger In* acciona a aquisição de dados quando é gerada uma *Gate*. No final de cada aquisição, o computador devolve o sinal de *Trigger Reset* para o *Gate Generator*, ficando este módulo preparado para receber uma nova conversão.

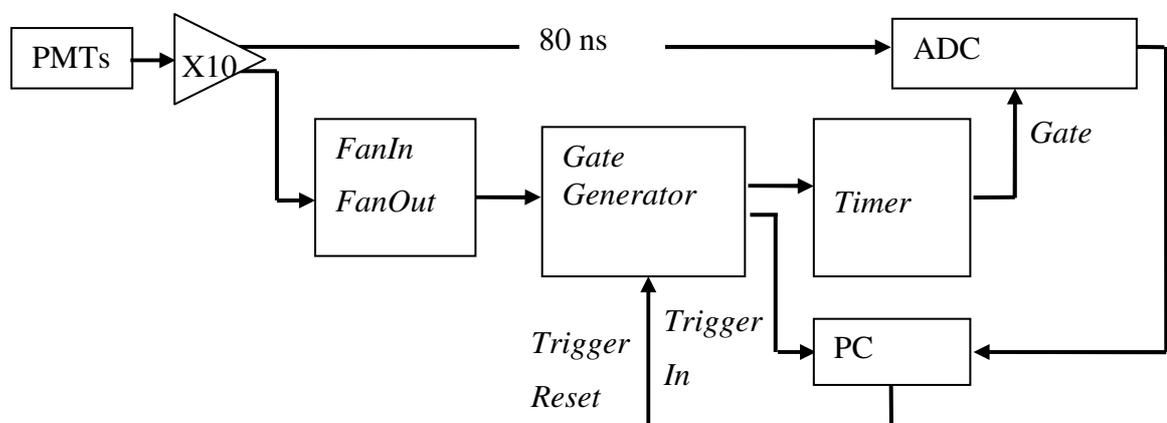


Figura 31. Esquema de aquisição de dados com o conversor analógico-digital.

2.3. OPERAÇÃO DO DETECTOR

2.3.1. Escolha da mistura gasosa

A mistura gasosa tem como requisito principal proporcionar uma elevada emissão de luz de cintilação na região espectral sensível dos fotomultiplicadores (300 nm – 850 nm), garantindo a operação estável do detector.

Para proporcionar boa resolução espacial, o alcance dos fotoelectrões resultantes das interacções dos raios X no gás deve ser pequeno e a mistura gasosa deverá apresentar baixos coeficientes de difusão. A velocidade de deriva deverá ser alta para possibilitar a operação do detector a altas taxas de contagem.

Além destas características, a mistura deverá ser de baixo custo, uma vez que o detector opera em fluxo contínuo, sem reaproveitamento do gás.

Nos últimos anos têm-se efectuado vários estudos sobre as misturas de enchimento de detectores gasosos de microestrutura. Em particular, no LIP-Coimbra, estudaram-se várias misturas de enchimento de detectores gasosos para optimização da operação de detectores com leitura de luz de cintilação, destacando-se nesta área os trabalhos (M. M. R. Fraga, et al., 2000) e (M. M. R. Fraga, et al., 2003). Com base nestes estudos, a mistura gasosa eleita para satisfazer os requisitos do detector estudado foi $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$.

2.3.1.1. Características da mistura $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$

Velocidade de deriva

A dependência da velocidade de deriva de electrões em $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$ com o campo eléctrico reduzido encontra-se na Figura 8. À pressão atmosférica, o valor máximo da velocidade de deriva ($9,8 \text{ cm}/\mu\text{s}$) ocorre para um campo eléctrico de $0,3 \text{ kV/cm}$. Para os campos eléctricos de deriva utilizados nas medidas experimentais, tipicamente de $0,5 \text{ kV/cm}$ ou de $1,0 \text{ kV/cm}$, as velocidades de deriva são de $8,8 \text{ cm}/\mu\text{s}$ e $5,3 \text{ cm}/\mu\text{s}$, respectivamente.

Resolução espacial bidimensional intrínseca

A resolução espacial bidimensional intrínseca do detector é limitada pela dimensão da nuvem primária e pela difusão transversal. Como os processos são independentes, o erro intrínseco, ε_i , pode ser calculado através da soma quadrática dos erros devidos à dimensão da nuvem primária, ε_{np} , e à difusão transversal, ε_{dt} :

$$\varepsilon_i = \sqrt{\varepsilon_{np}^2 + \varepsilon_{dt}^2} \quad (\text{Eq. 56})$$

Num detector irradiado com raios X com energia de 5,9 keV, cheio com a mistura de Ar+10%CH₄ à pressão atmosférica, a resolução intrínseca limitada pelo alcance dos fotoelectrões é cerca de 100 μm . (Smith, et al., 1984) (Fischer, et al., 1986). Embora não exista na literatura um estudo específico para a mistura de Ar+5%CF₄, a contribuição do efeito da dimensão da nuvem primária na resolução em posição intrínseca do detector deverá ser aproximada à que foi obtida para Ar+10%CH₄, devido à semelhança das misturas.

Os coeficientes de difusão de electrões numa mistura de Ar+5%CF₄ à pressão atmosférica, num campo eléctrico de deriva de 1 kV/cm, são de 140 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ e 400 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$, respectivamente para a difusão longitudinal e para a difusão transversal (ver Figura 10).

Na 0 apresentam-se os valores da resolução espacial intrínseca para algumas distâncias de deriva da nuvem primária.

Tabela 4 Resolução espacial bidimensional intrínseca do detector limitada pela dimensão da nuvem primária e pela difusão transversal.

Distância de deriva percorrida pela nuvem primária	ε_{np} (μm)	ε_{dt} (μm)	ε_i (μm)
Máxima (8 mm)		358	~ 372
Média (4 mm)	~ 100	253	~ 272
Mínima (0 mm)		0	~ 100

Operação do detector

Espectro de emissão luminosa

O espectro de emissão da mistura de $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$, que se pode observar na Figura 32 para a região compreendida entre 200 nm e 900 nm, apresenta duas emissões contínuas entre 240 nm e 320 nm e entre 480 nm e 740 nm e riscas na região compreendida entre 680 nm e 900 nm. As linhas atômicas são características da emissão luminosa de argon e resultam de transições entre estados dos níveis atômicos $(3p^5 4p)$ e $(3p^5 4s)$ (M. M. R. Fraga, et al., 2001). A banda contínua na região do visível resulta da excitação de um estado de Rydberg da molécula de CF_4 que se dissocia emitindo o fragmento CF_3^* (Christophorou, et al., 2004). Um dos canais de dissociação leva à formação do ião CF_3^+ que pode ser responsável pelas emissões UV. Outra origem para esta banda de emissão pode ser o decaimento radiativo do estado $\text{CF}_4^{+*}(\text{C})$ para o estado fundamental ou para o estado excitado A, que dissocia muito rapidamente.

A emissão centrada nos 309 nm é identificada como a emissão de OH^- devido à dissociação de vapor de água presente no gás como impureza.

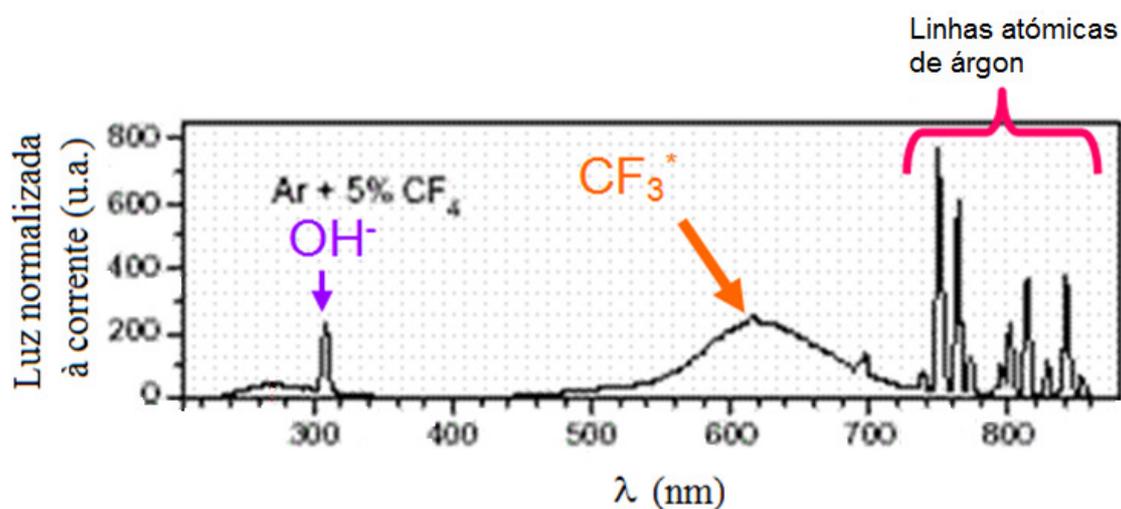


Figura 32. Espectro de emissão na região do visível e do infravermelho próximo para a mistura de $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$ (M. M. R. Fraga, et al., 2003).

Num detector preenchido com $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$, à pressão atmosférica, o rendimento de fluorescência, ou seja, o número de fótons emitido por electrão secundário, para

comprimentos de onda compreendidos entre 400 nm e 1000 nm, é de 0,57 (M. M. R. Fraga, et al., 2003). Este valor é bastante elevado quando comparado com os rendimentos de fluorescência de outras misturas gasosas; por exemplo para Ar+67%CF₄ é de 0,30 e para Ar+5%CO₂ é de 0,1. O rendimento de fluorescência não varia significativamente com o ganho em carga como se verifica na Figura 33.

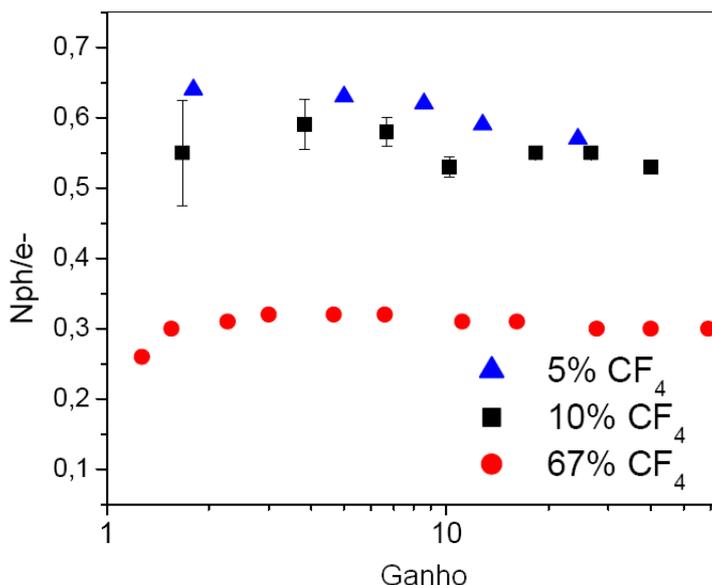


Figura 33. Número de fótons, com comprimento de onda compreendido entre 400 e 1000 nm, emitidos por electrão secundário em função do ganho, para misturas de Ar/CF₄. (M. M. R. Fraga, et al., 2003)

2.3.2. Absorção de raios X

A absorção dos raios X de 5,9 keV é de 5% no percurso de 27 mm, compreendido entre o ponto de emissão e a janela de entrada do detector.

Para proporcionar uma boa transmissão de radiação, a janela de entrada da câmara foi construída com uma folha de mylar aluminizado de 12 μm de espessura, que absorve apenas 2% dos raios X.

A absorção de raios X no detector, em função da espessura da região de deriva apresenta-se na Figura 34.

Operação do detector

Todos os valores de absorção de raios X referidos foram retirados de (B.L. Henke, 1993).

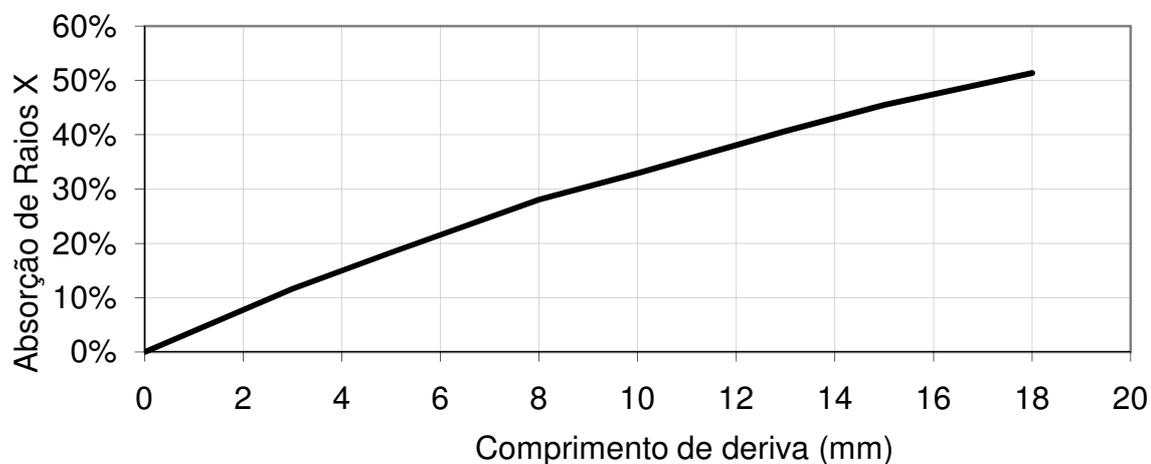


Figura 34. Absorção de raios X de 5,9 keV na zona de deriva em função do seu comprimento.

No compromisso entre proporcionar uma boa absorção e uma boa colimação dos raios X, escolheu-se uma espessura de deriva de 8 mm (obtidos através do quadro com a rede de deriva de 5 mm de espessura e do quadro com o GEM A com 3 mm de espessura tal como está esquematizado na Figura 28). Para esta distância, a absorção de raios X na zona de deriva é de 28%.

2.3.3. Polarização do detector

O esquema de polarização da câmara encontra-se na Figura 35.

A rede de deriva é polarizada independentemente com uma fonte de polaridade negativa.

O triplo GEM e a rede de indução são polarizados com uma fonte de polaridade positiva, através de uma cadeia resistiva com 33 resistências de $33\text{ M}\Omega$. Este tipo de polarização dispensa a utilização de várias fontes de tensão, sendo mais simples e económico. Pelo facto de todas as tensões se alterarem solidariamente, a sincronização da aplicação das várias tensões no triplo GEM fica intrinsecamente resolvida e os GEMs são protegidos na medida em que se impede a variação de tensão abrupta num eléctrodo isolado. Adicionalmente, as tensões aplicadas através do divisor de tensão,

são mais precisas porque não são afectadas pelas tensões de *offset* de várias fontes. A principal desvantagem de utilizar uma fonte de polarização única é a de não poder controlar individualmente as diferenças de potencial aplicadas nos GEMs nem os campos de transferência entre eles. A monitorização da corrente nos vários eléctrodos também é mais difícil.

O eléctrodo do GEM A mais próximo da rede de deriva encontra-se ao potencial nulo, estabelecido pelo picoamperímetro *Keithley 602 A*, onde se monitoriza a ocorrência de descargas. No normal funcionamento do detector, a corrente de fuga em cada GEM é reduzida ($< 1 \text{ nA}$). Se ocorrer uma descarga, a corrente lida pelo picoamperímetro é bastante elevada ($> 1 \text{ } \mu\text{A}$).

O campo eléctrico de deriva aplicado é de 1 kV/cm e o campo eléctrico de indução é nulo. A rede de indução não tem a função de recolher carga, é utilizada para garantir que a configuração do campo eléctrico aplicado não é afectada por efeitos indesejados de carga espacial, nomeadamente por carga acumulada na janela de saída.

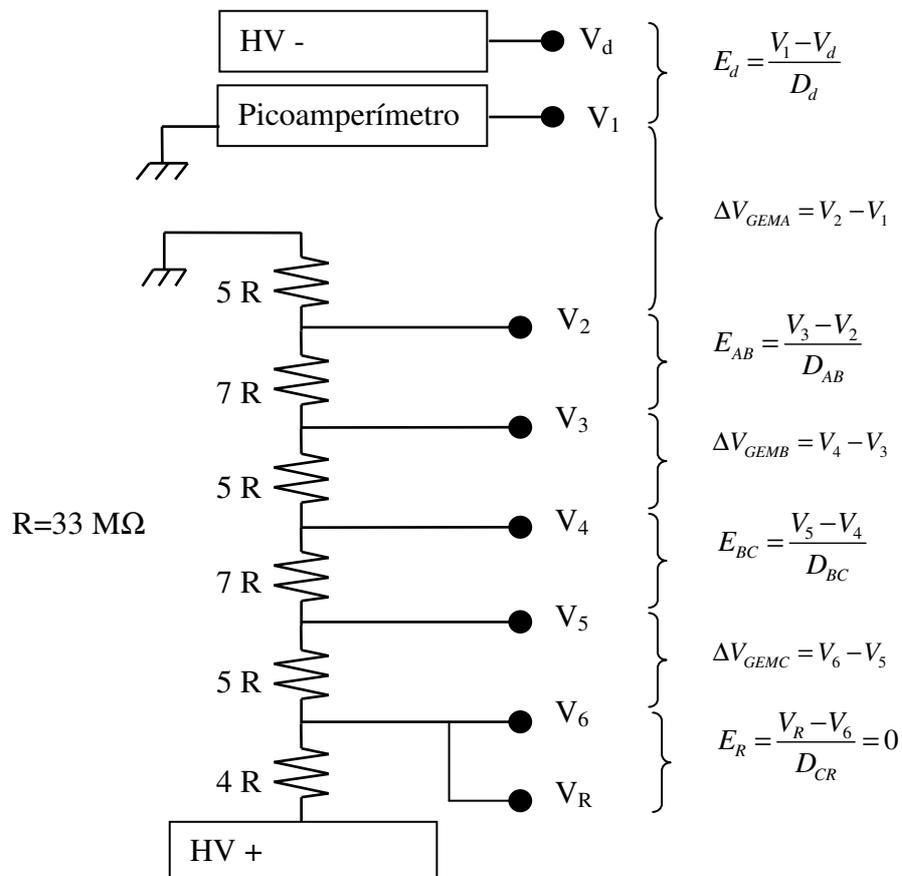


Figura 35. Esquema de polarização da câmara.

Operação do detector

Na operação típica, aplicaram-se diferenças de potencial entre 370 V a 390 V a cada GEM (ΔV_{GEMA} , ΔV_{GEMB} e ΔV_{GEMC}) e campos eléctricos de transferência entre GEMs (E_{AB} e E_{BC}) entre 2,2 e 2,3 kV/cm. Os respectivos ganhos efectivos do triplo GEM (G_{TGEM}) apresentam-se na Tabela 5 . Na Figura 36 observa-se a dependência exponencial do ganho do triplo GEM com a tensão de polarização aplicada em cada GEM. As curvas de ganho para um único GEM e para um duplo GEM são também apresentadas para comparação.

Tabela 5 Ganho efectivo do triplo GEM para várias tensões de polarização.

HV ⁺ (V)	$\Delta V_{GEMA} =$ $\Delta V_{GEMB} =$ ΔV_{GEMC} (V)	G_{GEM}	$E_{AB} = E_{BC}$ (kV/cm)	G_{TGEM}
2442	370	55	2,22	$3,74 \times 10^3$
2508	380	72	2,28	$8,34 \times 10^3$
2574	390	88	2,34	$1,53 \times 10^4$

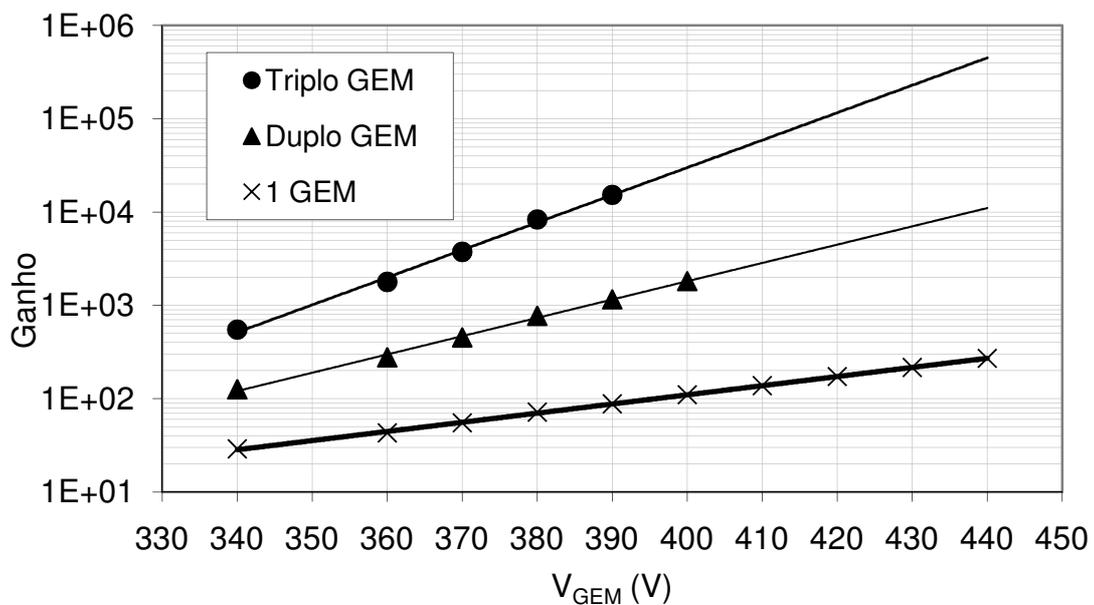


Figura 36. Ganho de um GEM, um duplo GEM e um triplo GEM em função da tensão aplicada aos terminais de cada GEM, quando opera numa mistura de Ar+5%CF₄, à pressão atmosférica.

2.3.4. Calibração do ganho dos fotomultiplicadores

Na folha de especificações dos fotomultiplicadores apresenta-se a curva de ganho típica de um fotomultiplicador R1387 da Hamamatsu que varia exponencialmente com a tensão de polarização (Figura 2 do Apêndice). Apesar de todos os fotomultiplicadores apresentarem curvas de ganho com a mesma forma, os valores de ganho podem ser bastante diferentes do valor especificado. O conhecimento do ganho relativo dos vários fotomultiplicadores usados para a detecção da luz de cintilação é imprescindível para o cálculo da posição, que se baseia na divisão de luz pelos diversos fotomultiplicadores.

O ganho dos fotomultiplicadores pode ser avaliado a partir dos valores da sensibilidade do ânodo, medidos pelo fabricante iluminando os fotomultiplicadores com uma lâmpada de tungsténio a 2856 K e fornecidos na folha de teste dos fotomultiplicadores adquiridos. O ganho do fotomultiplicador a uma determinada tensão, G_{PMT} , pode ser estimado pelo valor do ganho especificado à mesma tensão, $G_{PMT\ esp}$, corrigido pela razão da sensibilidade do ânodo medida, sa_{med} , pela sensibilidade do ânodo especificada, sa_{esp} , através de:

$$G_{PMT} = G_{PMT\ esp} \frac{sa_{med}}{sa_{esp}} \quad (\text{Eq. 57})$$

Os valores da sensibilidade do ânodo medidos pelo fabricante para os 11 fotomultiplicadores R1387 adquiridos estão indicados na Tabela 6. Os valores medidos são bastante superiores (entre 187% e 650%) ao valor típico especificado.

Tabela 6 Sensibilidades dos ânodos dos fotomultiplicadores adquiridos. Os valores são apresentados na unidade de A/lm. O valor típico especificado apresenta-se para comparação.

Típico	ND8915	ND8916	ND8918	ND8919	ND8920	ND8921	ND8928	ND8929	ND8931	ND8932	ND8933	ND8938
50	178	195	163	147	106	154	276	325	144	93	155	202

Operação do detector

O ganho relativo dos fotomultiplicadores foi medido iluminando individualmente cada fotomultiplicador, nas mesmas condições, com uma fonte de luz constituída por uma fonte de partículas alfa, ^{241}Am , incrustada num cintilador de CsI, como se esquematiza na Figura 37.

Os sinais de saída de cada fotomultiplicador, polarizados por uma fonte de alta tensão a 1000 V, foram analisados num multicanal após passar por um pré-amplificador (Canberra 2005) com uma sensibilidade de 22,7 mV/pC e pelo amplificador (Canberra 2024) com um ganho de 30.

Os ganhos relativos dos fotomultiplicadores calcularam-se a partir das amplitudes medidas no multicanal.

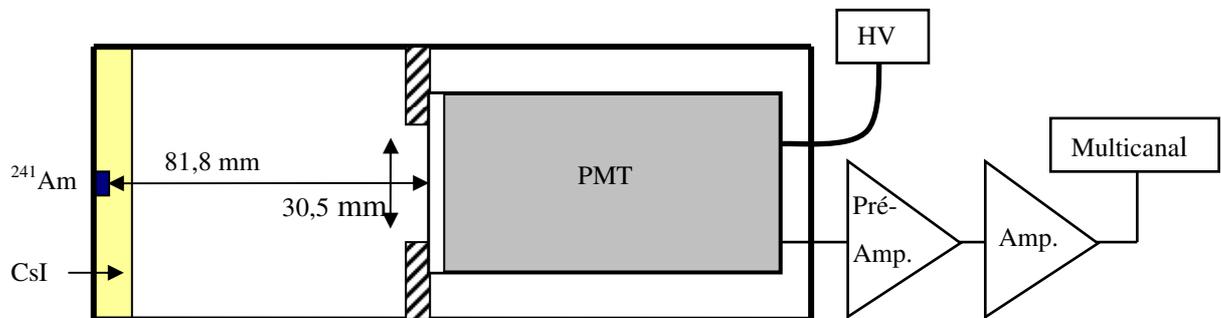


Figura 37. Sistema experimental para calibração dos fotomultiplicadores através de uma fonte de luz constituída pela fonte radioactiva ^{241}Am incrustada num cintilador de CsI. O desenho não se encontra à escala.

O sistema experimental descrito na secção 2.2, também foi usado para determinar o ganho dos fotomultiplicadores. A fonte de raios X deslocou-se sucessivamente para a posição central de cada fotomultiplicador. Em cada posição de irradiação, foi detectada a luz de cintilação produzida no triplo GEM pelo respectivo fotomultiplicador. Este procedimento foi efectuado para as disposições de nove e de sete fotomultiplicadores. As amplitudes médias dos sinais obtidos utilizaram-se para calcular os ganhos relativos. Note-se que as diferenças de intensidade luminosa medida nos vários fotomultiplicadores não são devidas apenas às diferenças de ganho dos fotomultiplicadores, também são influenciadas pela não uniformidade da emissão luminosa nos GEMs. As flutuações da intensidade luminosa medida ao irradiar um

GEM com uma ampola de raios X têm um valor eficaz inferior a 5 % (F. A. F. Fraga, et al., 2001).

A comparação de todos os ganhos relativos determinados apresenta-se na Tabela 7 . Os ganhos dos vários fotomultiplicadores testados são bastante diferentes, com valores relativos entre ~30% e 100% em relação ao fotomultiplicador escolhido para comparação (ND8929).

De um modo geral, há uma boa concordância entre os ganhos relativos determinados pelos vários métodos referidos para cada um dos fotomultiplicadores, com desvios médios da ordem de 4%. O desvio médio mais elevado, para o fotomultiplicador ND8938, é de 12%.

Tabela 7 Ganhos relativos dos fotomultiplicadores calculados a partir da sensibilidade do ânodo, da leitura da luz do cristal cintilador e da leitura da luz de cintilação produzida no triplo GEM. Os valores, em percentagem, estão normalizados ao valor do fotomultiplicador ND8929, de maior ganho.

PMT	ND8915	ND8916	ND8918	ND8919	ND8920	ND8921	ND8928	ND8929	ND8931	ND8932	ND8933	ND8938
Sensibilidade ânodo	55	60	50	45	33	47	85	100	44	29	48	62
Cintilador		64	42	48	33	48	69	100	55	38	52	99
Triplo GEM 9 PMTs		62	49	41			76	100	56	33	55	70
Triplo GEM 7 PMTs			55				91	100	65	39	73	69

Nos dados adquiridos com a disposição de quatro fotomultiplicadores, os sinais são corrigidos pelos inversos dos ganhos relativos ao fotomultiplicador ND8916, obtidos através da calibração com a fonte de luz ($^{241}\text{Am} + \text{CsI}$).

Operação do detector

Com as disposições de nove e sete fotomultiplicadores usaram-se como factores de correcção os inversos dos ganhos relativos ao fotomultiplicador ND8929, calculados através da luz de cintilação produzida no triplo GEM.

2.3.5. Número de fótons emitidos pelo triplo GEM

2.3.5.1. Cálculo baseado no número de ionizações produzidas

Sendo o valor de W para a mistura de $Ar+5\%CF_4$ de 26,4 (secção 1.2.2), a absorção de um raio X com energia de 5,9 keV no detector produz em média 223 electrões primários (Eq. 23).

O número de electrões secundários, n_s , obtém-se multiplicando o número de electrões primários pelo ganho efectivo do triplo GEM:

$$n_s = n_0 \times G_{TGEM} \quad (\text{Eq. 58})$$

O número de fótons emitidos no triplo GEM por cada raio X detectado, n_{ph} , é calculado a partir do rendimento de fluorescência, η_f , através de:

$$n_{ph} = n_s \times \eta_f \quad (\text{Eq. 59})$$

O rendimento de fluorescência de 0,57 (secção 2.3.1.1) foi obtido detectando os fótons emitidos entre 400 nm e 1000 nm. A sensibilidade dos fotomultiplicadores utilizados neste trabalho não vai além de 850 nm, não se detectando alguma luz correspondente às linhas atómicas do árgon. Por outro lado, poderá ser detectada alguma luz da banda de menor comprimento de onda emitida pela mistura de $Ar+5\%CF_4$, para comprimentos de onda superiores a 300 nm. Na ausência de medições espectrais mais precisas na gama sensível de comprimentos de onda dos fotomultiplicadores, será usado o valor aproximado de 0,57 para o rendimento de fluorescência.

O número de fótons emitidos estimados pela (Eq. 59) para as polarizações do triplo GEM utilizadas (ver Tabela 5) encontram-se na 0.

Tabela 8 Número de fótons emitidos no triplo GEM por raio X para várias tensões de polarização dos GEMs.

VGEMs (V)	370	380	390
# <i>ph</i>	$4,8 \times 10^5$	$1,1 \times 10^6$	$1,9 \times 10^6$

2.3.5.2. Cálculo baseado nos sinais dos fotomultiplicadores recolhidos no osciloscópio

As formas de onda dos sinais do osciloscópio são recolhidas no osciloscópio como se descreve na secção 2.2.5.1. A carga à saída de um fotomultiplicador, q_s , é calculada integrando a respectiva forma de onda adquirida:

$$q_s = \frac{\int v(t) dt}{10 R} \quad (\text{Eq. 60})$$

Onde $v(t)$ representa o sinal de tensão adquirido no osciloscópio e R é a resistência equivalente do circuito de saída do fotomultiplicador, dada por:

$$R = 50 \Omega // 50 \Omega = 25 \Omega$$

O integral de um sinal recolhido no osciloscópio é calculado somando a tensão dos vários pontos da forma de onda e multiplicando o resultado pelo intervalo de tempo entre 2 pontos consecutivos, Δt , ou seja:

$$\int v(t) dt = \sum_{i=1}^{npts} v(i) \times \Delta t \quad (\text{Eq. 61})$$

O factor de 10 que consta da (Eq. 60) deve-se à amplificação no amplificador *Lecroy 623*.

A carga produzida na entrada do fotomultiplicador, q_e , obtém-se dividindo a carga à saída do fotomultiplicador pelo seu ganho:

$$q_e = \frac{q_s}{G_{PMT}} \quad (\text{Eq. 62})$$

Operação do detector

O número de fótons que atinge o fotomultiplicador, $n_{ph_{PMT}}$, com comprimento de onda centrado em 620 nm, é dado pela carga à entrada do fotomultiplicador dividida pela sua eficiência quântica, QE, que neste caso é de 5% (Figura 1 do Apêndice).

$$n_{ph_{PMT}} = \frac{q_e}{QE} \quad (\text{Eq. 63})$$

A fração de ângulo sólido, $\frac{\Omega}{\Omega_{total}}$, definida por um ponto de luz de cintilação emitido no centro do GEM C e pela área útil de um fotomultiplicador na configuração de 2x2 fotomultiplicadores (ver Figura 29) é de 0,039. Este valor foi obtido de um programa de simulação feito em MATLAB.

O número de fótons emitido pelo triplo GEM calcula-se pela relação:

$$n_{ph} = \frac{n_{ph_{PMT}}}{\frac{\Omega}{\Omega_{total}}} \times T_v \quad (\text{Eq. 64})$$

Onde T_v representa a transparência do vidro, que tem o valor típico de 90%.

O número de fótons emitidos pelo triplo GEM foi calculado usando os dados recolhidos numa aquisição de 1000 eventos, em que se aplicaram diferenças de potencial de 380 V nos GEMs e tensões de polarização de 950 V nos fotomultiplicadores (ganho $\sim 6 \times 10^5$). Para uma maior precisão, usou-se o sinal médio dos 4 fotomultiplicadores de todos os eventos adquiridos. O resultado obtido é de $8,4 \times 10^5$ fótons. Atendendo à precisão dos parâmetros envolvidos nos cálculos, o número de fótons emitidos no triplo GEM por raio X é razoavelmente concordante com o valor de $1,1 \times 10^6$ fótons, calculado na secção anterior.

2.3.5.3. Cálculo baseado nos sinais dos fotomultiplicadores recolhidos com o sistema CAMAC

Os sinais dos fotomultiplicadores adquiridos com o sistema CAMAC são convertidos no ADC Lecroy 2249 W, como se descreve na secção 0. A carga à saída de um fotomultiplicador é calculada da contagem lida no respectivo canal do ADC, usando a relação:

$$q_s = 2,5 \times 10^{-14} \times \text{contagem} \quad (\text{Eq. 65})$$

onde também se incluiu o factor de 10 de multiplicação do amplificador *Lecroy 623*.

Conhecendo a carga q_s , o número de fótons emitidos no triplo GEM calcula-se tal como descrito na secção 0, por aplicação sucessiva das equações (Eq. 62), (Eq. 63) e (Eq. 64).

O número de fótons emitidos no triplo GEM foi calculado por este método, usando as conversões dos sinais dos fotomultiplicadores utilizados na disposição de nove fotomultiplicadores (ver Figura 29). A fonte de raios X deslocou-se sucessivamente para a posição central de cada fotomultiplicador e em cada posição adquiriram-se 1000 eventos. Neste caso, a fracção de ângulo sólido obtida por simulação é de 0,118. A diferença de potencial aplicada a cada GEM foi de 370 V e a tensão de polarização dos fotomultiplicadores foi de 750 V (ganho $\sim 6 \times 10^4$). Os resultados obtidos para os nove fotomultiplicadores apresentam-se na Tabela 9.

Tabela 9 Número de fótons emitidos no triplo GEM por raio X, calculados a partir das contagens medidas no ADC para cada fotomultiplicador.

ND8916	ND8918	ND8919	ND8928	ND8929	ND8931	ND8932	ND8933	ND8938
$4,2 \times 10^5$	$3,3 \times 10^5$	$3,7 \times 10^5$	$3,6 \times 10^5$	$4,0 \times 10^5$	$5,1 \times 10^5$	$4,7 \times 10^5$	$4,6 \times 10^5$	$4,6 \times 10^5$

A média do número de fótons emitidos pelo triplo GEM, medidos com os 9 fotomultiplicadores, é de $4,3 \times 10^5$, com um desvio padrão de $5,1 \times 10^4$. O erro relativo entre este valor e o valor determinado na secção 2.3.5.1 é de $\sim 10\%$. A comparação com o valor obtido na secção 2.3.5.2 requer uma extrapolação dos resultados obtidos para a mesma de polarização do triplo GEM. Sabendo que a razão entre os ganhos efectivos do triplo GEM ao ser polarizado com 380 V e com 370 V em cada GEM é de 2,23. (Ver Tabela 5), o número médio de fótons emitidos pelo triplo GEM, extrapolado para as

Operação do detector

diferenças de potencial $\Delta V_{GEMs} = 380 V$, é de $9,6 \times 10^5 \pm 1,1 \times 10^5$, próximo do valor determinado com os sinais recolhidos no osciloscópio (com um erro relativo de $\sim 13\%$).

2.4. SIMULAÇÃO

As posições bidimensionais de emissão luminosa são calculadas a partir das quantidades de luz detectadas nos fotomultiplicadores usando o algoritmo do centro de gravidade.

As posições reconstruídas são afectadas pela não-linearidade do algoritmo. Este efeito pode ser corrigido se a perda de linearidade ao longo da área irradiada for conhecida. Com este objectivo, a linearidade do algoritmo foi determinada, simulando emissões luminosas ao longo da área irradiada, para as várias disposições de fotomultiplicadores utilizadas. Os programas, escritos na linguagem MATLAB, simulam a emissão pontual e isotrópica de fótons em posições do triplo GEM e calculam as respectivas posições reconstruídas usando os números de fótons que atingem as áreas úteis dos fotomultiplicadores.

O mapeamento dos erros estatísticos ao longo dos varrimentos foi simulado. Em cada posição, os erros estatísticos das posições X e Y foram calculados pela fórmula de propagação dos erros usando os erros estatísticos das contagens lidas em cada fotomultiplicador.

A dependência dos erros nas posições com o número de fótons emitidos também foi simulada.

2.4.1. Algoritmo de centro de gravidade

As posições X e Y são calculadas pelo do algoritmo do centro de gravidade, através de:

$$X = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i \times C_i)}{\sum_{i=1}^n C_i} \quad ; \quad Y = \frac{\sum_{i=1}^n (y_i \times C_i)}{\sum_{i=1}^n C_i} \quad (\text{Eq. 66})$$

Simulação

sendo n o número total de fotomultiplicadores, x_i a posição X do fotomultiplicador i , y_i a posição Y do fotomultiplicador i e C_i o número de fótons detectado pelo fotomultiplicador i .

As expressões de cálculo das posições X e Y específicas para as três disposições de fotomultiplicadores utilizadas, apresentam-se na Tabela 10 .

Tabela 10 Expressões de cálculo das posições X e Y obtidas a partir das contagens lidas nos fotomultiplicadores, através do algoritmo de centro de gravidade, para as várias disposições de fotomultiplicadores estudadas.

# PMTs	Posições
4	$X = 20 \frac{C_1 + C_4 - C_2 - C_3}{C_1 + C_2 + C_3 + C_4}$
	$Y = 20 \frac{C_1 + C_2 - C_3 - C_4}{C_1 + C_2 + C_3 + C_4}$
9	$X = 40 \frac{C_3 + C_6 + C_9 - C_1 - C_4 - C_7}{C_1 + C_2 + C_3 + C_4 + C_5 + C_6 + C_7 + C_8 + C_9}$
	$Y = 40 \frac{C_1 + C_2 + C_3 - C_7 - C_8 - C_9}{C_1 + C_2 + C_3 + C_4 + C_5 + C_6 + C_7 + C_8 + C_9}$
7	$X = 20 \frac{2(C_5 - C_3) + C_2 + C_7 - C_1 - C_6}{C_1 + C_2 + C_3 + C_4 + C_5 + C_6 + C_7}$
	$Y = 34,46 \frac{C_1 + C_2 - C_6 - C_7}{C_1 + C_2 + C_3 + C_4 + C_5 + C_6 + C_7}$

2.4.2. Erros estatísticos nas posições X e Y

Admitindo que é puramente estatístico, o erro de contagem do fotomultiplicador i , ΔC_i , é dado por:

$$\Delta C_i = \sqrt{C_i} \quad (\text{Eq. 67})$$

As flutuações no número de contagens dos fotomultiplicadores propagam-se, influenciando os erros das posições X e Y, que podem ser estimados usando a fórmula de propagação dos erros.

Considere-se uma função real, f , que depende de n variáveis reais (v_1, v_2, \dots, v_n) independentes. O erro da função f , Δf , é dado pela fórmula de propagação dos erros:

$$\Delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial v_1} \Delta v_1\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial v_2} \Delta v_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial v_n} \Delta v_n\right)^2} \quad (\text{Eq. 68})$$

onde Δv_i representa o erro da variável i .

Aplicando a fórmula de propagação dos erros à equação de X obtida para a disposição de quatro fotomultiplicadores, obtém-se o erro, ΔX , dado por:

$$\Delta X = \sqrt{\left(\frac{\partial X}{\partial C_1} \Delta C_1\right)^2 + \left(\frac{\partial X}{\partial C_2} \Delta C_2\right)^2 + \left(\frac{\partial X}{\partial C_3} \Delta C_3\right)^2 + \left(\frac{\partial X}{\partial C_4} \Delta C_4\right)^2} \quad (\text{Eq. 69})$$

Resolvendo e usando a equação (Eq. 67) obtém-se a expressão de ΔX apresentada na Tabela 11 para 4 fotomultiplicadores.

Analogamente, calcularam-se as restantes expressões dos erros em X e em Y para as várias disposições de fotomultiplicadores estudadas que se apresentam na Tabela 11.

Simulação

Tabela 11 Expressões dos erros em X e em Y, obtidas por aplicação da fórmula de propagação de erros às expressões de X e Y indicadas na Tabela 10 .

# PMTs	Erros
4	$\Delta X = 40 \times \frac{\sqrt{(C_2 + C_3)(C_1 + C_4)(C_1 + C_2 + C_3 + C_4)}}{\left(\sum_{i=1}^4 C_i\right)^2}$
	$\Delta Y = 40 \times \frac{\sqrt{(C_3 + C_4)(C_1 + C_2)(C_1 + C_2 + C_3 + C_4)}}{\left(\sum_{i=1}^4 C_i\right)^2}$
9	$\Delta X = 40 \times \frac{\sqrt{[2C_A + C_B]^2 (C_C) + [C_C - C_A]^2 (C_B) + [2C_C + C_B]^2 (C_A)}}{\left(\sum_{i=1}^9 C_i\right)^2}$ <p>Com $C_A = C_3 + C_6 + C_9$, $C_B = C_2 + C_5 + C_8$ e $C_C = C_1 + C_4 + C_7$</p>
	$\Delta Y = 40 \times \frac{\sqrt{[2C_D + C_E]^2 C_F + [C_F - C_D]^2 C_E + [2C_F + C_E]^2 C_D}}{\left(\sum_{i=1}^9 C_i\right)^2}$ <p>Com $C_D = C_1 + C_2 + C_3$, $C_E = C_4 + C_5 + C_6$ e $C_F = C_7 + C_8 + C_9$</p>
7	$\Delta X = 20 \times \frac{\sqrt{(-C_3 + C_4 + 2C_G + 3C_5)^2 C_H + (-C_5 + C_4 + 2C_H + 3C_3)^2 C_G + (C_L)^2 C_3 + (C_M)^2 C_1}}{\left(\sum_{i=1}^7 C_i\right)^2}$ <p>Com $C_G = C_2 + C_7$, $C_H = C_1 + C_6$,</p> <p>$C_L = C_H + 2C_4 + 3C_G + 4C_5$ e $C_M = C_G + 2C_4 + 3C_H + 4C_3$</p>
	$\Delta Y = 34,46 \times \frac{\sqrt{[2C_I + C_J]^2 (C_K) + [C_K - C_I]^2 (C_J) + [2C_K + C_J]^2 (C_I)}}{\left(\sum_{i=1}^7 C_i\right)^2}$ <p>Com $C_I = C_1 + C_2$, $C_J = C_3 + C_4 + C_5$ e $C_K = C_6 + C_7$</p>

2.4.3. Dependência dos erros estatísticos com o número de fótons emitidos

É esperado que os erros nas posições X e Y reconstruídas através do algoritmo de centro de gravidade diminuam com o aumento o número de fótons emitidos num ponto. O efeito da estatística nos erros das posições foi simulado correndo várias vezes o programa em MATLAB variando o número de fótons emitidos. O resultado obtido para a configuração de quatro fotomultiplicadores, variando o número de fótons emitidos na posição central do triplo GEM desde 10^3 até 2×10^6 , está representado no gráfico da Figura 38.

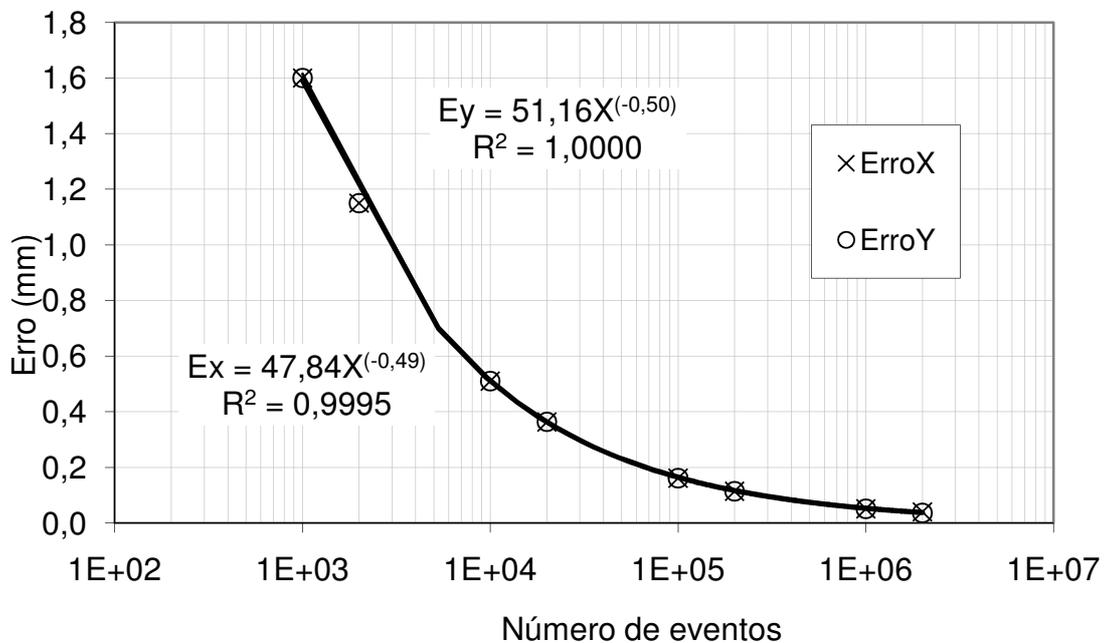


Figura 38. Dependência dos erros estatísticos das posições X e Y reconstruídas pelo algoritmo do centro de gravidade em função do número de eventos gerados.

Tal como esperado devido à geometria simétrica, os comportamentos dos erros em X e em Y são semelhantes. Verifica-se a diminuição dos erros com o aumento do número de fótons emitidos de forma aproximadamente proporcional ao inverso da raiz quadrada do número de eventos.

Note-se que, nas condições experimentais de operação do detector, o número de fótons emitidos pelo triplo GEM por interação de raio X é superior a 4×10^5 (Ver secção 2.3.5) a que correspondem erros estatísticos das posições inferiores a 0,3 mm.

2.4.4. Varrimentos

A resposta do algoritmo do centro de gravidade foi simulada ao longo da região delimitada por $0 \leq X \leq 20$ mm e $0 \leq Y \leq 20$ mm, para cada uma das três disposições de fotomultiplicadores. A emissão isotrópica de um milhão de fótons foi gerada em 21×21 posições com passos em X e em Y de 1 mm. Na Figura 39 estão indicados os pontos simulados e uma célula unitária de cada disposição de fotomultiplicadores.

2.4.4.1. Linearidade

Varrimento horizontal

Na Figura 40 observa-se a correspondência entre as posições X reais (pontos de emissão dos fótons) e as posições obtidas através do algoritmo do centro de gravidade (X_{cg}) para o varrimento ao longo do eixo dos XX. De um modo geral, as posições devolvidas pelo algoritmo são inferiores às posições reais. Com a disposição de quatro fotomultiplicadores, a linearidade degrada-se com o afastamento da posição central, comportamento contrário ao registado nas restantes configurações.

A linearidade é mais facilmente analisada a partir do diferencial das posições X, dif_X , definido como a razão entre a diferença de duas posições adjacentes obtidas pelo algoritmo do centro de gravidade, Δx_{cg} , e a diferença das respectivas posições reais, Δx_{real} , ou seja:

$$dif_X = \frac{\Delta x_{cg}}{\Delta x_{real}} = \frac{x_{cg}(i+1) - x_{cg}(i)}{x_{real}(i+1) - x_{real}(i)} \quad (\text{Eq. 70})$$

onde $x_{cg}(i+1)$ e $x_{cg}(i)$ representam as posições X obtidas através do algoritmo do centro de gravidade, respectivamente, para a posição $i+1$ e para a posição i e $x_{real}(i+1)$ e $x_{real}(i)$, as posições reais correspondentes. Como o passo utilizado no varrimento é de 1 mm, o diferencial é numericamente igual à diferença das posições adjacentes calculadas pelo algoritmo do centro de gravidade, expressa em milímetros:

$$dif_X = x_{cg}(i+1) - x_{cg}(i) \quad (\text{Eq. 71})$$

Câmara de traços com leitura óptica – localização bidimensional

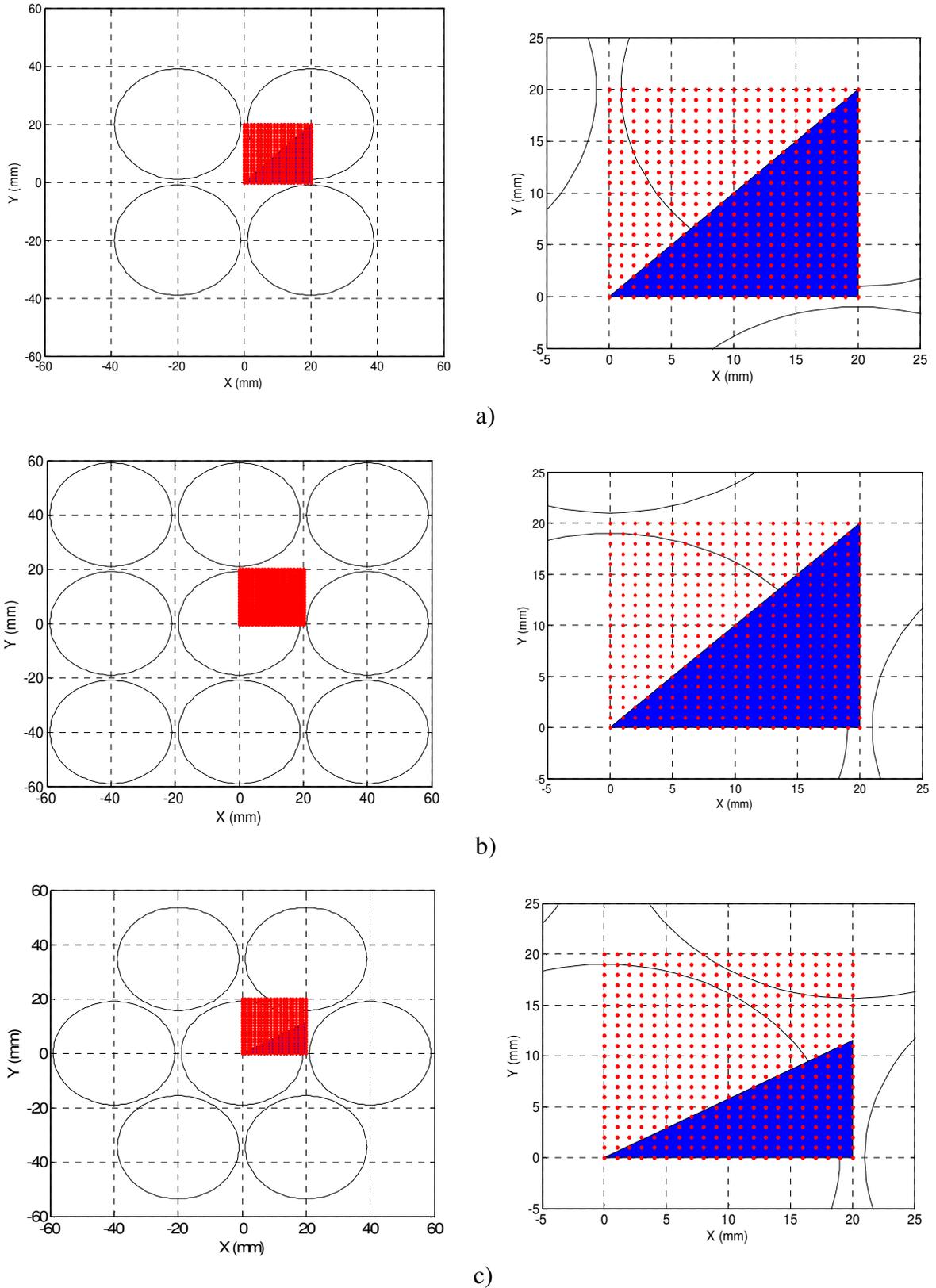


Figura 39. Pontos de emissão de fótons simulados para as várias disposições de fotomultiplicadores com 4 fotomultiplicadores em a), 9 fotomultiplicadores em b) e 7 fotomultiplicadores em c). Uma célula unitária está representada a sombreado em cada configuração. As regiões simuladas estão ampliadas na coluna da direita.

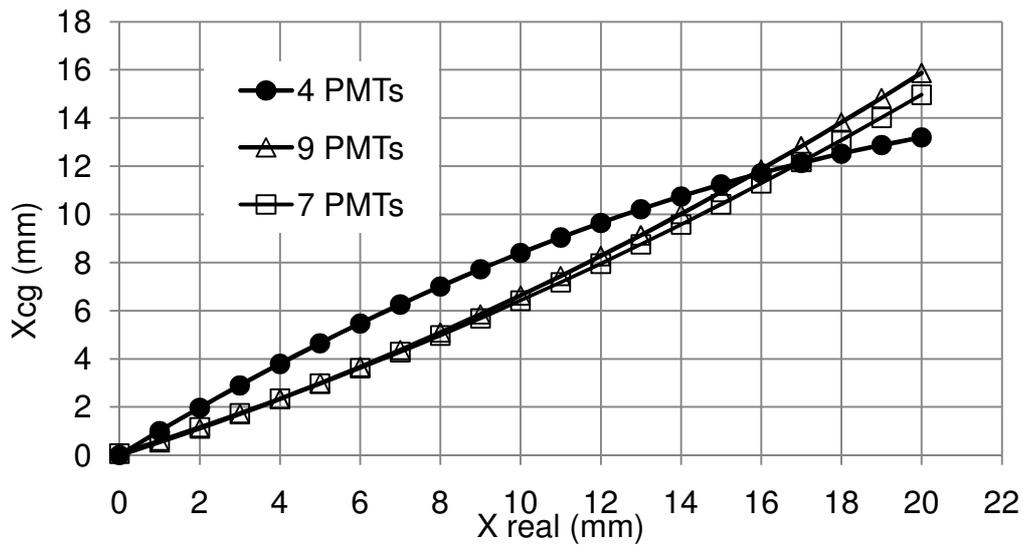


Figura 40. Posições obtidas com o algoritmo do centro de gravidade em função das posições de irradiação, ao longo do varrimento no eixo dos XX com Y=0.

Na Figura 41, representam-se os diferenciais em X, ao longo do varrimento horizontal. Na disposição de 2x2 fotomultiplicadores, o diferencial de X diminui linearmente, desde ~1,0, na posição central, até ~0,3, para a posição mais afastada do centro. Para as disposições de nove e de sete fotomultiplicadores, o diferencial de X aumenta ao longo do eixo dos XX desde ~0,5 até ~1,0.

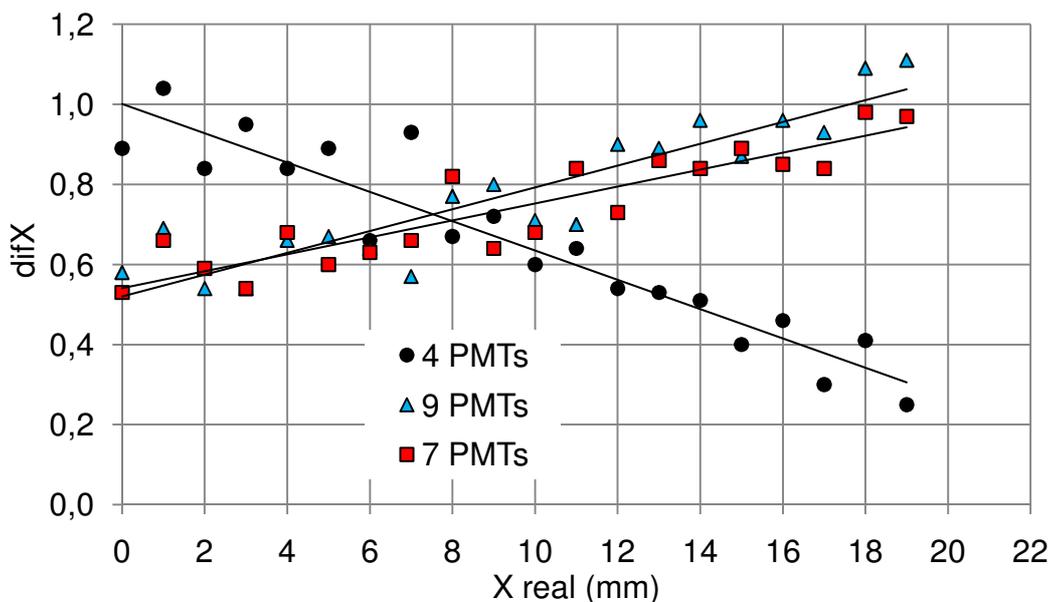


Figura 41. Linearidade das posições reconstruídas com o algoritmo do centro de gravidade em função das posições X reais, ao longo do varrimento horizontal.

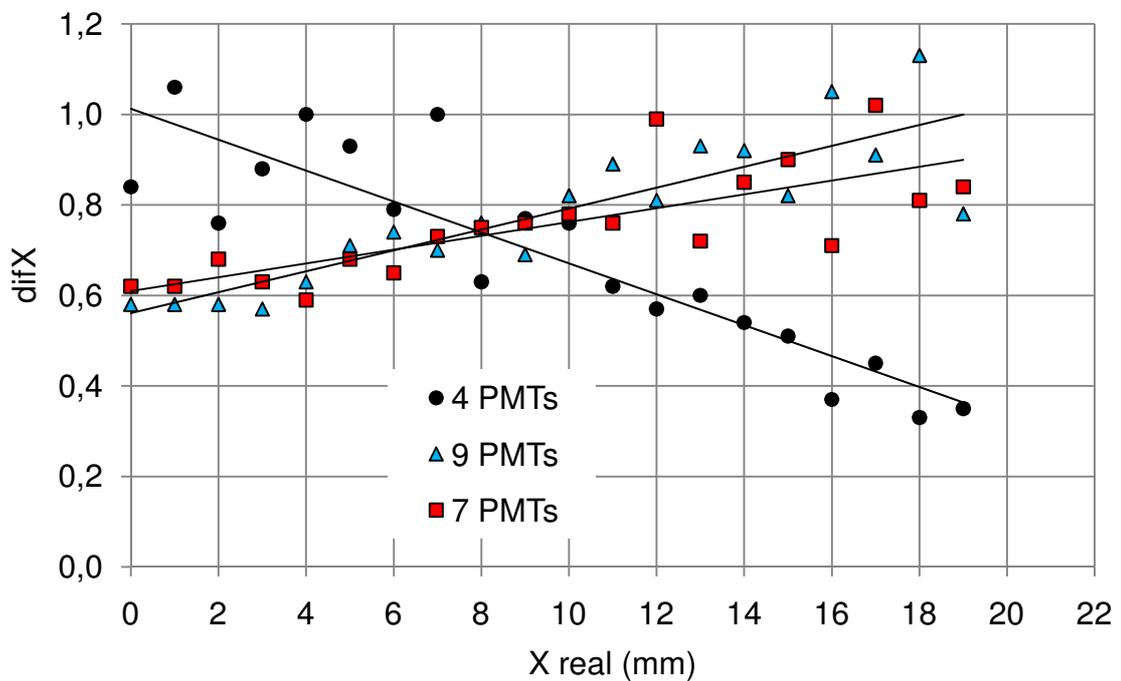
Varrimento diagonal

O comportamento da linearidade também foi analisado ao longo das diagonais que limitam as células unitárias: $y = x$ para as disposições quadradas e $y = \tan\left(\frac{\pi}{6}\right)x$ para a disposição hexagonal de fotomultiplicadores.

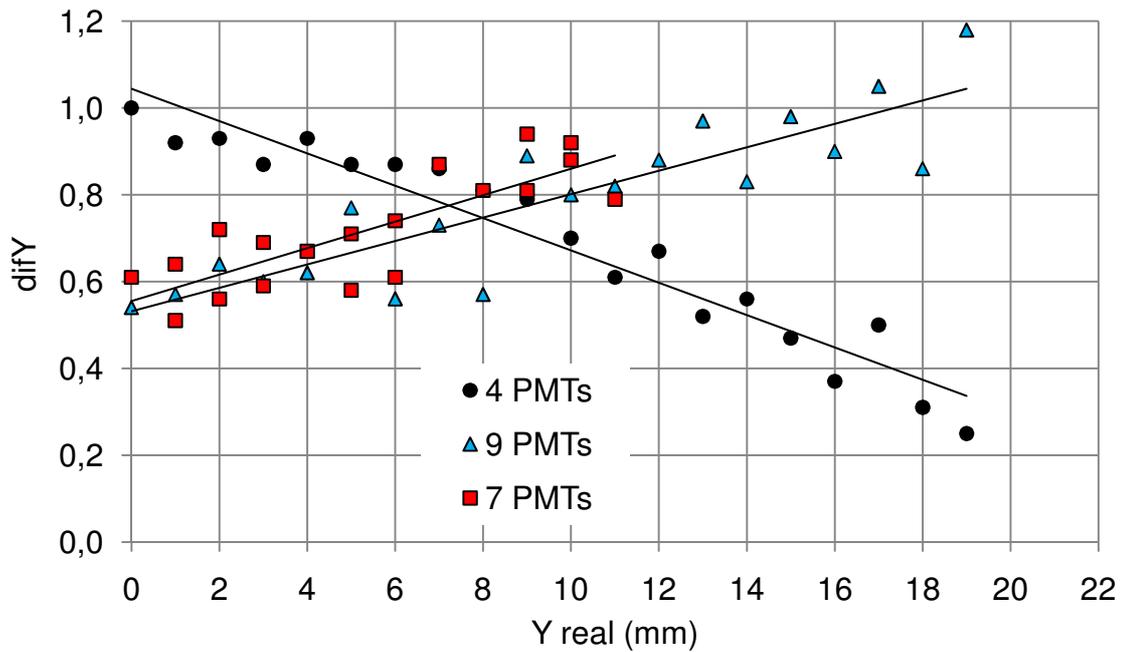
O diferencial Y, dif_Y , é definido para as posições Y, tal como foi definido o diferencial X, ou seja:

$$dif_Y = y_{cg}(i+1) - y_{cg}(i) \quad (\text{Eq. 72})$$

Os diferenciais simulados no varrimento diagonal encontram-se na Figura 42. Os valores obtidos em X e em Y são aproximados. Com o aumento da distância à posição central, a linearidade degrada-se para a disposição de quatro fotomultiplicadores e melhora para as disposições de nove e de sete fotomultiplicadores, como também foi observado no varrimento horizontal.



a)



b)

Figura 42. Linearidade das posições reconstruídas X_{cg} em a) e Y_{cg} em b) ao longo do varrimento diagonal.

2.4.4.2. Erros estatísticos

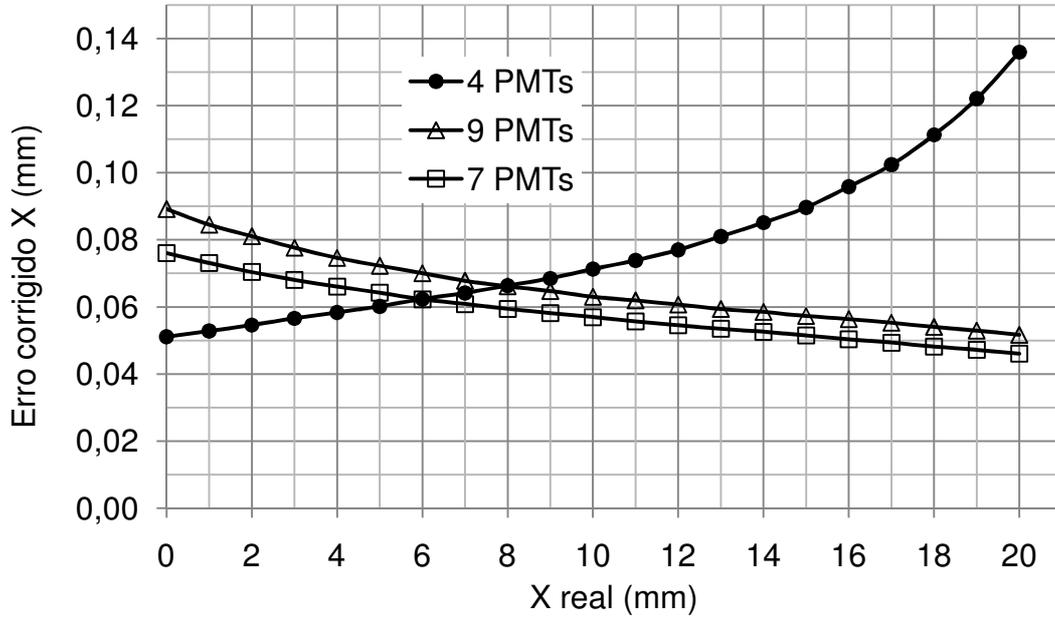
Os erros estatísticos das posições reconstruídas foram calculados com as expressões da Tabela 11 e corrigidos da não linearidade multiplicando cada valor pelo inverso do respectivo diferencial.

Varrimento horizontal

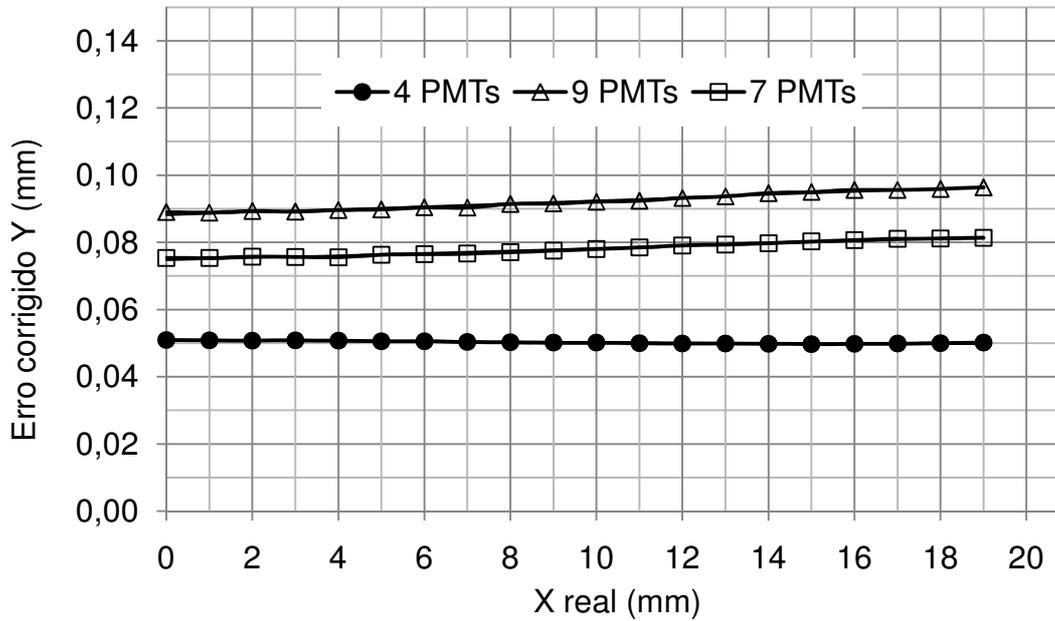
Os erros em X e em Y obtidos para as várias disposições de fotomultiplicadores, ao longo do eixo dos XX, apresenta-se na Figura 43. Com o afastamento da posição central, o erro em X aumenta para a disposição de 2×2 e diminui para as restantes configurações de fotomultiplicadores simuladas.

Ao longo do varrimento horizontal, os erros em Y mantêm-se aproximadamente constantes. O erro em Y obtido com os quatro fotomultiplicadores é menor do que nos restantes casos. Nas geometrias de nove e sete fotomultiplicadores, os erros em Y superiores justificam-se devido aos três fotomultiplicadores centrais terem pouca influência no cálculo das posições Y e os restantes fotomultiplicadores estarem mais

afastados do eixo dos XX, recebendo um menor número de fótons. Estas distâncias são maiores na geometria de 3×3 do que na geometria hexagonal, sendo o erro em Y na configuração quadrada superior.



a)



b)

Figura 43. Erros das posições X em a) e Y em b) calculadas pelo algoritmo do centro de gravidade, corrigidos do efeito de não-linearidade, ao longo do varrimento horizontal.

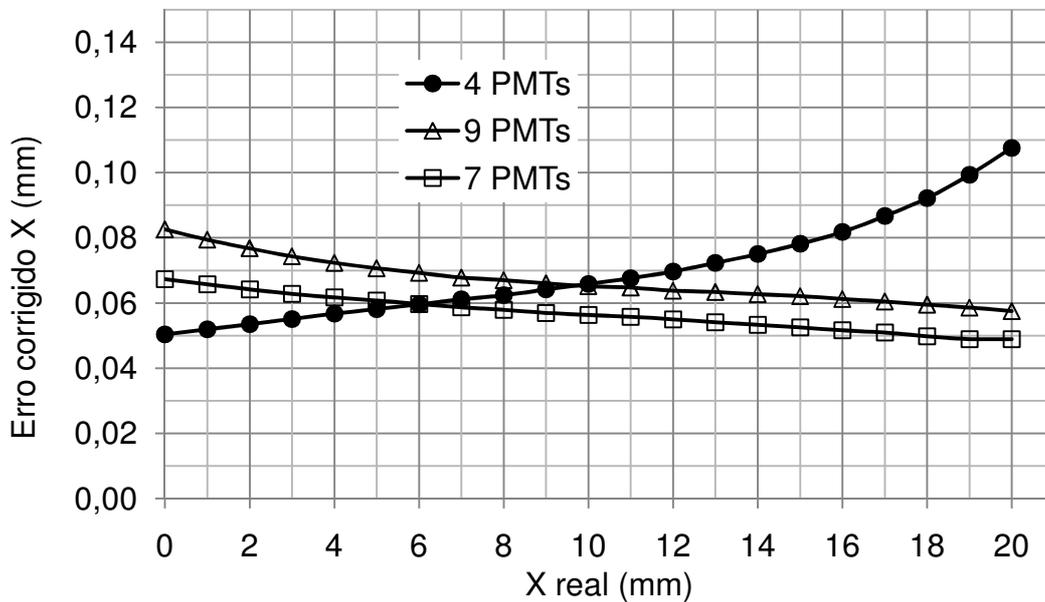
Simulação

O erro total, dado pela soma quadrática dos erros em X e em Y, é menor para a configuração de quatro fotomultiplicadores na região central e para as configurações de nove e de sete fotomultiplicadores nos pontos mais afastados do centro. Este comportamento revela que os erros estatísticos diminuem quando a distribuição de luz é feita de forma mais equitativa por vários fotomultiplicadores.

Varrimento diagonal

Ao longo do varrimento diagonal, as curvas dos erros em X (Figura 44 a)) têm formas semelhantes às obtidas no varrimento horizontal, com amplitudes de variação do erro (entre $X=0$ e $X=20$ mm) ligeiramente menores.

Os erros em Y (Figura 44 b)) têm valores aproximados aos erros em X para as configurações quadradas de fotomultiplicadores. Para a disposição hexagonal, a diminuição do erro em Y ao longo do varrimento é mais pronunciada do que para o erro em X.



a)

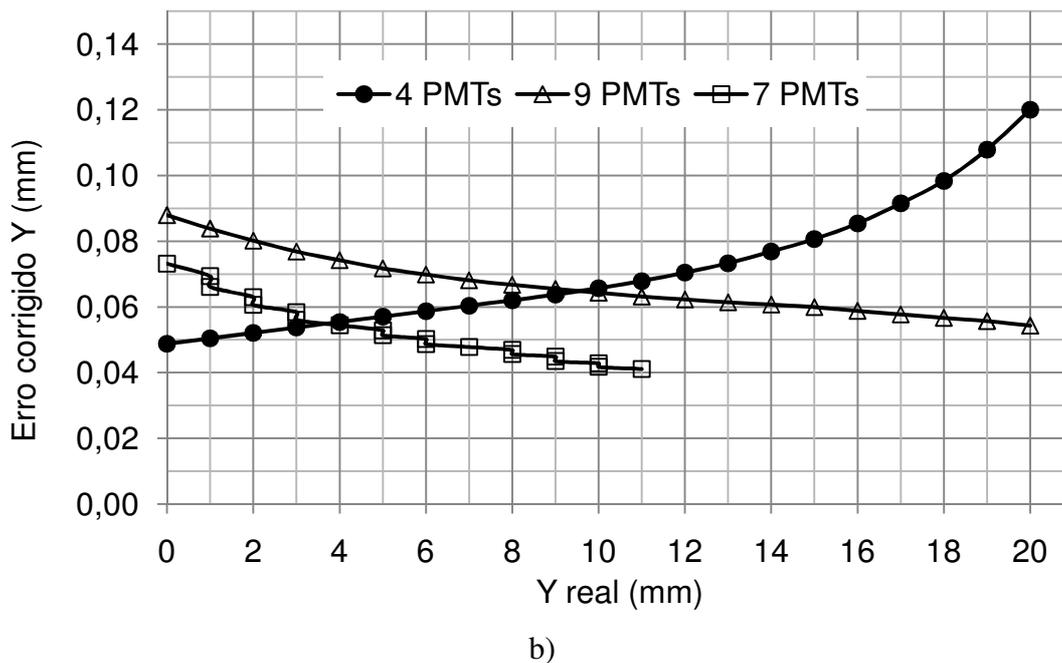


Figura 44. Erros das posições X em a) e Y em b) calculadas pelo algoritmo do centro de gravidade, corrigidos do efeito de não-linearidade, ao longo do varrimento diagonal.

Varrimento total

Os erros estatísticos das posições foram calculados para todos os pontos simulados. O mapeamento do erro total obtido para as três disposições de fotomultiplicadores encontra-se na Figura 45.

A disposição de fotomultiplicadores hexagonal é a melhor solução para reduzir os erros estatísticos ao longo de toda a área irradiada.

Com a configuração de 2x2 fotomultiplicadores obtêm-se os erros menores na região central, mas os erros crescem rapidamente com o aumento da distância ao centro e para distâncias superiores a ~50% do comprimento da célula unitária já apresentam erros superiores aos obtidos nas restantes disposições. A disposição quadrada com nove elementos apresenta uma distribuição de erros mais uniforme, ao longo do varrimento.

De um modo geral, o erro diminui com a distribuição mais equitativa de fótons por vários fotomultiplicadores e com a utilização de disposições de fotomultiplicadores mais compactas, onde a fracção de área morta de detecção é menor.

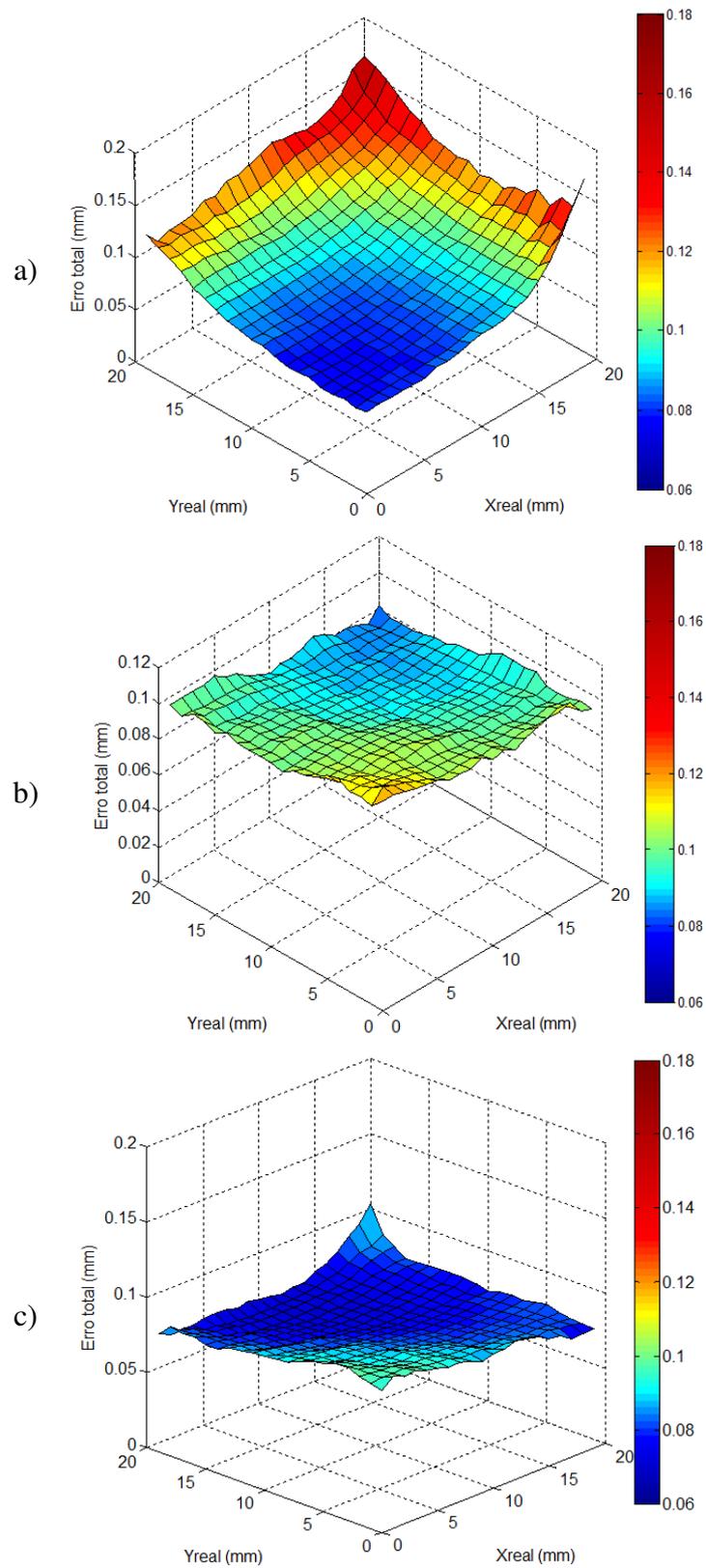


Figura 45. Erro total das posições calculadas pelo algoritmo do centro de gravidade corrigido do efeito de não-linearidade, para as configurações de 2×2 fotomultiplicadores em a) 3×3 fotomultiplicadores em b) e 7 fotomultiplicadores em c).

2.5. ANÁLISE DE DADOS EXPERIMENTAIS

Os dados adquiridos com a configuração de quatro fotomultiplicadores foram recolhidos no osciloscópio, tal como se descreve na secção 2.2.5.1. De seguida apresenta-se o processamento dos dados experimentais, desde a formatação dos impulsos e a exclusão de sinais indesejáveis, até ao cálculo das posições reconstruídas e dos seus erros. O comportamento do sistema de detecção em função do número de fótons emitidos foi estudado. A resolução espacial foi medida ao longo de um varrimento no eixo dos XX.

A resolução espacial também foi medida experimentalmente para as disposições de maior número de fótons (quadrada com nove elementos e hexagonal com sete elementos). Nestes casos, o cálculo das posições reconstruídas baseou-se nas amplitudes dos fotomultiplicadores convertidas num módulo ADC do sistema CAMAC como se descreve na secção 0. Os resultados obtidos com as três disposições de fotomultiplicadores são comparados.

Todos os programas de análise de dados foram desenvolvidos em MATLAB.

2.5.1. Processamento dos dados adquiridos

Tome-se como exemplo a aquisição de 1000 eventos recolhidos ao irradiar o detector na posição central, com raios X colimados pelo colimador de um furo com 0,5 mm de diâmetro e 27,5 mm de comprimento. Na polarização da câmara aplicou-se um campo eléctrico de deriva de 1kV/cm e diferenças de potencial de 380 V em cada GEM.

Análise de dados experimentais

Formatação dos impulsos

O manuseamento dos dados é facilitado invertendo a polaridade dos sinais e ajustando a linha de base, como se exemplifica na Figura 46 para um evento.

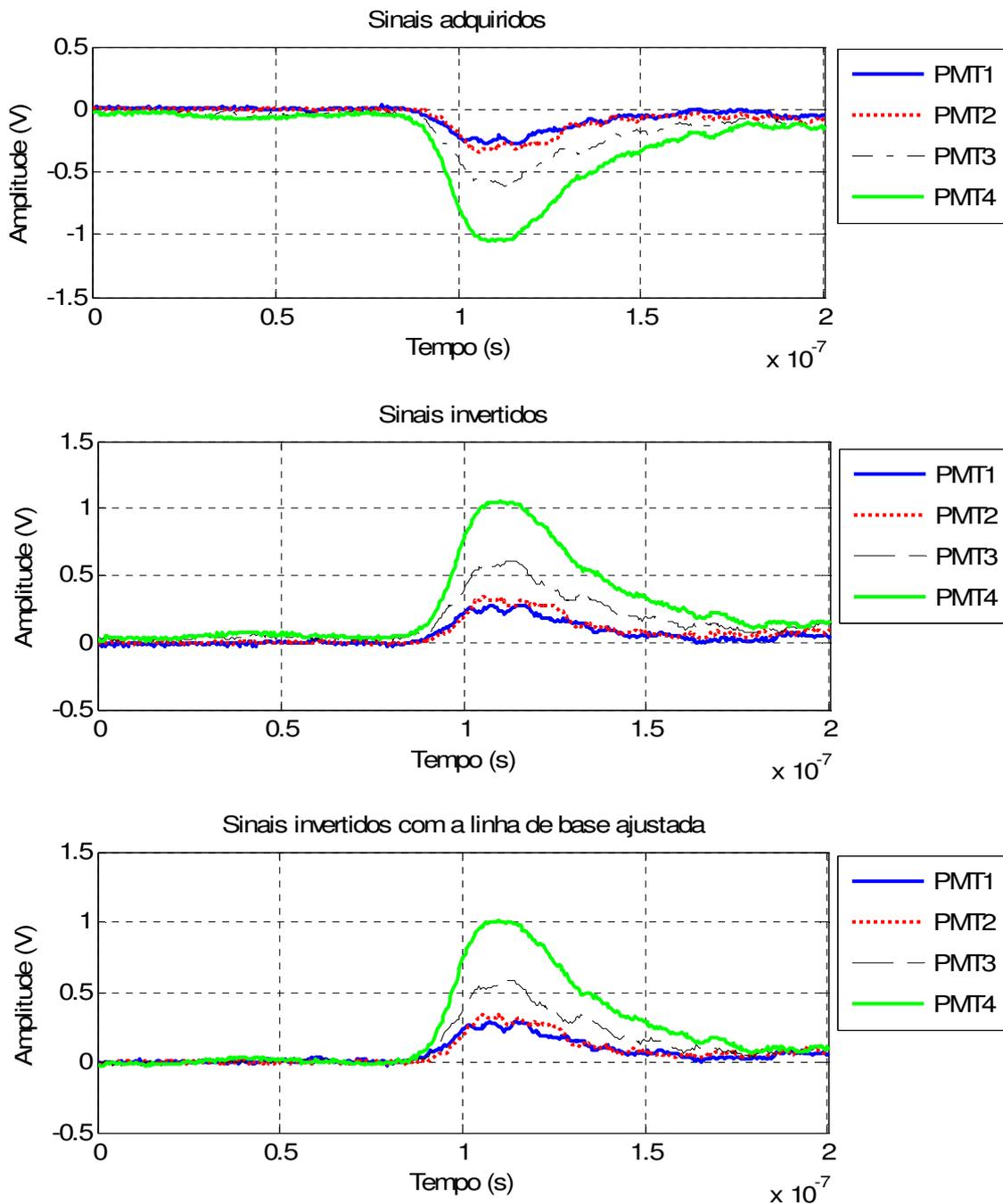


Figura 46. Sinais de um evento adquiridos no osciloscópio. Os sinais são invertidos e é ajustada a sua linha de base.

A amplitude dos quatro sinais é corrigida devido às diferenças de ganho dos fotomultiplicadores, multiplicando cada sinal, ponto por ponto, pelos factores de correcção determinados na secção 2.3.4.

O sinal soma dos sinais dos quatro fotomultiplicadores é calculado para cada evento, como se ilustra na Figura 47.

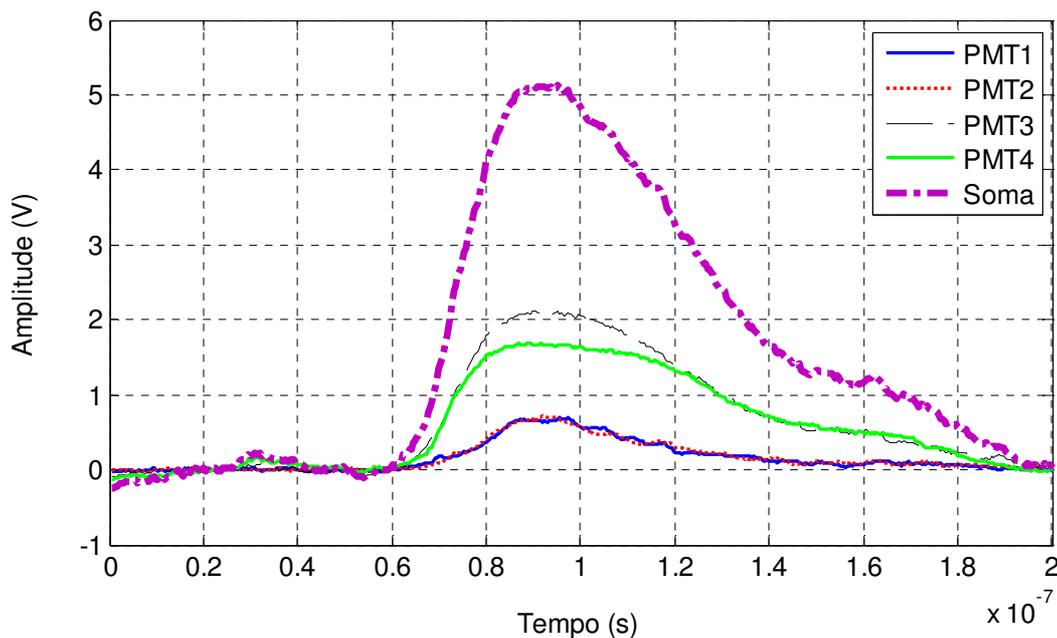


Figura 47. Sinais dos quatro fotomultiplicadores adquiridos num evento e respectivo sinal soma.

Duração dos sinais

A duração de cada evento é calculada como o intervalo de tempo em que o sinal soma está acima de uma percentagem do seu valor máximo, tipicamente 20%, como se exemplifica na Figura 48.

O histograma das durações obtidas para todos os eventos recolhidos encontra-se na Figura 49. A duração dos sinais é de $53 \pm 1,5$ ns.

A nuvem de electrões primários tem uma dimensão da ordem de ~ 200 μm (secção 1.3.1.1) e desloca-se a uma velocidade de deriva de $5,3$ $\text{cm}/\mu\text{s}$ (Figura 8), de modo que

Análise de dados experimentais

o tempo necessário para atravessar um GEM é ~ 4 ns. As durações obtidas, bastante superiores a este valor, são dominadas pela estrutura temporal da emissão da luz de cintilação.

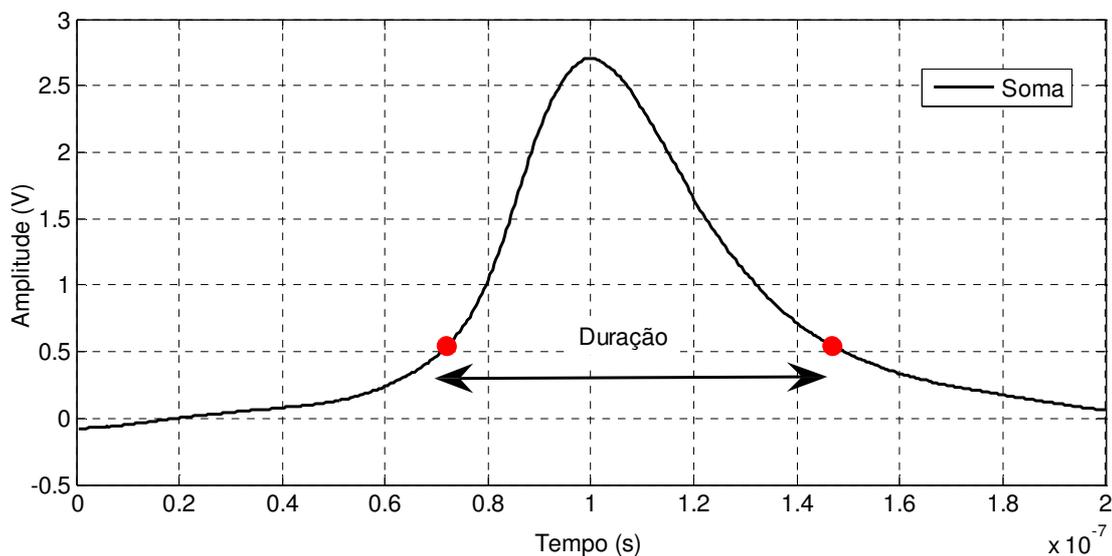


Figura 48. Duração de um sinal soma, determinada como o intervalo de tempo em que o sinal está acima de 20% seu valor máximo.

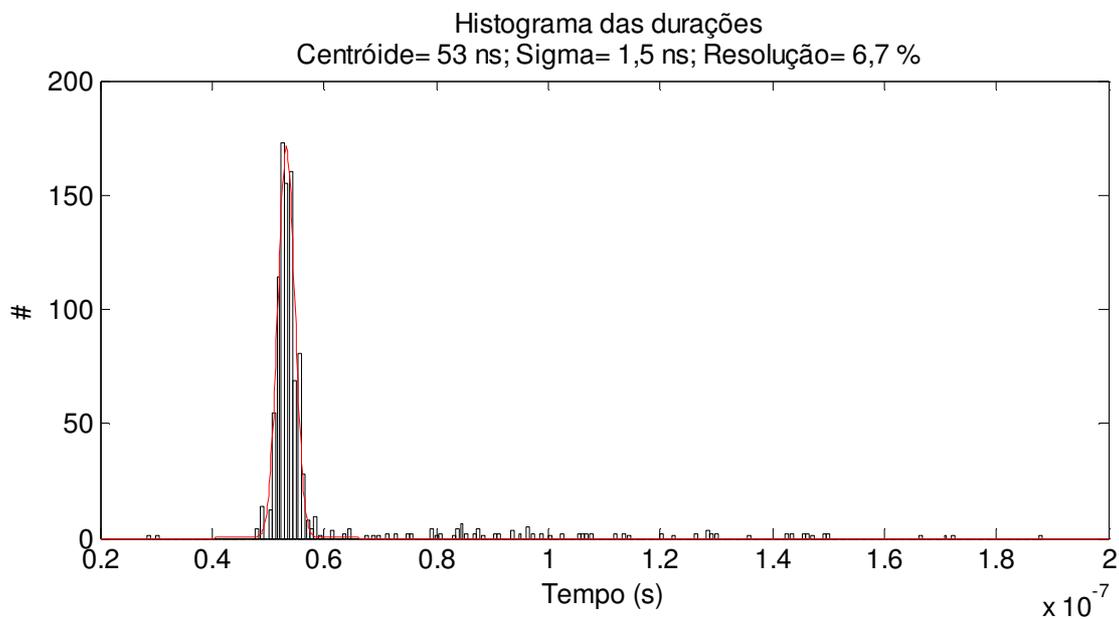


Figura 49. Histograma das durações de 1000 eventos.

As flutuações das durações devem-se sobretudo à resolução temporal do fotomultiplicador e do amplificador. Segundo as especificações, o tempo de subida do impulso no ânodo dos fotomultiplicadores é de 2,8 ns e o tempo de subida do amplificador Lecroy 612 é inferior a 2 ns .

A discretização da leitura dos dados no osciloscópio em 500 pontos tem uma contribuição de 0,4 ns para o erro na duração.

Conjugando estes três factores independentes, o erro total na duração dos impulsos será:

$$Erro_{duração} = \sqrt{2,8^2 + 2,0^2 + 0,4^2} = 3,5 ns$$

O valor de 3,5 ns é coerente com a largura a meia altura determinada no histograma das durações.

Exclusão de sinais por duração e por quantidade de luz

A rejeição de eventos recolhidos é feita por duração e por amplitude.

A rejeição de eventos por duração ocorre com base na curva Gaussiana de ajuste ao pico do histograma das durações. Os sinais com durações fora de ± 3 desvios padrão em relação ao centróide são excluídos.

Por uma questão de simplicidade, designa-se por “luz” (em unidades arbitrárias) o integral de um impulso recolhido no osciloscópio, não se calculando explicitamente o respectivo número de fótons. Esta abordagem é suficiente para efectuar uma análise comparativa das intensidades luminosas recolhidas nos vários eventos e da sua distribuição pelos vários fotomultiplicadores. Na Figura 50 encontram-se os histogramas da luz detectada nos quatro fotomultiplicadores para todos os eventos adquiridos e na Figura 51 representa-se o histograma dos respectivos sinais soma. As resoluções calculadas dos histogramas são da ordem de 20%.

Análise de dados experimentais

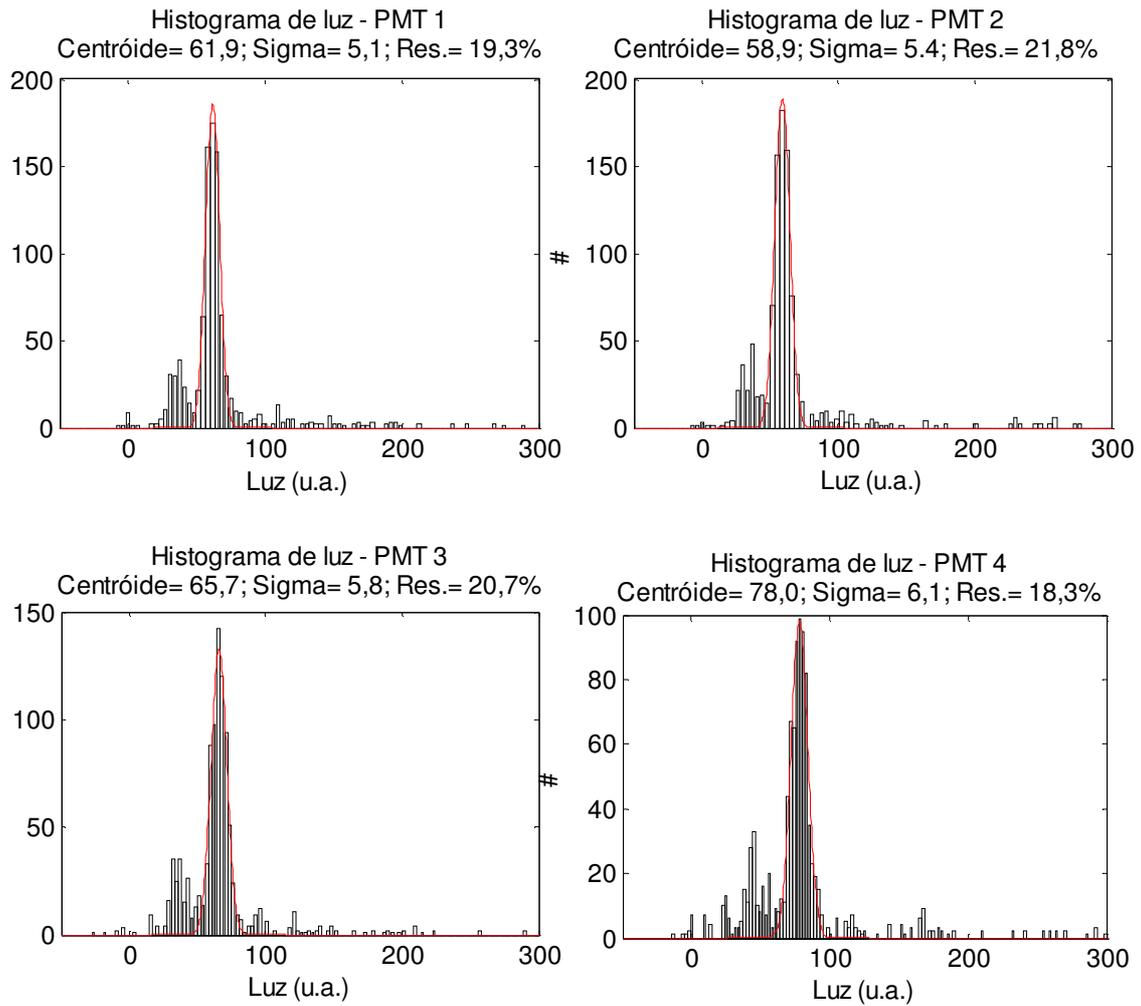


Figura 50. Histogramas das quantidades de luz recolhidas em cada um dos quatro fotomultiplicadores.

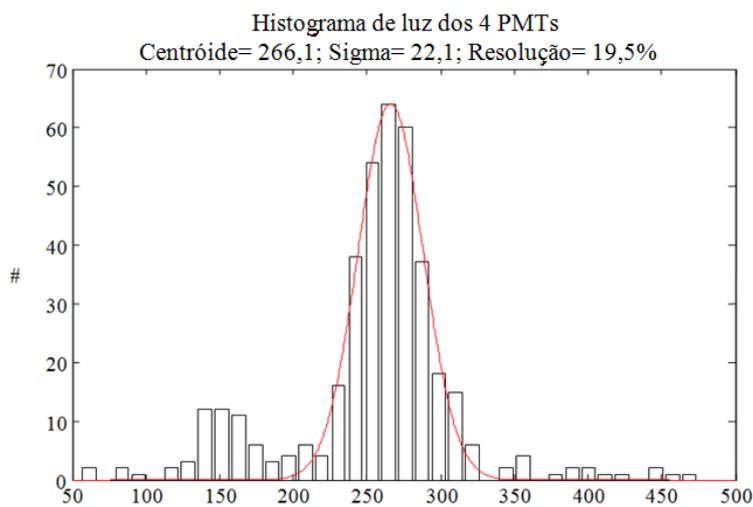


Figura 51. Histograma da quantidade de luz total recolhida nos quatro fotomultiplicadores.

De forma análoga à exclusão por duração, a exclusão de um evento por amplitude ocorre se o sinal soma tiver a amplitude fora do intervalo delimitado por ± 3 desvios padrão em relação ao centróide da curva Gaussiana de ajuste.

No exemplo em análise, 567 eventos são rejeitados pelos critérios de duração e/ou de amplitude (564 não cumprem o critério de amplitude e 384 não cumprem o critério de duração).

Cálculo das posições X e Y

O cálculo das posições X e Y dos eventos que não foram excluídos é efectuado com os sinais de luz dos vários fotomultiplicadores através do algoritmo do centro de gravidade (Tabela 10). Os pontos reconstruídos e os respectivos histogramas das posições X e Y estão representados na Figura 52.

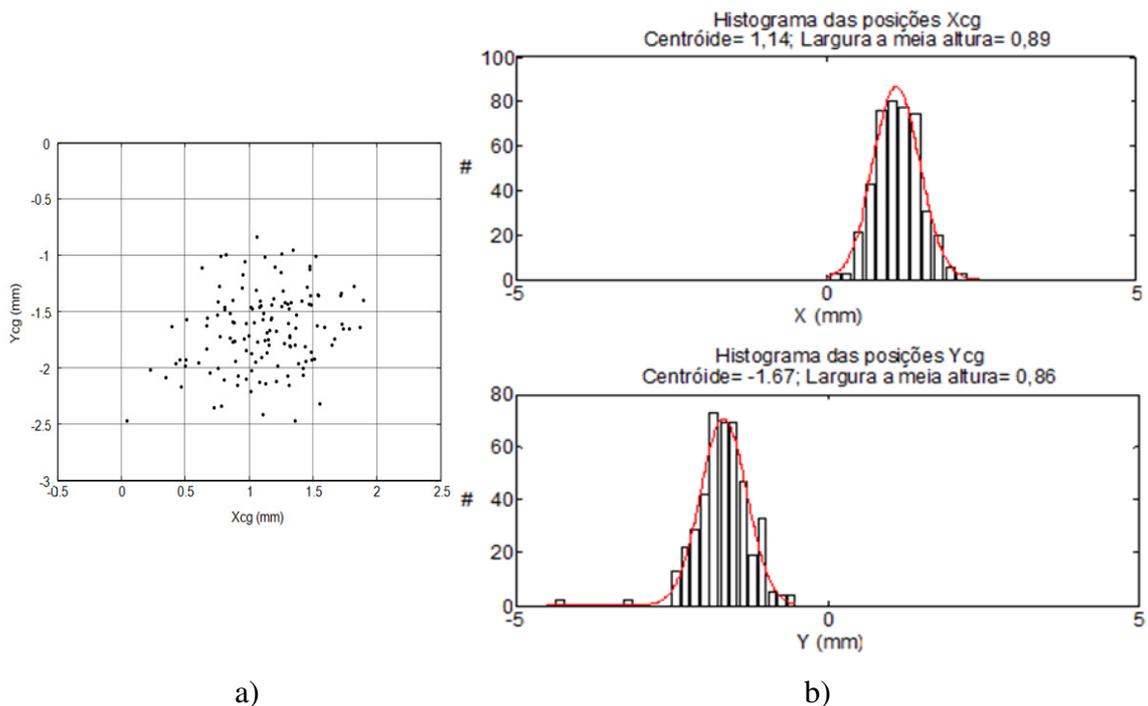


Figura 52. Posições calculadas através do algoritmo do centro de gravidade em a) e respectivos histogramas em b).

As posições reconstruídas e os respectivos erros são corrigidos do efeito de não linearidade, usando os diferenciais obtidos por simulação (secção 2.4.4.1). Após

Análise de dados experimentais
efectuar esta correcção, as larguras a meia altura obtidas são de 0,93 mm para ambas as direcções.

2.5.2. Comportamento do sistema de detecção com o número de fótons emitidos

A tensão de polarização do triplo GEM foi alterada, variando a diferença de potencial aplicada em cada GEM desde 330 V a 390 V em passos de 10 V, para estudar o comportamento do sistema de detecção em função do número de fótons emitidos. Para cada polarização adquiriram-se 1000 eventos irradiando o detector próximo da posição central.

A soma da luz recolhida nos quatro fotomultiplicadores, em função da diferença de potencial aplicada em cada GEM, revela o comportamento exponencial esperado, como se pode observar na Figura 53.

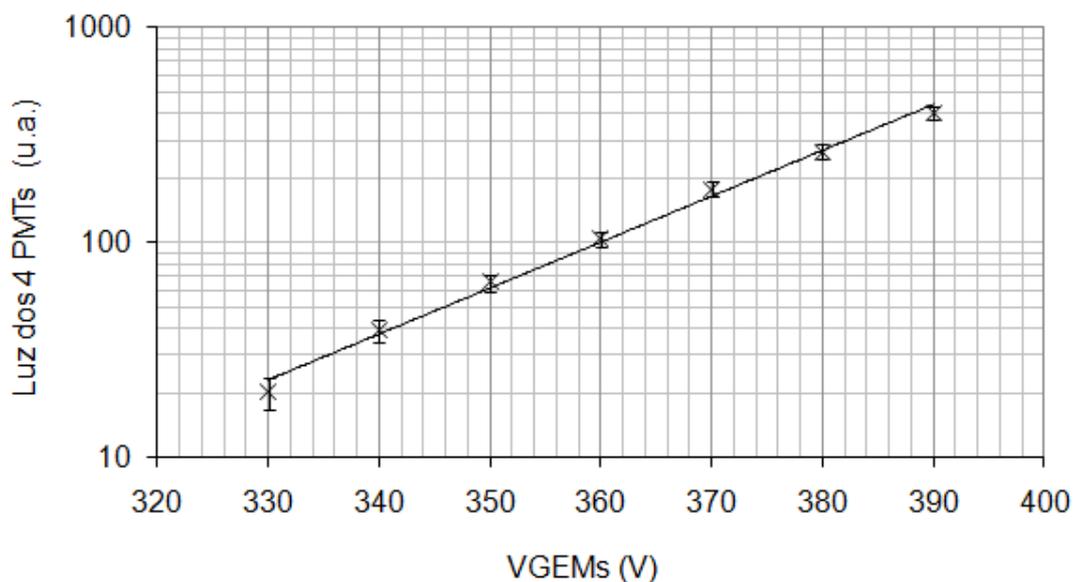


Figura 53. Variação da luz total com as tensões aplicadas em cada GEM.

Em termos de duração, o aumento da tensão de polarização do triplo GEM corresponde a um ligeiro aumento da duração, que se visualiza na Figura 54. Provavelmente, este efeito deve-se ao aumento da dimensão da nuvem de electrões secundários.

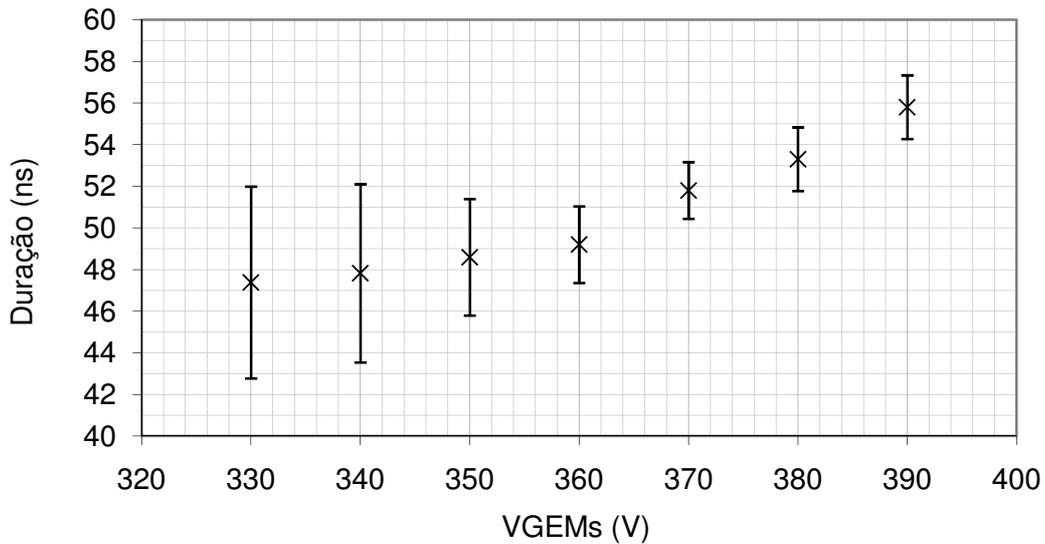


Figura 54. Variação da duração dos sinais com a tensão aplicada em cada GEM do triplo GEM.

As larguras a meia altura das curvas Gaussianas de ajuste aos histogramas da duração diminuem com o aumento das tensões aplicadas nos GEMs, de tal forma que a resolução tem uma redução significativa de 23% para 6%, ao incrementar as tensões nos GEMs de 330 V para 370 V. Para tensões superiores, a resolução da duração mantém-se na ordem de 6%. (Figura 55)

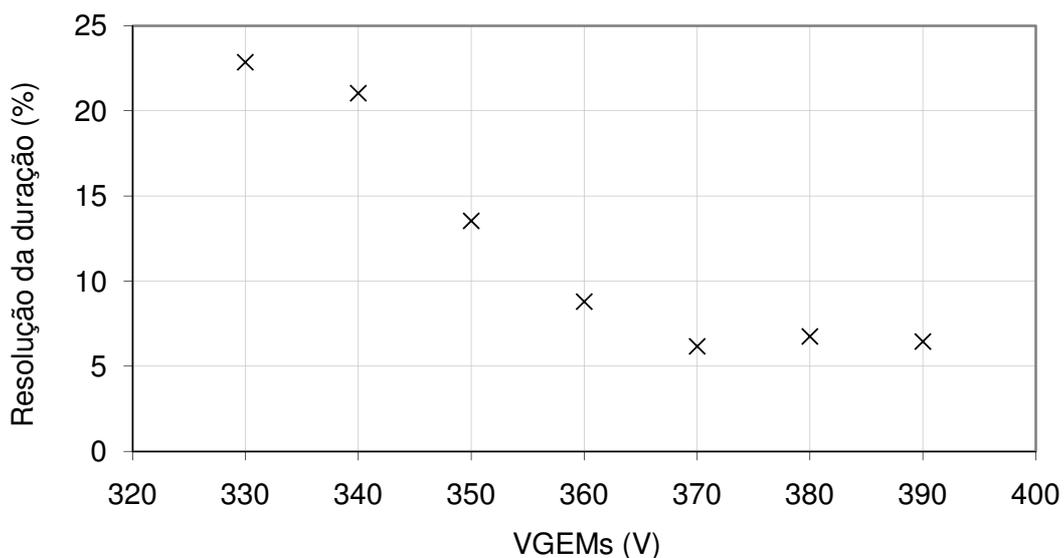


Figura 55. Resolução da duração dos sinais em função das diferenças de potencial aplicadas nos GEMs.

Análise de dados experimentais

As posições X e Y obtidas para as várias tensões de polarização testadas, representadas na Figura 56 são concordantes.

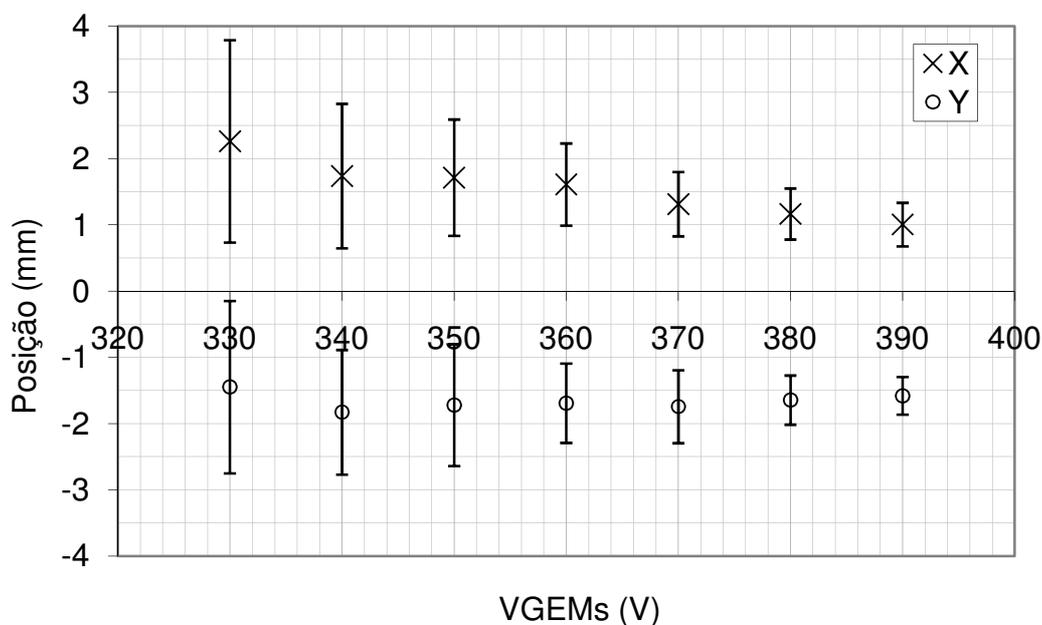


Figura 56. Posições X e Y reconstruídas para várias diferenças de potencial aplicadas nos GEMs, sem alterar o ponto de irradiação.

As larguras a meia altura obtidas dos histogramas das posições calculadas pelo algoritmo do centro de gravidade foram corrigidas do efeito da não-linearidade usando os diferenciais determinados por simulação. Adicionalmente, desconvoluiu-se o efeito do alargamento do feixe devido à colimação, estimado em 0,67 mm (secção 2.2.2). Os resultados obtidos encontram-se no gráfico da Figura 57. Apesar dos erros experimentais serem bastante superiores aos erros obtidos por simulação (secção 2.4.3), as curvas de erro têm a mesma forma, proporcional ao inverso da raiz quadrada do número de fótons emitidos.

De acordo com os resultados experimentais, a resolução em posição inferior a 1 mm obtém-se quando o número de fótons emitido é superior a $\sim 5 \times 10^5$ (para tensões de polarização dos GEMs superiores a 370 V). Para diferenças de potencial aplicadas nos GEMs de 380 V ($\sim 1,1 \times 10^6$ fótons) e 390 V ($\sim 1,9 \times 10^6$ fótons), as resoluções em posição são da ordem de 0,7 mm e 0,4 mm, respectivamente.

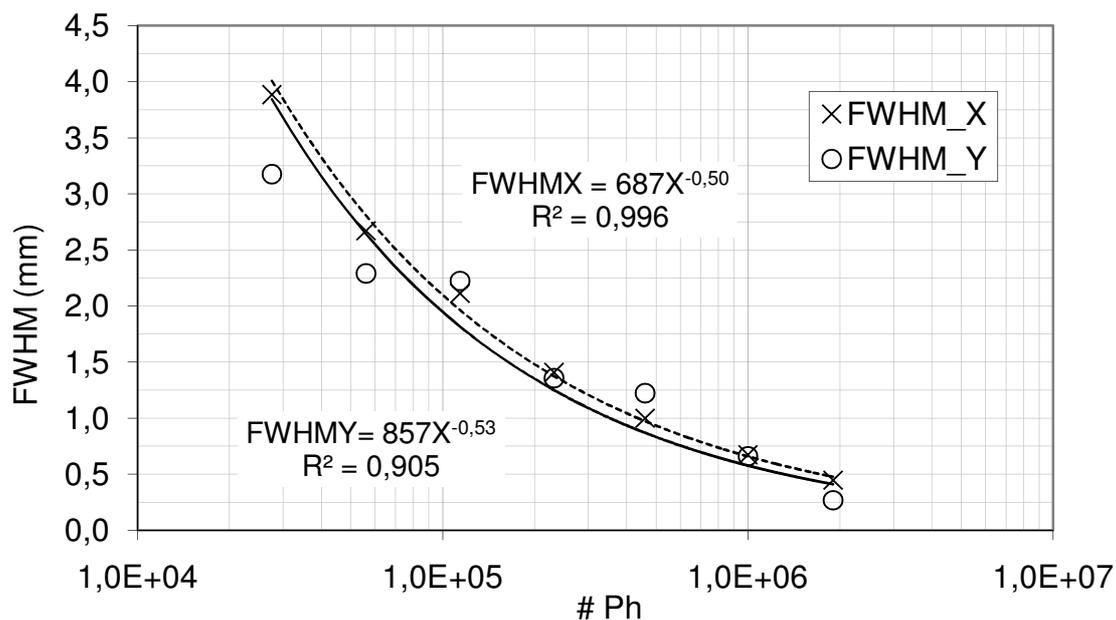


Figura 57. Larguras a meia altura, corrigidas da não-linearidade e com desconvolução do alargamento do feixe, em função do número de fótons emitido pelo triplo GEM.

Apesar das tensões de polarização mais altas favorecerem a resolução em posição, também aumentam a probabilidade de ocorrerem descargas nos GEMs, tornando a sua operação mais insegura. A escolha da tensão de operação dos GEMs resulta de um compromisso entre estes dois factores.

2.5.3. Resolução espacial

A resolução espacial foi medida ao longo de um varrimento no eixo dos XX usando a configuração de 2x2 fotomultiplicadores para a leitura da luz de cintilação produzida no triplo GEM, aplicando tensões de polarização de 370 V e de 380 V em cada GEM.

Com as disposições de maior número de fotomultiplicadores, a resolução espacial foi medida em vários pontos usando tensões de polarização nos GEMs de 370 V.

Os raios X emitidos pela fonte de ^{55}Fe foram colimados usando o colimador de 5 furos de 0,5 mm de diâmetro e 20 mm de comprimento.

2.5.3.1. Resolução espacial medida com a disposição de quatro fotomultiplicadores

O varrimento horizontal realizou-se ao longo do eixo dos XX desde a posição central até à posição X=15 mm, em passos de 3 mm. Em cada posição adquiriram-se quatro séries de 5000 eventos, variando as diferenças de potencial aplicadas nos GEMs desde 350 V a 380 V, em passos de 10 V. O campo eléctrico de deriva usado foi de 1 kV/cm e os fotomultiplicadores foram polarizados com tensões de 950 V, a que correspondem ganhos $\sim 6 \times 10^5$.

As posições reconstruídas ao longo do eixo dos XX, para as várias polarizações do triplo GEM, encontram-se na Figura 58. Numa simples inspecção visual, verifica-se que a imagem reconstruída dos cinco pontos irradiados simultaneamente ganha nitidez com o aumento das diferenças de potencial aplicadas nos GEMs e degrada-se ligeiramente com o afastamento da origem do sistema de eixos.

A resolução espacial foi calculada a partir das imagens reconstruídas para todas as posições irradiadas polarizando os GEMs com 370 V e 380 V.

Tome-se para análise a figura obtida ao irradiar o detector na posição central e aplicando diferenças de potencial de 380 V em cada GEM. A designação adoptada para identificar os furos encontra-se na Figura 59.

A resolução espacial foi obtida dos histogramas das posições X e Y reconstruídas correspondentes ao furo 5, que se encontram sem correcção de linearidade na Figura 60.

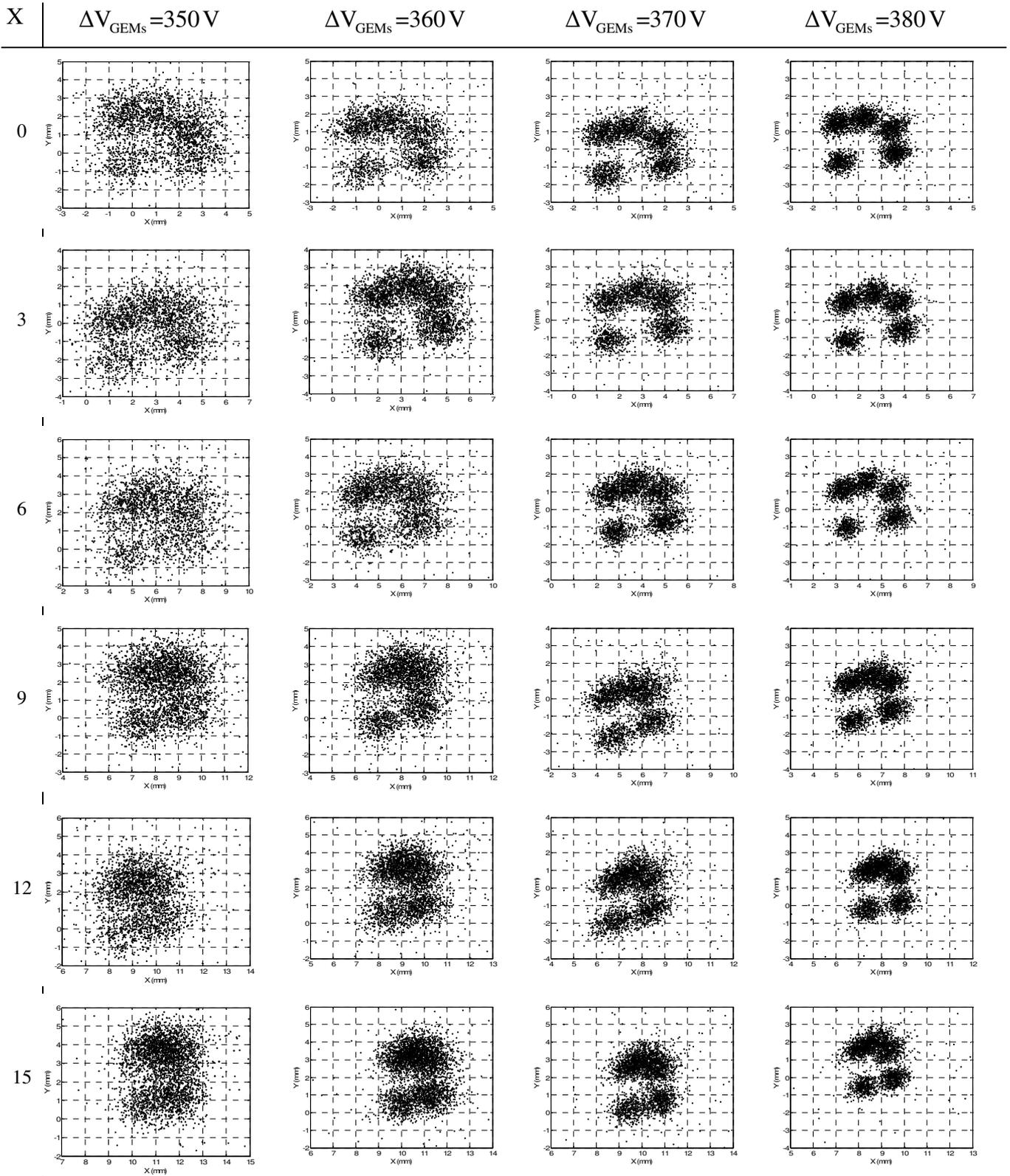


Figura 58. Imagens de 5 furos reconstruídas, em diversas posições ao longo do eixo dos XX, para várias diferenças de potencial aplicadas aos GEMs.

Análise de dados experimentais

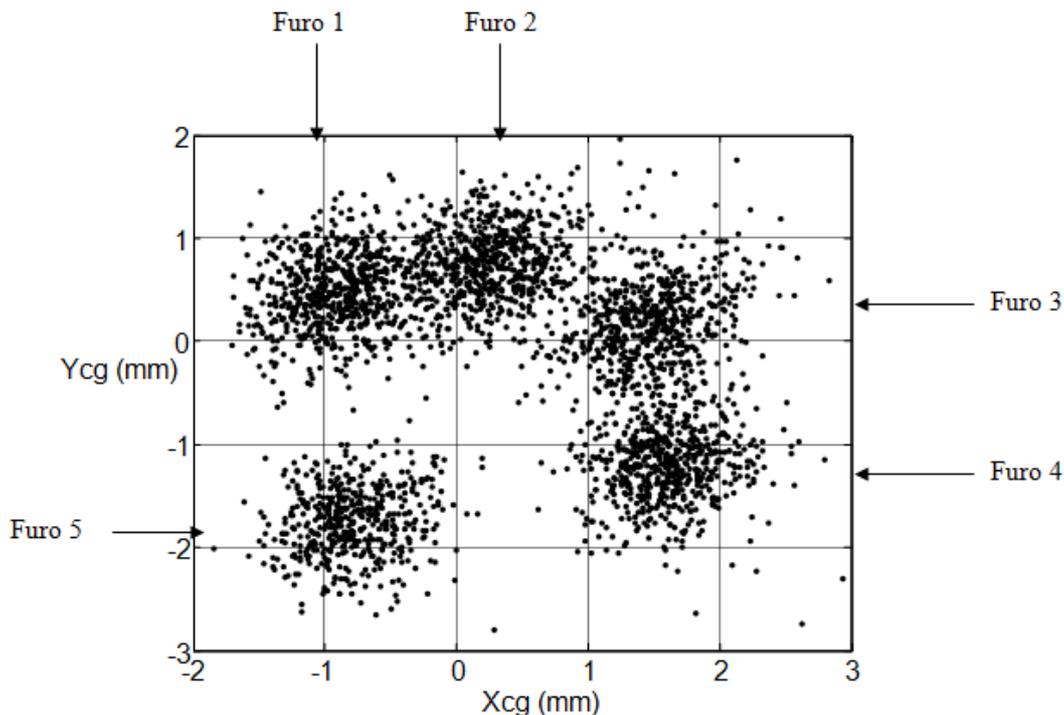


Figura 59. Posições reconstruídas ao irradiar o detector na posição central simultaneamente em cinco pontos. As tensões aplicadas a cada GEM são de 380 V. A numeração escolhida para os furos está indicada na figura.

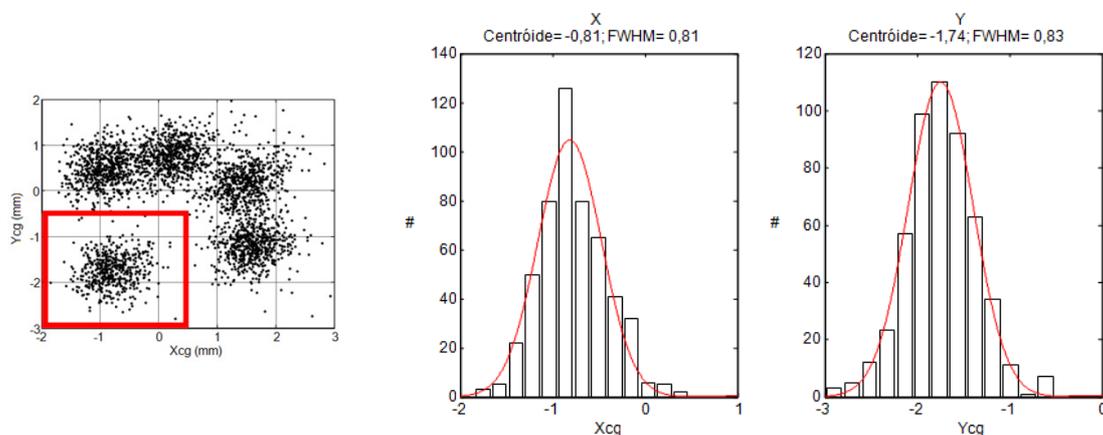


Figura 60. Histogramas das posições X e Y (não corrigidas) correspondentes ao furo 5.

As larguras a meia altura retiradas dos histogramas ($FWHM_{X_{cg}}$ e $FWHM_{Y_{cg}}$) são corrigidas do efeito de não linearidade ($FWHM_{X_c}$ e $FWHM_{Y_c}$) e é-lhes desconvoluído 0,85 mm devido ao de alargamento do feixe (ver secção 2.2.2), obtendo-se as larguras a meia altura $FWHM_X$ e $FWHM_Y$. A Tabela 12 resume as operações efectuadas para o

furo assinalado na Figura 60. A correcção de não-linearidade do algoritmo do centro de gravidade foi feita através dos diferenciais obtidos por simulação, tal como nas secções anteriores. Os valores corrigidos são próximos do valor médio de alargamento do feixe, sendo este o efeito que domina a resolução espacial. A largura a meia altura corrigida em X até é ligeiramente inferior a 0,85 daí se ter apresentado $FWHM_X = 0$. Logicamente este valor “impossível” não é suficiente para avaliar a resolução em posição do sistema experimental.

Tabela 12 Correcção do efeito de não-linearidade e desconvolução do alargamento do feixe para as larguras a meia altura das posições X e Y do furo 5 da Figura 59 usando os diferenciais simulados.

$FWHM_{Xcg}$	$FWHM_{Ycg}$	Dif_X	Dif_Y	$FWHM_{Xc}$	$FWHM_{Yc}$	$FWHM_X$	$FWHM_Y$
0,81	0,83	0,97	0,93	0,83	0,89	0	0,24

Uma correcção mais realista pode ser baseada nas distâncias reais entre os furos do colimador, que neste caso são conhecidas. A largura a meia altura em X é corrigida pela razão entre a distância horizontal real entre dois furos, ΔX_r , e a distância entre as respectivas posições reconstruídas, ΔX_{cg} , através da relação:

$$FWHM_{Xc} = FWHM_{Xcg} \frac{\Delta X_r}{\Delta X_{cg}} \quad (\text{Eq. 73})$$

Analogamente, as larguras a meia altura em Y são corrigidas através da distância vertical real entre dois furos, ΔY_r , e a respectiva distância reconstruída, ΔY_{cg} :

$$FWHM_{Yc} = FWHM_{Ycg} \frac{\Delta Y_r}{\Delta Y_{cg}} \quad (\text{Eq. 74})$$

Para as correcções em X e em Y usaram-se, respectivamente, os histogramas das posições X dos furos 4 e 5 e os histogramas das posições Y dos furos 1 e 5. As distâncias reais são de 3 mm em ambos os casos. Os histogramas referidos para a imagem da Figura 59 encontram-se na Figura 61.

Análise de dados experimentais

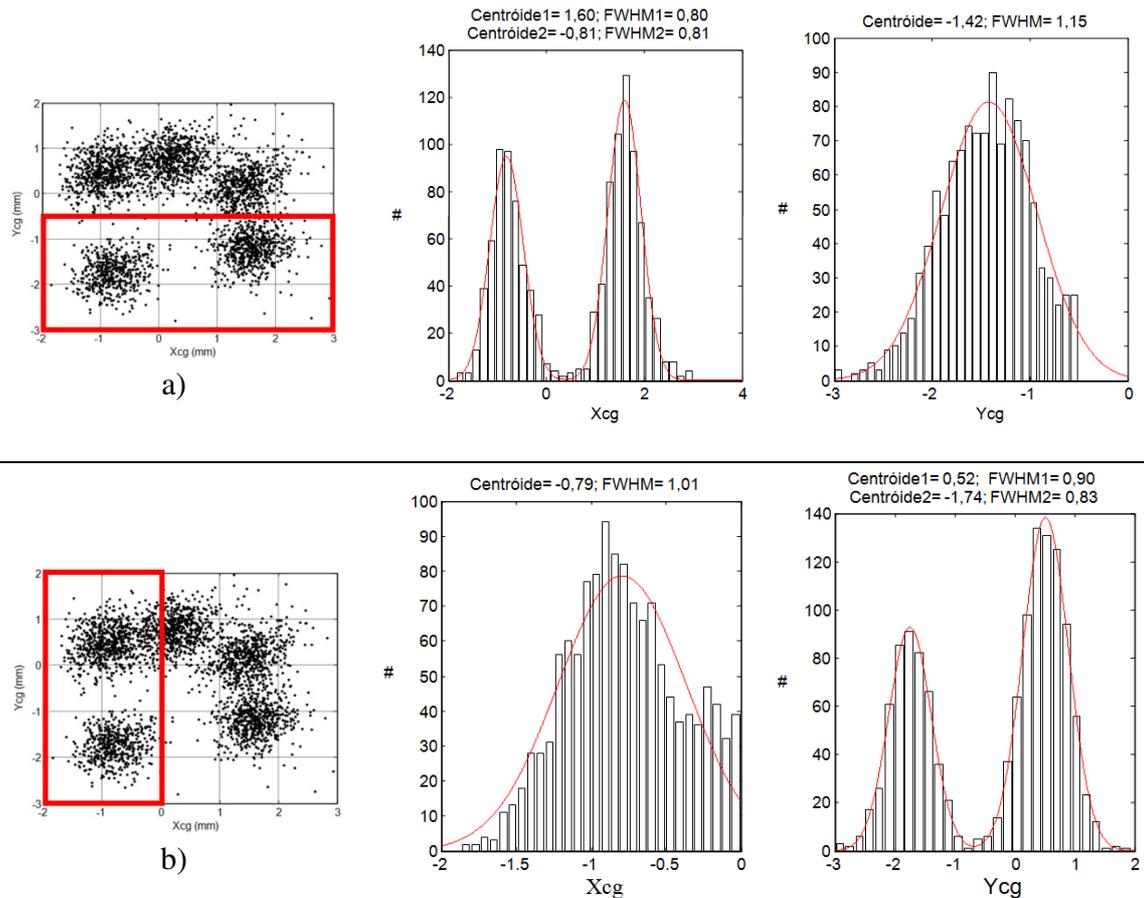


Figura 61. Histogramas das posições X e Y (não corrigidas) dos furos 4 e 5 em a) e dos furos 1 e 5 em b).

Os cálculos, onde se inclui também a desconvolução do alargamento do feixe, resumem-se na Tabela 13 .

Tabela 13 Correção do efeito de não-linearidade e desconvolução do alargamento do feixe para as larguras a meia altura das posições X e Y do furo 5 da Figura 59 usando as distâncias reais entre furos.

$FWHM_{X_{cg}}$	$FWHM_{Y_{cg}}$	ΔX_{cg}	ΔY_{cg}	ΔX_r	ΔY_r	$FWHM_{X_c}$	$FWHM_{Y_c}$	$FWHM_X$	$FWHM_Y$
0,81	0,83	2,41	2,26	3,0	3,0	1,01	1,09	0,54	0,69

As larguras a meia altura obtidas são de 0,5 mm em X e de 0,7 mm em Y, consideravelmente superiores às obtidas na Tabela 12 . Este facto resulta de uma maior compressão das posições determinadas experimentalmente relativamente ao esperado

por simulação. Esta característica, pode ser analisada comparando os diferenciais obtidos por simulação, Dif_X e Dif_Y , com os diferenciais $\frac{\Delta X_r}{\Delta X_{cg}}$ e $\frac{\Delta Y_r}{\Delta Y_{cg}}$, apresentados na Figura 62. Comprova-se que todos os diferenciais obtidos dos dados experimentais são inferiores aos simulados. A redução dos diferenciais em Y é cerca de 25% e a redução dos diferenciais em X varia entre 16% na posição central e 11% na posição X=15 mm.

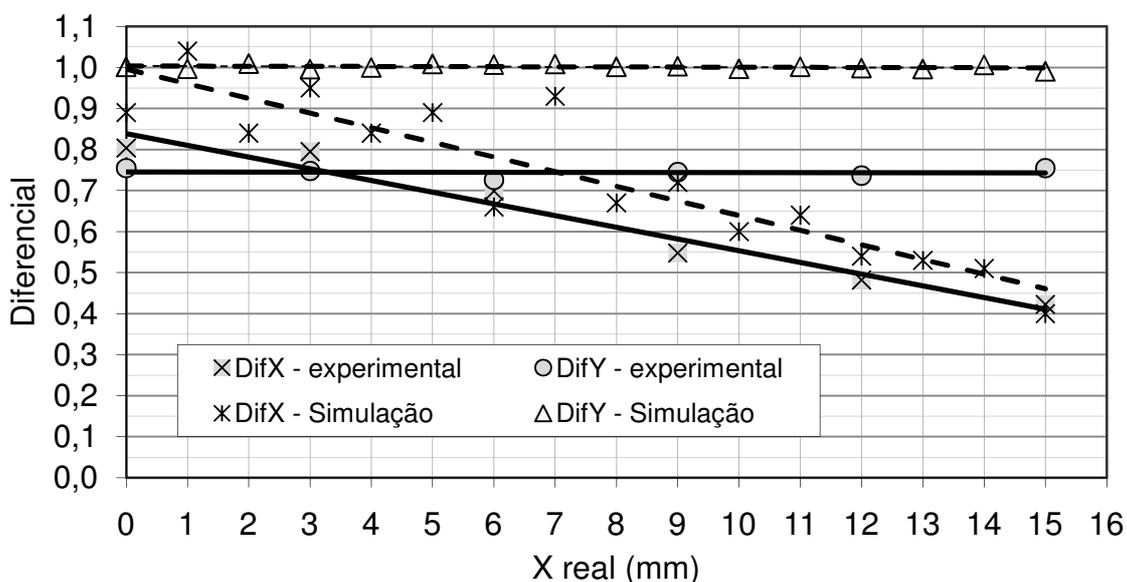


Figura 62. Diferenciais em X e em Y calculados com os dados experimentais e por simulação.

As larguras a meia altura em X e em Y, obtidas ao longo do varrimento horizontal, após serem corrigidas da não-linearidade através das distâncias reais entre furos e donde se desconstruiu o efeito do alargamento do feixe devido à colimação apresentam-se na Figura 63.

Ao longo do varrimento horizontal, o erro em X não sofre grande alteração nos primeiros milímetros de afastamento do centro, mas aumenta bastante para distâncias superiores a 30% do comprimento da célula unitária. O erro em Y mantém-se aproximadamente constante ao longo de todo o varrimento.

Análise de dados experimentais

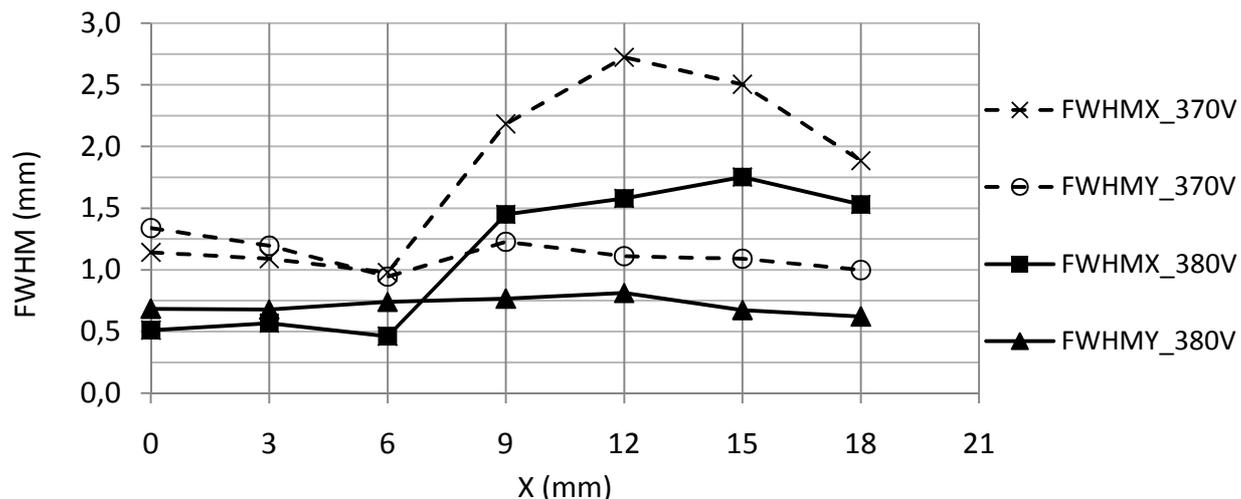


Figura 63. Larguras a meia altura dos histogramas das posições X e Y. As séries de dados estão corrigidas da não linearidade através das distâncias reais entre furos e têm desconvoluído o efeito do alargamento do feixe.

A melhoria da resolução espacial com o aumento das tensões de polarização nos GEMs de 370 V para 380 V é considerável. Os erros diminuem cerca de 60%.

A resolução espacial obtida na região central é inferior a 1 mm para as tensões de polarização nos GEMs de 380 V.

2.5.3.2. Resolução espacial medida com as disposições de nove e sete fotomultiplicadores

A resolução espacial medida usando as disposições de nove ou sete fotomultiplicadores foi calculada dos dados experimentais recolhidos ao irradiar o detector nas 14 posições indicadas na Figura 64. Oito pontos de irradiação incidem na área de uma célula unitária, também indicada na figura, e os restantes pontos encontram-se nos vértices de células unitárias que contêm o ponto central.

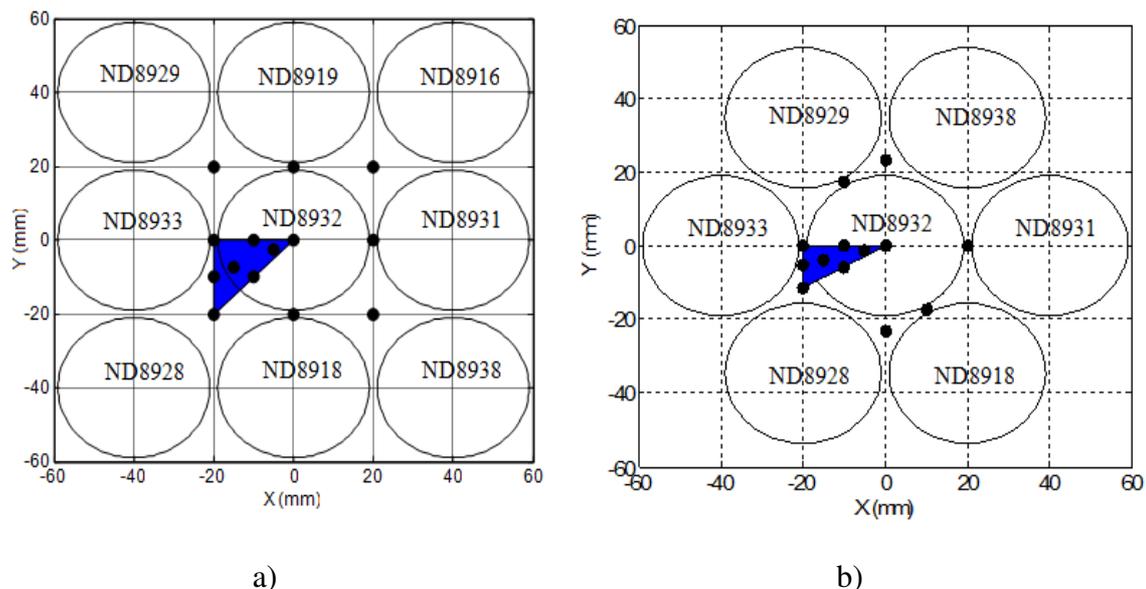


Figura 64. Pontos de irradiação do detector com a fonte de ^{55}Fe colimada pelo colimador de 5 furos nas disposições de 9 (a) e 7 (b) fotomultiplicadores. Em cada configuração, destaca-se uma célula unitária a sombreado e indicam-se as referências dos fotomultiplicadores utilizados.

Para facilitar a comparação entre os resultados obtidos com nove e sete fotomultiplicadores, os pontos irradiados nomearam-se com as designações indicadas na Figura 65. Os pontos extremos receberam a notação dos pontos cardeais (N - Norte, NE - Nordeste, E - Este, SE - Sudeste, S - Sul, SW - Sudoeste, W - Oeste e NW - Noroeste).

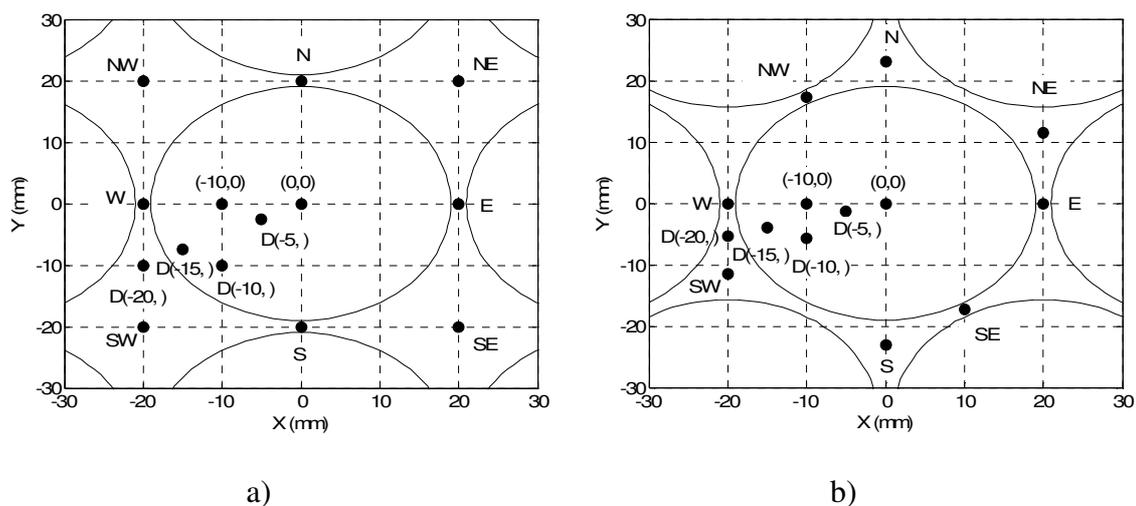


Figura 65. Designação comum dos pontos irradiados nas configurações de 9 (a) e 7 (b) fotomultiplicadores.

Análise de dados experimentais

Na polarização do detector, utilizou-se um campo eléctrico de deriva de 1 kV/cm e aplicaram-se 370 V de diferença de potencial em cada GEM. Os fotomultiplicadores foram polarizados com tensões de 750 V (ganho $\sim 6 \times 10^4$).

Em cada aquisição, recolheram-se as amplitudes convertidas no ADC do sistema CAMAC de 5000 eventos. Previamente mediram-se os pedestais dos canais do ADC que foram subtraídos às contagens.

Tome-se como exemplo uma aquisição de dados realizada com a configuração de nove fotomultiplicadores, ao irradiar o detector na posição central, para descrever as operações realizadas pelo programa de análise de dados.

Os histogramas das 5000 contagens lidas no ADC, respeitantes aos nove fotomultiplicadores encontram-se na Figura 66. Além do pico correspondente aos sinais convertidos, observam-se nos histogramas dois picos indesejáveis: um pico de fundo de baixas contagens (inferior a 100), provocado por ruído, e um pico de altas contagens (próximo de 2000) correspondente a sinais saturados. Como esperado, as conversões de maior amplitude correspondem aos sinais oriundos do fotomultiplicador 5, uma vez que a irradiação ocorre na posição central. Os fotomultiplicadores mais próximos do centro (3, 4, 6 e 8) têm amplitudes superiores aos que se encontram mais afastados (1, 3, 7 e 9).

As contagens são corrigidas das diferenças de ganho dos fotomultiplicadores usando os factores de calibração determinados na secção 2.3.4..

Para cada evento calcula-se o sinal soma, igual à soma das contagens dos nove fotomultiplicadores. O histograma do sinal soma para o exemplo em análise encontra-se na Figura 67.

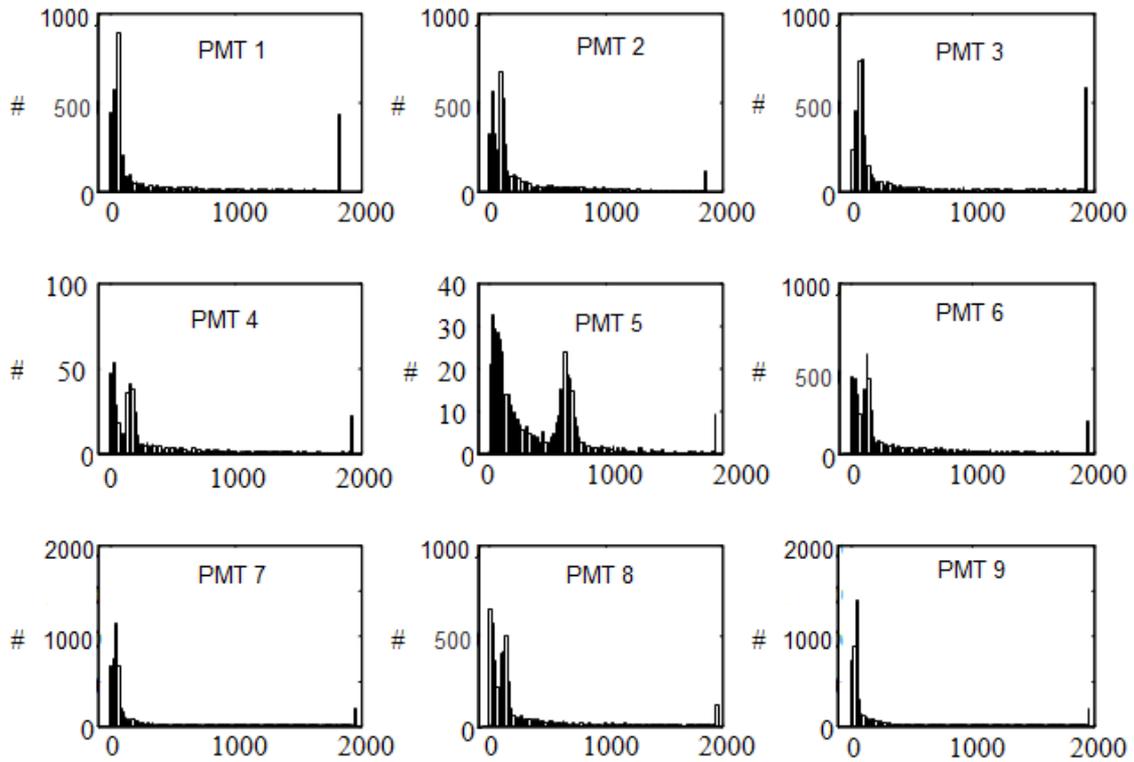


Figura 66. Histogramas das contagens medidas pelo ADC correspondentes aos sinais recolhidos nos 9 fotomultiplicadores numa aquisição de 5000 eventos.

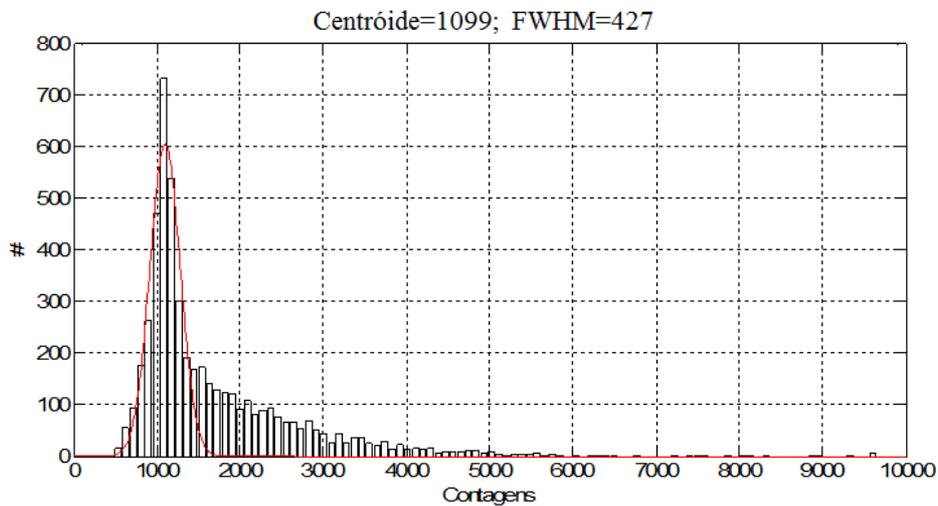


Figura 67. Histograma das contagens medidas nos nove fotomultiplicadores.

É efectuada a exclusão de eventos que tenham pelo menos uma das leituras dos fotomultiplicadores saturada e que tenham um sinal soma fora do intervalo de ± 3 desvios padrão da curva Gaussiana de ajuste ao histograma dos sinais soma. Segundo estes critérios, a percentagem de eventos rejeitados é cerca de 50 %.

Análise de dados experimentais

As posições reconstruídas dos eventos seleccionados encontram-se na Figura 68, onde são visíveis os 5 pontos de irradiação.

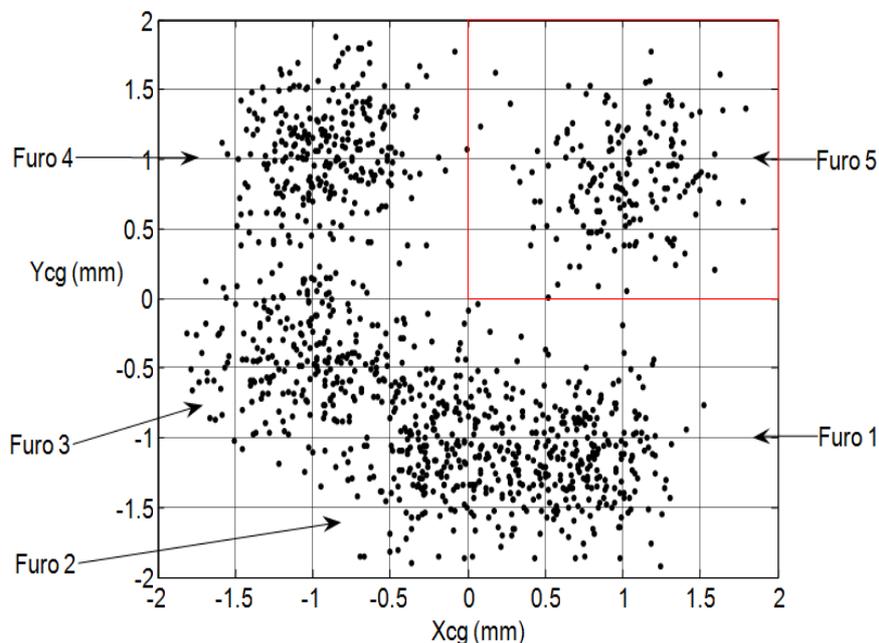


Figura 68. Imagem das posições reconstruídas ao irradiar o detector usando o colimador de 5 furos, na posição central, aplicando 370 V de diferença de potencial em cada GEM

À semelhança da análise realizada para a configuração de quatro fotomultiplicadores, a resolução em posição do sistema de detecção foi analisada com base nas larguras a meia altura das posições reconstruídas correspondentes ao furo 5, corrigidas da não-linearidade através das distâncias conhecidas entre furos. Para aferir as larguras a meia altura em X e em Y, usaram-se as distâncias entre os furos 4 e 5 e os furos 3 e 4, respectivamente. As larguras a meia altura corrigidas e com o alargamento devido à colimação desconvoluído apresentam-se na Figura 69, em conjunto para as configurações de nove e sete fotomultiplicadores. Os valores nulos correspondem a larguras a meia altura corrigidas inferiores ao valor usado para o alargamento do feixe.

As resoluções espaciais medidas apresentam grandes variações ao longo da área irradiada, desde 0,0 mm a 1,5 mm. Em ambas as disposições de fotomultiplicadores, a zona próxima do ponto D(-10,) apresenta os melhores resultados. Os erros mais elevados foram obtidos nos pontos N e E.

Na Tabela 14 indicam-se os valores médios das larguras a meia altura de todos os pontos adquiridos em cada varrimento e os respectivos desvios padrão.

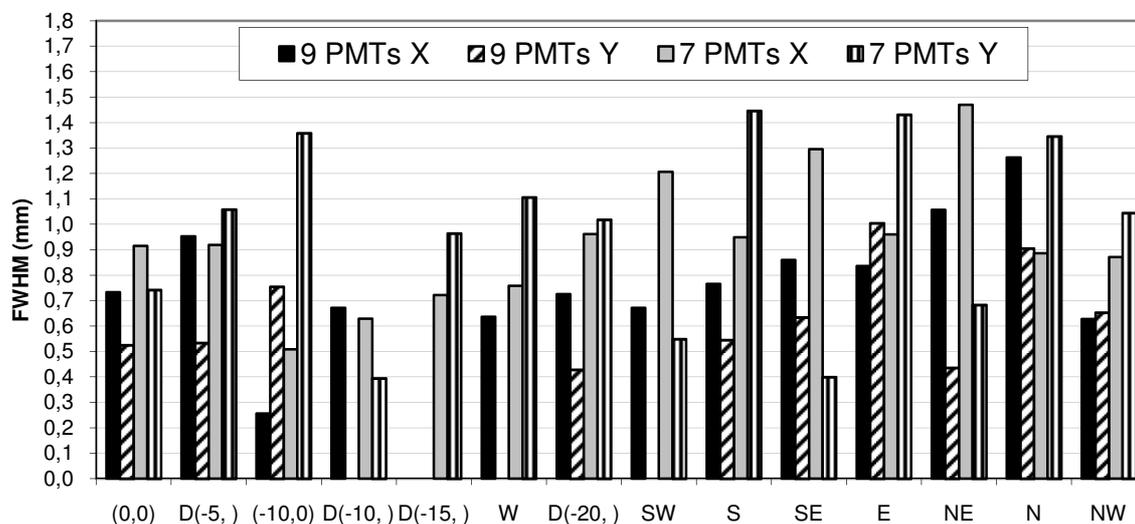


Figura 69. Comparação das larguras a meia altura dos histogramas das posições X e Y obtidas para as disposições de nove e sete fotomultiplicadores. Os valores foram corrigidos através das distâncias reais entre furos e têm desconvoluído o efeito do alargamento do feixe devido à colimação.

Tabela 14 Larguras a meia altura médias e respectivos desvios padrão de todos os pontos irradiados para as configurações de nove e sete fotomultiplicadores.

	FWHM X		FWHM Y	
	Média (mm)	Desvio Padrão (mm)	Média (mm)	Desvio Padrão (mm)
9 PMTs	0,7	0,3	0,5	0,3
7 PMTs	0,9	0,3	1,0	0,4

De um modo geral, a resolução em posição medida com o arranjo quadrado de nove fotomultiplicadores é melhor do que a resolução espacial obtida lendo a luz com sete fotomultiplicadores. Os resultados da simulação (secção 2.4.2), limitados à análise dos erros estatísticos, previam um melhor desempenho do arranjo hexagonal. Com efeito, além dos erros estatísticos, a resolução espacial é influenciada por vários factores: a não uniformidade de produção de luz no triplo GEM, afectada por possíveis defeitos que

Análise de dados experimentais

existam nos canais, por eventuais curvas ou vincos nas folhas de GEMs e à falta de paralelismo entre os 3 GEMs; a não uniformidade espacial de resposta dos fotomultiplicadores, da ordem de $\pm 10\%$ em relação à média (Hamamatsu, 2007), que advém de irregularidades na superfície do fotocátodo e da estrutura dos dínodos; os erros dos factores de correcção do ganho dos fotomultiplicadores; eventuais diferenças de polarização dos fotomultiplicadores devido ao uso de várias fontes de tensão; tolerância do posicionamento dos elementos do sistema experimental.

A comparação dos resultados alcançados com as disposições de maior número de fotomultiplicadores com a configuração mais simples de 2×2 elementos é dificultada porque os dados não foram adquiridos para os mesmos pontos de irradiação. Contudo a comparação das resoluções médias obtidas de todos os pontos analisados para cada disposição de fotomultiplicadores, permite confrontar o desempenho das três disposições. Usando tensões de polarização dos GEMs de 370 V, as resoluções obtidas são de $1,5 \pm 0,6$ mm, $0,6 \pm 0,3$ mm e $0,9 \pm 0,4$ mm, respectivamente para as disposições de quatro, nove e sete fotomultiplicadores. Dos resultados experimentais, depreende-se que a utilização de um maior número de elementos de leitura de luz é preponderante para a optimização da resolução espacial.

2.6. IMAGIOLOGIA DE NEUTRÕES TÉRMICOS

2.6.1. Introdução

A técnica de reconstrução de posição a partir da leitura de luz de cintilação produzida em microestruturas por um conjunto de fotomultiplicadores permite obter boa resolução espacial (<1 mm), a taxas de contagem elevadas (< 10 MHz), e abranger áreas de detecção consideráveis (~ 100 cm²). Estas características são atractivas para imagiologia de neutrões térmicos, uma área de aplicação dos detectores gasosos desenvolvidos no LIP-Coimbra. Nos últimos anos projectaram-se e testaram-se detectores com *microstrips* e com GEMs, optimizando a geometria e a mistura gasosa de enchimento (M. M. R. Fraga, et al., 2003), recolhendo sinais de carga e/ou de luz de cintilação (F. A. F. Fraga, et al., 2002) (Manzin, et al., 2004) (T.L. van Vuure, 2001).

A câmara é cheia com uma mistura gasosa que contém ³He. A detecção do neutrão ocorre de modo indirecto através da reacção nuclear de captura do neutrão por um átomo de ³He :



A detecção dos produtos da reacção comprova a captura do neutrão. Estes são emitidos em direcções diametralmente opostas, recebendo o protão 573 keV e o trítio 191 keV da energia libertada.

O poder de paragem de ³He é relativamente baixo, sendo o alcance dos produtos de reacção, numa atmosfera de ³He de vários centímetros. No gráfico da Figura 70 apresenta-se o alcance de protões de 573 keV de energia em função da pressão, para vários gases que podem ser usados na mistura gasosa para aumentar o poder de paragem, a fim de melhorar a resolução em posição do detector.

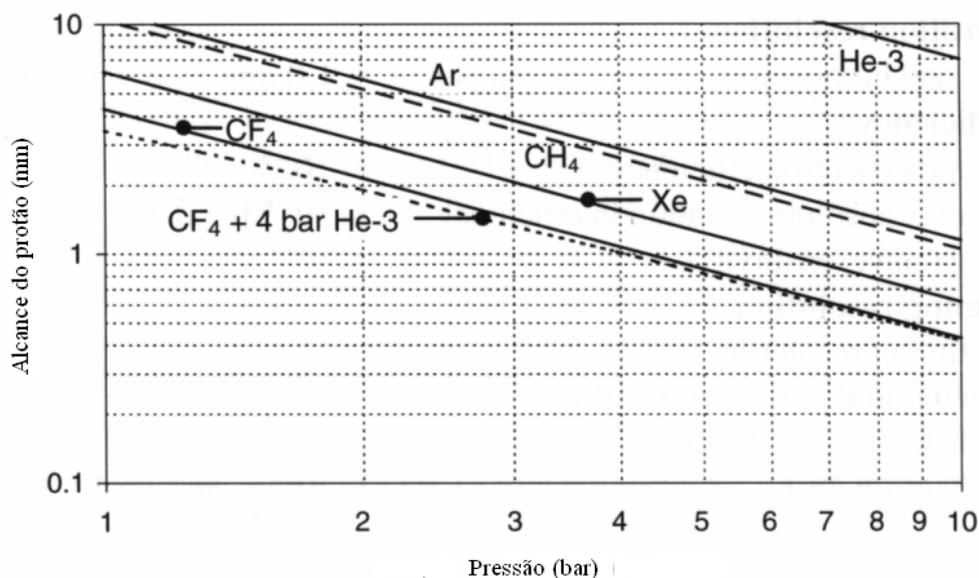


Figura 70. Alcance do próton de 573 keV em várias misturas gasosas em função da pressão.

A perda de energia específica do próton e do trítio numa atmosfera de CF_4 à pressão de 1 bar está representada na Figura 71. O centro de gravidade da distribuição de energia ao longo do percurso do próton e do trítio dista 1,6 mm (cerca de 40% do comprimento do traço do próton) do ponto de interação do neutrão.

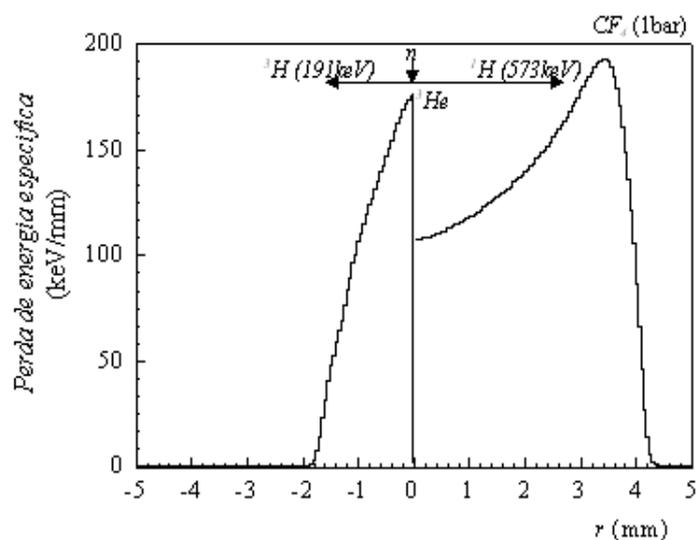


Figura 71. Perda de energia específica do trítio e do próton formados na reacção de captura de 1 neutrão por um átomo de ^3He , num meio gasoso de CF_4 à pressão de 1 bar. Os cálculos foram efectuados com o programa SRIM (Ziegler). (Margato, 2007)

Na tese (Margato, 2007) apresentam-se os resultados obtidos com um detector equipado com um triplo GEM preenchido com uma mistura gasosa de $^3\text{He}/\text{CF}_4$ ao ser irradiado por um feixe de neutrões de $1,8 \text{ \AA}$. As imagens das projecções dos traços do protão e do trítio no plano dos GEMs foram recolhidas por uma CCD. Na Figura 72 observam-se vários traços de partículas resultantes da interacção de protões na câmara de detecção, quando estava preenchida com 1 bar de ^3He e 600 mbar de CF_4 . A imagem foi obtida com um tempo de exposição da CCD de 1 s. Os traços decorrentes da captura de 2 neutrões apresentam-se em detalhe na Figura 73 com as respectivas distribuições de intensidade luminosa ao longo da direcção de emissão dos produtos da reacção. Observa-se que a forma da distribuição de luz é semelhante à curva de energia específica apresentada na Figura 71.

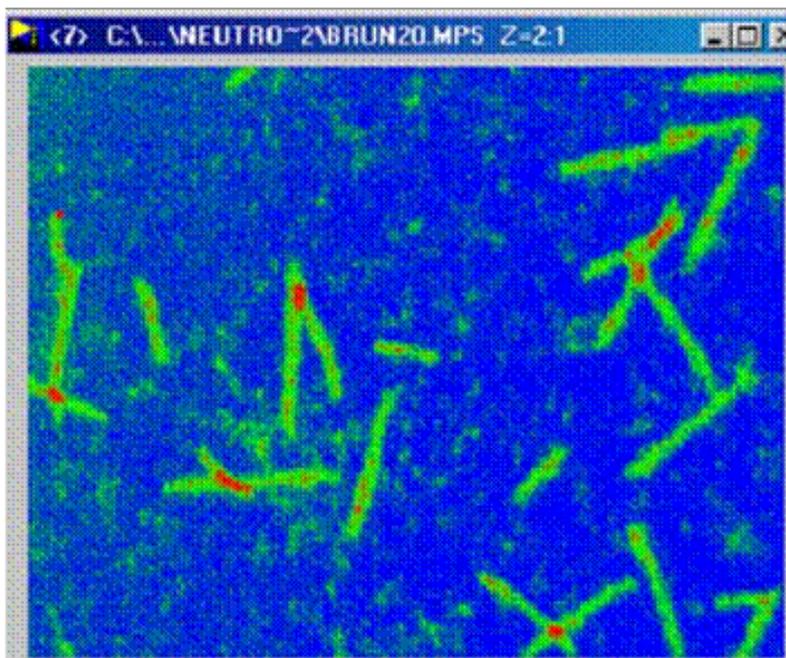


Figura 72. Imagem de vários traços de partículas resultantes da captura de neutrões, adquiridos com uma CCD, durante 1 s. (F. A. F. Fraga, et al., 2002)

A CCD tem uma velocidade de leitura baixa ($\sim\text{ms}$) e é um sensor de luz integral que não fornece informação sobre a estrutura temporal dos sinais. Estas limitações podem ser ultrapassadas usando como sensores de luz fotomultiplicadores num arranjo tipo câmara Anger, fotomultiplicadores sensíveis à posição ou fotodíodos de avalanche.

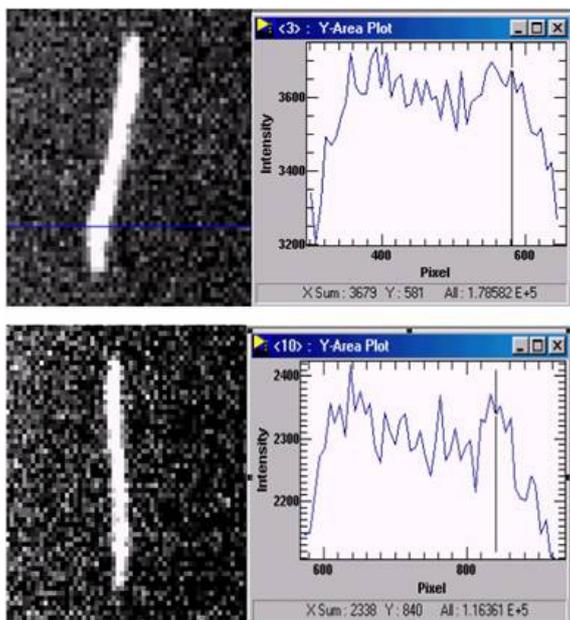


Figura 73. Distribuição da luz de cintilação ao longo dos traços do protão e do trítio para duas capturas de neutrões. As curvas de Bragg são visíveis para o protão, à esquerda, e para o trítio, à direita. (F. A. F. Fraga, et al., 2002)

No âmbito da colaboração na experiência FP6-NMI3 MILAND¹¹, desenvolveu-se um detector gasoso com leitura óptica por um conjunto de fotomultiplicadores, para a detecção de neutrões térmicos.

O projecto MILAND tem como principal tarefa a construção de um detector de neutrões de grande área (32 cm × 32 cm), com resolução espacial bidimensional de 1 mm, que suporte taxas de contagem globais de 1 MHz e tenha uma eficiência superior a 50%.

2.6.2. Sistema experimental

Na Figura 74 encontra-se um esquema do sistema experimental. A câmara utilizada tem a capacidade de suportar pressões até 10 bar. A janela de entrada foi construída com alumínio de 10 mm de espessura. A janela de saída é de vidro, também com 10 mm de espessura. O detector está equipado com uma *microstrip* de referência ILL6C com uma área activa de 3×4 cm², ânodos de 8 µm, cátodos de 400 µm e passo de 1 mm. A região de conversão de neutrões tem 5 mm de comprimento. A distância entre a *microstrip* e o

¹¹ O programa NMI3, financiado pelo 6º Quadro Comunitário de Apoio, tem como objectivo o desenvolvimento de instrumentação e técnicas para dispersão de neutrões e espectroscopia de muões, com o objectivo a longo prazo de melhorar as possibilidades de investigação nesta área para os utilizadores europeus. (nmi3)

plano de detecção de luz, onde se encontram os fotomultiplicadores, é de 27 mm. A luz de cintilação foi recolhida por quatro fotomultiplicadores R1387 da Hamamatsu, dispostos num arranjo quadrado.

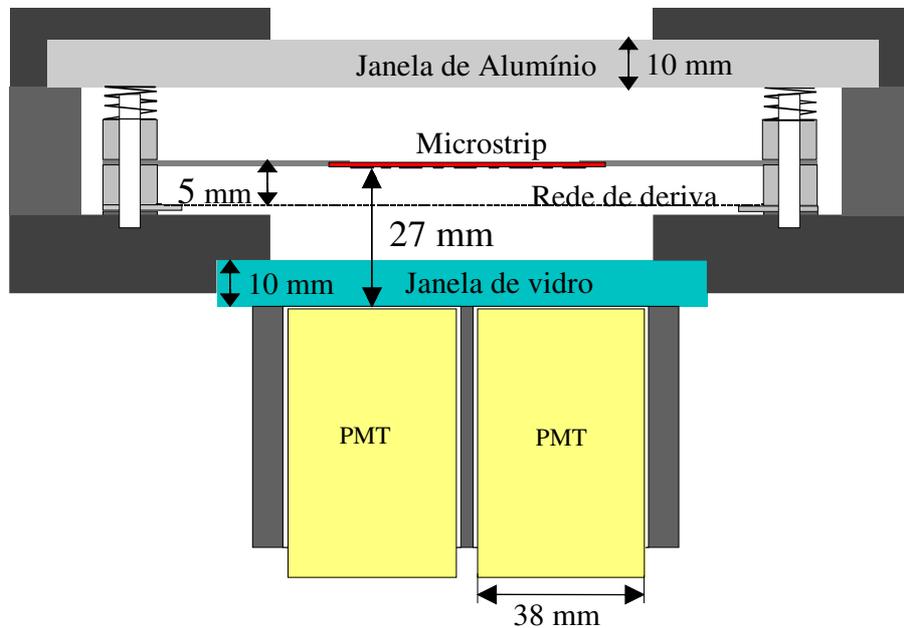


Figura 74. Esquema do sistema experimental desenvolvido para imagiologia de neutrões. A luz de cintilação produzida no detector com uma *microstrip* é lido por quatro fotomultiplicadores. O desenho não se encontra à escala.

Na Figura 75 apresentam-se algumas fotografias tiradas na fase de montagem da câmara de detecção.

A irradiação do detector com neutrões com comprimento de onda de $1,8 \text{ \AA}$ decorreu no ILL, usando a mistura gasosa de 2 bar de ^3He com 3 bar de CF_4 . Na Figura 76 encontra-se uma fotografia da montagem realizada na linha de irradiação com neutrões produzidos no reactor.

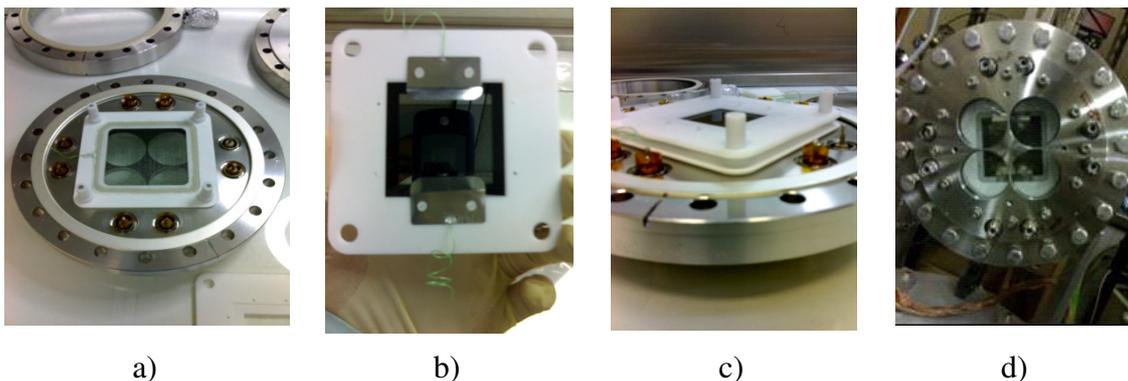


Figura 75. Montagem da câmara de detecção na câmara limpa. a) Quadro com a rede de deriva montado na câmara de detecção. b) *Microstrip* montada num quadro de teflon. c) Quadros com a rede de deriva e com a *microstrip* montados na câmara. d) Câmara já fechada, vista do lado da saída de luz.

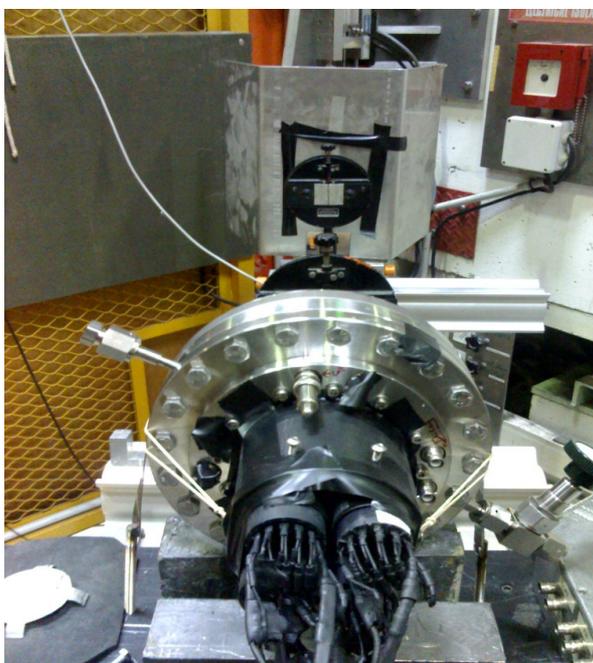


Figura 76. Fotografia do sistema experimental com a câmara de detecção montada numa linha de irradiação de neutrões no ILL.

2.6.3. Análise de dados experimentais

Os sinais de luz dos fotomultiplicadores foram recolhidos com o sistema comercial Acquiris. Na Figura 77 apresentam-se as formas de onda recolhidas nos quatro fotomultiplicadores para um evento. Os sinais têm uma boa discriminação em relação ao ruído de fundo.

Na Figura 78 encontram-se os histogramas das durações dos quatro fotomultiplicadores para dez mil eventos recolhidos. Os sinais são muito rápidos, com durações da ordem de

60 ns e tempos de subida da ordem de 20 ns. Esta característica permite desenvolver detectores com capacidade de suportar altas taxas de contagem (~10 MHz).

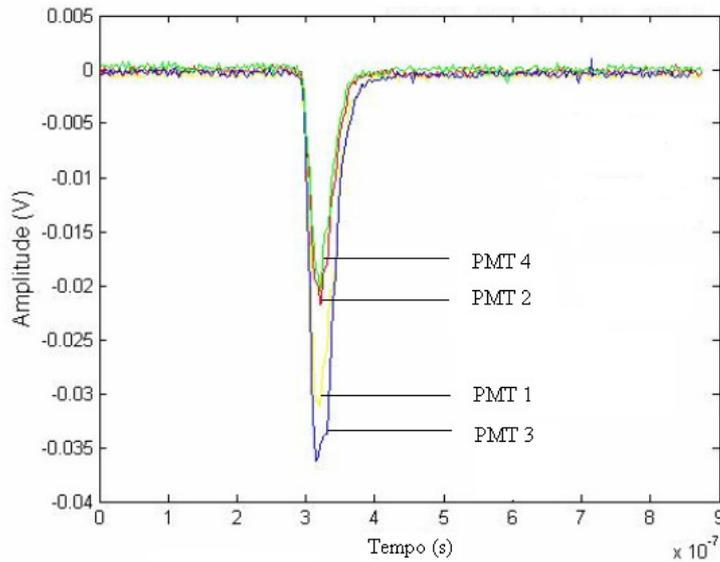


Figura 77. Formas de onda recolhidas nos 4 fotomultiplicadores num evento.

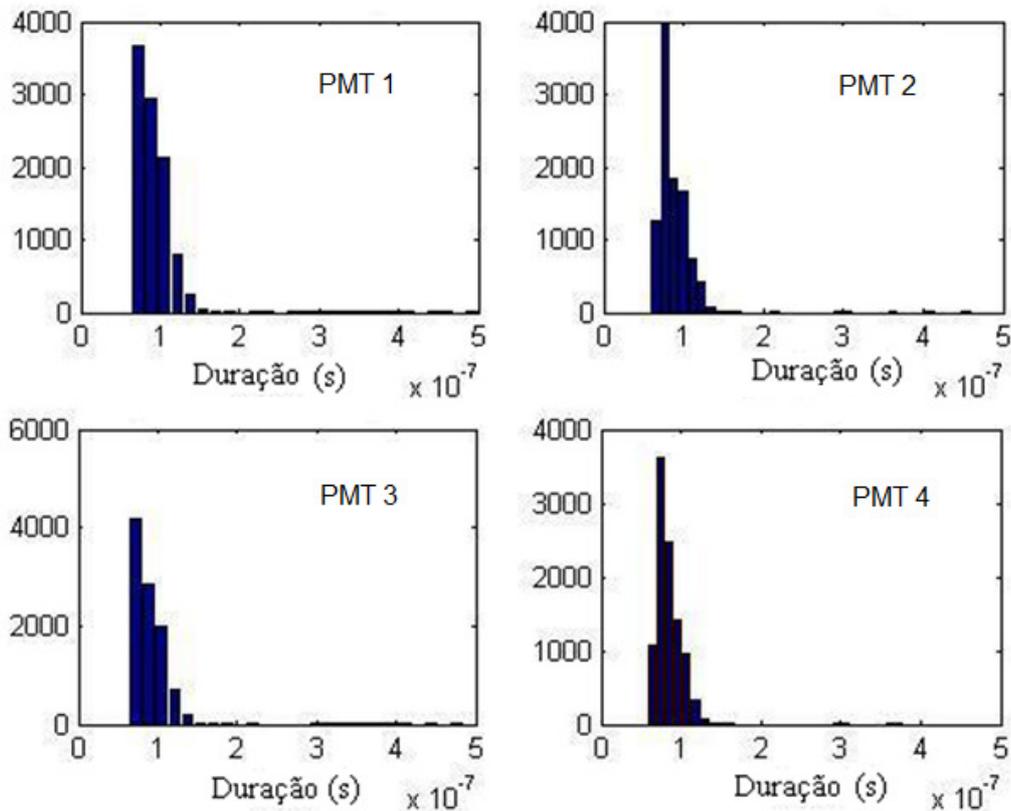


Figura 78. Histogramas das durações de 10.000 eventos recolhidos nos quatro fotomultiplicadores.

2.6.3.1. Uniformidade do feixe de neutrões

O feixe de neutrões irradia uma área rectangular com cerca de $85 \times 65 \text{ mm}^2$. Na Figura 79 encontra-se uma imagem do perfil do feixe, reconstruída através dos sinais de luz de cintilação recolhidos nos fotomultiplicadores e os respectivos perfis de intensidade no eixo horizontal e no eixo vertical. A imagem tem melhor uniformidade na direcção vertical.

A distribuição de intensidade obtida é característica do feixe de neutrões, como foi confirmado pelos técnicos do ILL.

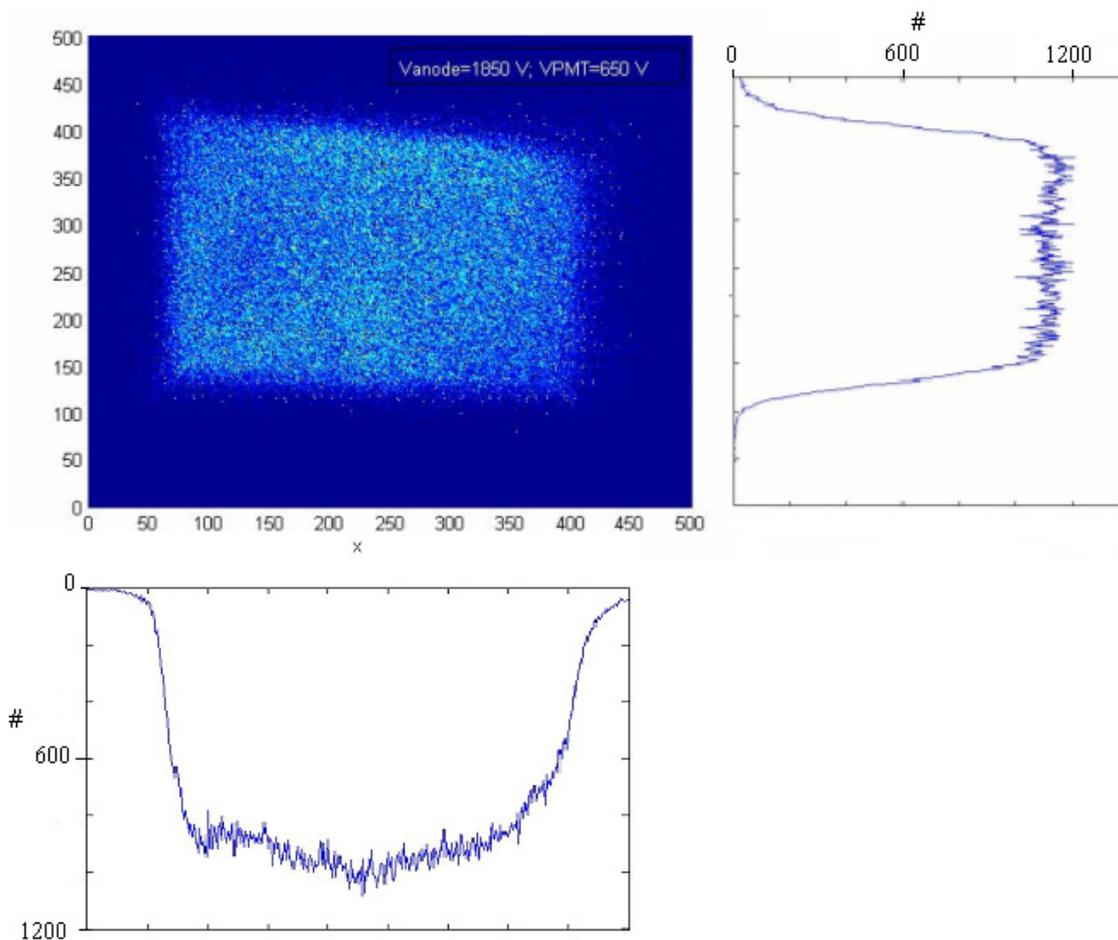


Figura 79. Uniformidade da imagem reconstruída do feixe de neutrões. Apresentam-se os perfis da intensidade luminosa da imagem reconstruída na direcção vertical e na direcção horizontal.

2.6.3.2. Resolução em posição

A resolução em posição do detector foi testada interpondo no feixe de neutrões a máscara de Cádmiu representada na Figura 80. Cada furo tem 1 mm de diâmetro e o passo entre furos (na horizontal e na vertical) é de 10 mm.

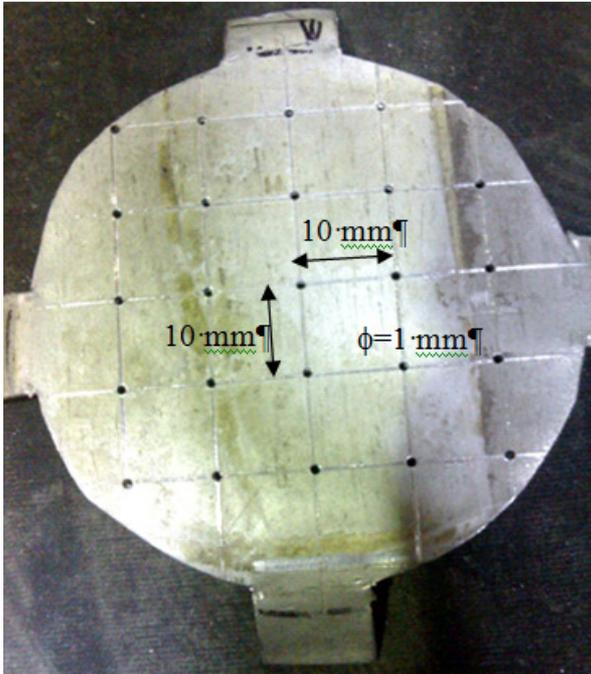


Figura 80. Máscara de Cádmiu interposta no feixe de neutrões para testar a resolução em posição do detector.

A secção do feixe dos neutrões abrange os 9 furos centrais da máscara.

Para cada evento detectado, o ponto de interacção do neutrão é calculado através do algoritmo do centro de gravidade (Eq. 66) com os integrais dos sinais adquiridos nos 4 fotomultiplicadores. Na Figura 81 apresentam-se as imagens das posições reconstruídas para várias tensões de polarização dos ânodos da *microstrip* (os cátodos encontram-se ao potencial 0 V). Aumentando a tensão de polarização dos ânodos, a resolução espacial do furo central melhora e os furos circundantes são mais afectados por erros de paralaxe.

Imagiologia de neutrões térmicos

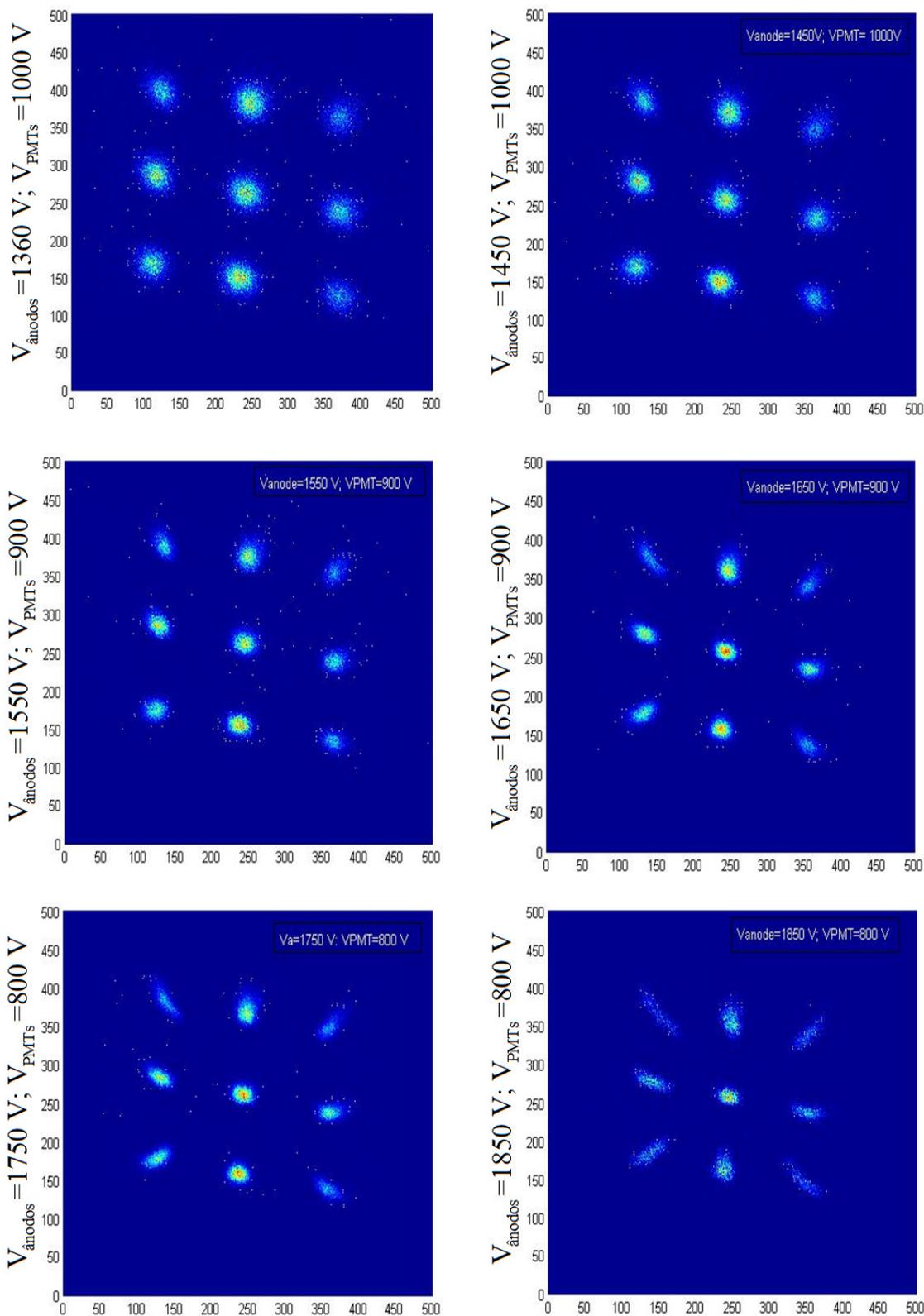


Figura 81. Imagens bidimensionais dos neutrões que atravessam a máscara de Cádmiu para várias tensões de polarização.

A resolução espacial é avaliada através das larguras a meia altura das curvas Gaussianas de ajuste aos histogramas das posições X e Y dos furos. Por exemplo, na Figura 82

apresentam-se os histogramas das posições X e Y, respectivamente da 2ª linha e da 2ª coluna de furos, quando a *microstrip* está polarizada com 1650 V. O furo central apresenta a melhor resolução espacial.

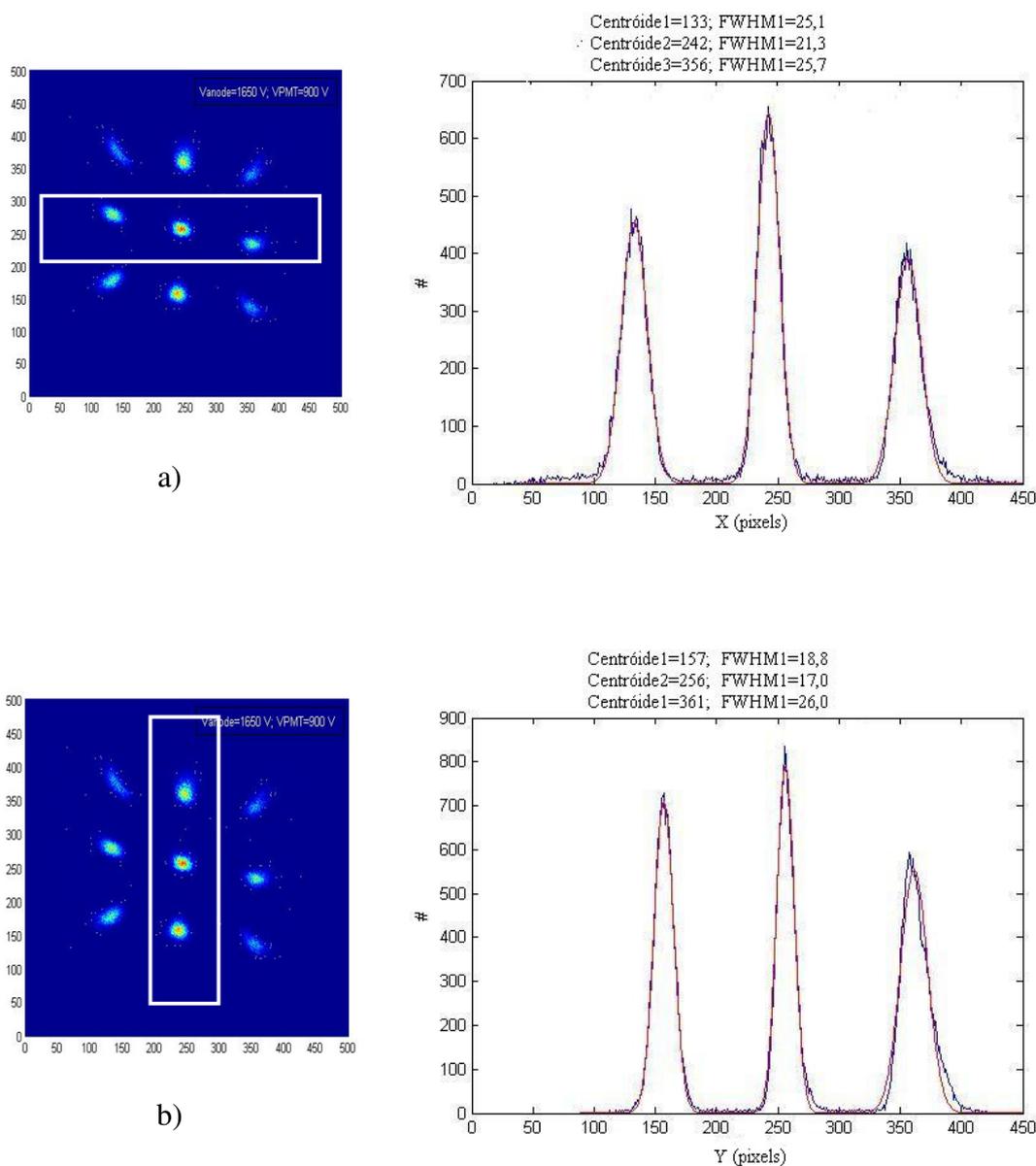


Figura 82. Histogramas das posições X dos furos da 2ª linha em a) e das posições Y da 2ª coluna em b) obtidas para a polarização dos ânodos a 1650 V.

A correspondência entre pixéis e milímetros é feita com base na relação entre a distância entre as posições X (ou Y) da máscara de Cádmio e a respectiva distância obtida das imagens reconstruídas, em pixéis. A Figura 83 apresenta as larguras a meia

altura obtidas após lhe ser desconvoluído o diâmetro do furo da máscara de Cádmio para as várias tensões de polarização de ânodo utilizadas.

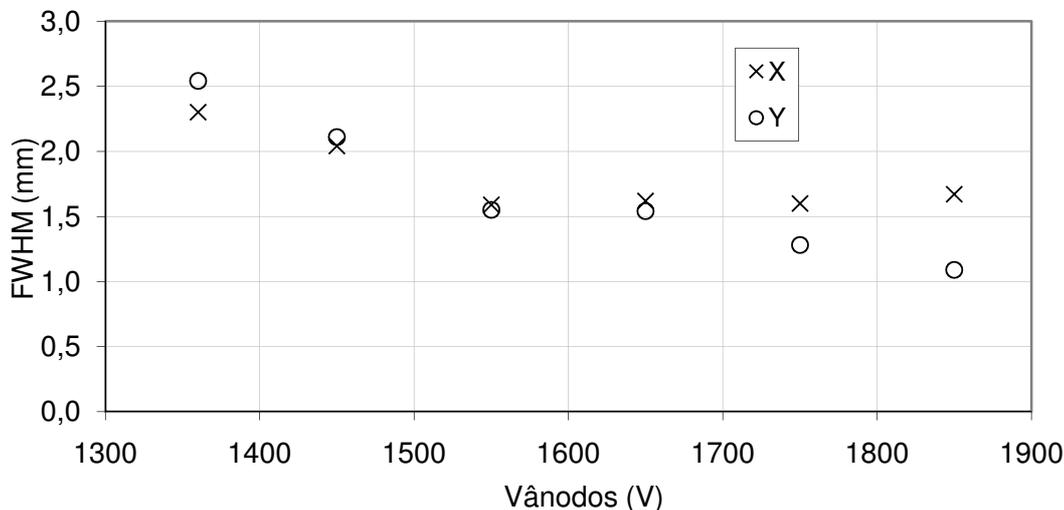


Figura 83. Dependência da resolução em posição com a tensão de polarização da *microstrip*.

O aumento da tensão de polarização da *microstrip*, com o conseqüente incremento do número de fótons emitidos, melhora a resolução espacial. A resolução em posição obtida para a tensão de polarização do ânodo mais elevada está bastante próxima da meta de 1 mm.

Os resultados obtidos são promissores. Há boas perspectivas de se conseguir alcançar uma resolução em posição inferior a 1 mm, otimizando o sistema experimental, nomeadamente utilizando um arranjo de maior número de fotomultiplicadores para ler a luz de cintilação produzida.

O interesse do protótipo testado é reconhecido. A colaboração FP7-NMI3 WP22 *Detectors*¹² (sucessora da colaboração FP6-NMI3 MILAND) desenvolve presentemente uma câmara Anger gasosa para imagiologia de neutrões baseada na leitura óptica de detectores gasosos com microestruturas.

¹² FP7 - *Seventh Framework Programme*; NMI3 - *Infrastructure Initiative for Neutron Scattering and Muon Spectroscopy*;

3. CÂMARA DE TRAÇOS COM LEITURA ÓPTICA – LOCALIZAÇÃO TRIDIMENSIONAL

A reconstrução tridimensional de traços de partículas baseia-se na análise temporal dos sinais de fotomultiplicadores que detectam a luz de cintilação produzida no detector com GEMs. Para reconstruir um traço, os sinais recolhidos num evento são seccionados em várias partes com intervalos de tempo iguais. Em cada secção, a posição (X,Y) é calculada pelo algoritmo do centro de gravidade, com as quantidades de luz adquiridas durante o respectivo intervalo de tempo. A terceira coordenada é calculada através da duração dos impulsos.

Este método foi usado para reconstruir traços de partículas alfa e de raios cósmicos.

3.1. RECONSTRUÇÃO DE TRAÇOS DE PARTÍCULAS ALFA

3.1.1. Sistema experimental

O sistema experimental que permite a reconstrução tridimensional de traços de partículas alfa (Figura 84) tem algumas diferenças em relação ao sistema descrito na secção 2.2: A câmara tem uma zona de deriva maior e está equipada com dois GEMs. A fonte de ^{241}Am , que emite partículas alfa de 5,5 MeV, está alojada dentro da câmara de detecção para que as partículas alfa não sejam absorvidas na janela de entrada.

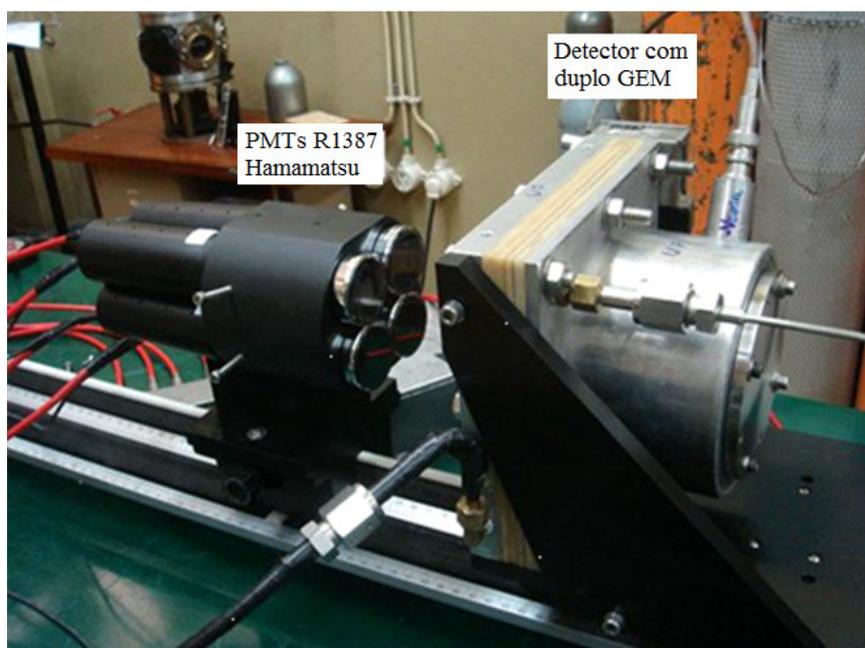
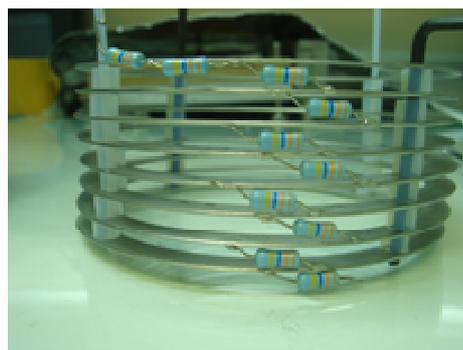


Figura 84. Fotografia do sistema experimental.

A zona de deriva tem uma forma cilíndrica com um volume útil com 90 mm de diâmetro e 53 mm de comprimento (Figura 85 a)), que permite a detecção de todo o comprimento dos traços das partículas alfa (~40 mm (secção 1.1.1.1)). Para homogeneizar o campo eléctrico de deriva, a tensão aplicada no plano de deriva é distribuída por vários anéis através de um divisor de tensão (Figura 85 b)).



a)



b)

Figura 85. a) Região de deriva da câmara de detecção. b) - Pormenor dos anéis que uniformizam o campo eléctrico de deriva.

O uso de dois GEMs deve-se à elevada ionização específica das partículas alfa (~150 keV/mm).

Na Figura 86 apresenta-se um esquema do sistema experimental com a notação utilizada: θ é o ângulo formado pelos traços de partículas alfa com o plano de deriva e β é o ângulo formado pelos traços com o eixo dos XX.

De acordo com os ângulos indicados na Figura 86, as projecções do traço nos eixos dos XX, YY e ZZ, respectivamente, $Proj_x$, $Proj_y$ e $Proj_z$, são dadas por:

$$\begin{cases} Proj_x = R \cos(\theta) \cos(\beta) \\ Proj_y = R \cos(\theta) \sin(\beta) \\ Proj_z = R \sin(\theta) \end{cases} \quad (\text{Eq. 76})$$

A luz de cintilação produzida no duplo GEM é lida por quatro fotomultiplicadores dispostos num arranjo quadrado. As formas de onda dos sinais de saída dos fotomultiplicadores são adquiridos no osciloscópio digital, tal como é descrito na secção 2.2.5.1. Neste caso, utilizou-se uma taxa de amostragem de 0,625 GS/s.

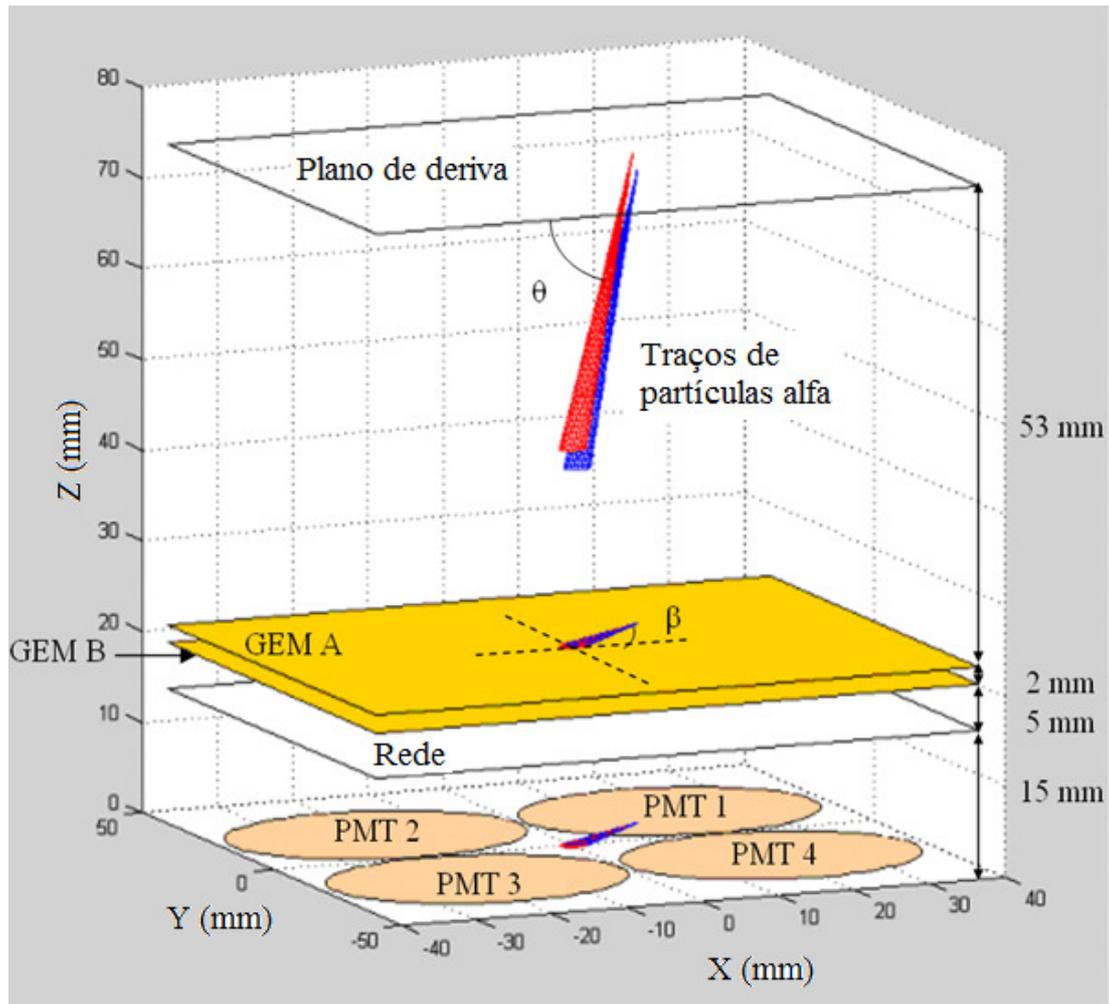


Figura 86. Esquema do sistema experimental. O desenho não se encontra à escala.

3.1.1.1. Colimação da fonte ^{241}Am

A fonte de ^{241}Am é assente dentro da câmara de detecção através de um suporte que também faz a colimação das partículas alfa emitidas, através de um furo com 0,5 mm de diâmetro e 5 mm de comprimento, tal como está esquematizado na Figura 87.

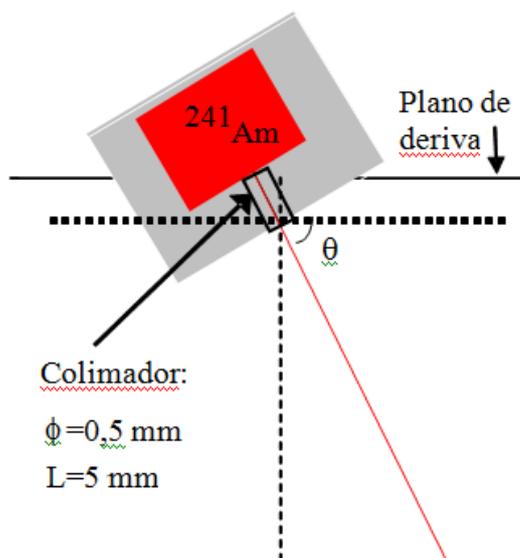


Figura 87. Colimação das partículas alfa com o colimador de um furo. O desenho não se encontra à escala.

O suporte da fonte é aparafusado no plano de deriva para a emissão perpendicular ao plano de deriva ($\theta=90^\circ$), como se pode ver na Figura 88. Para a emissão oblíqua, o colimador encaixa numa peça de apoio que é aparafusada no plano de deriva, tal como se pode ver nas fotografias da Figura 89. Construíram-se peças de apoio, para permitir a emissão das partículas alfa em seis ângulos θ distintos: 15° , 30° , 43° , 45° , 47° e 60° .

Na periferia do plano de deriva, perfuraram-se duas ranhuras em posições diametralmente opostas, que permitem a rotação do plano de deriva em relação à câmara, variando o ângulo β entre 45° e 90° .

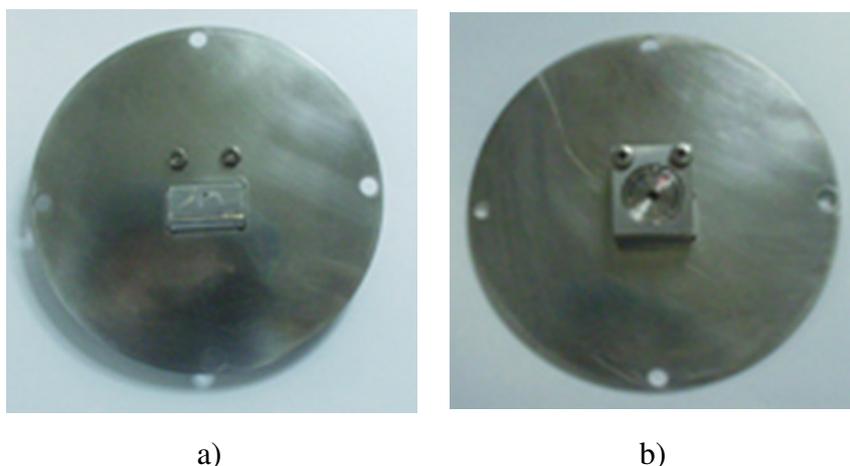


Figura 88. Suporte da fonte ^{241}Am aparafusado no plano de deriva para a emissão de partículas alfa centrada e perpendicular ao plano de deriva ($\theta=90^\circ$). a) Vista do lado do GEM. b) Vista do lado da janela de entrada.

Reconstrução de traços de partículas alfa

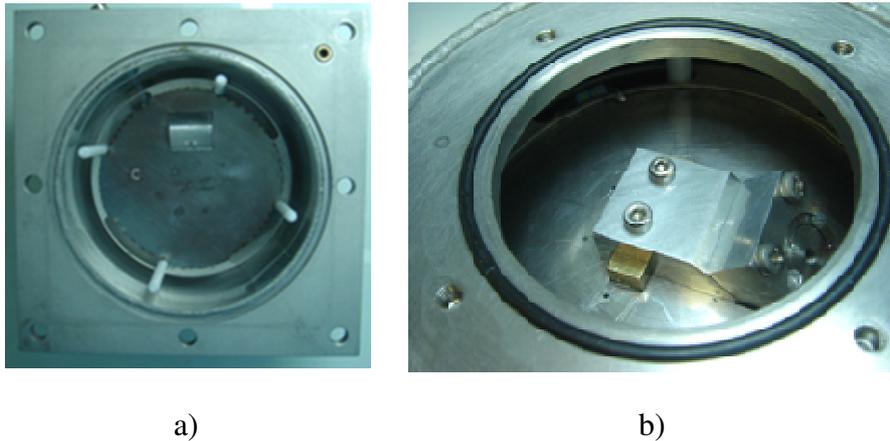


Figura 89. Suporte da fonte ^{241}Am encaixado numa peça de apoio, aparafusada no plano de deriva, para a emissão de partículas alfa descentrada e oblíqua em relação ao plano de deriva ($\theta < 90^\circ$). a) Vista do lado do GEM. b) Vista do lado da janela de entrada.

O alargamento do feixe de partículas alfa devido à colimação foi simulado num programa feito em MATLAB. As partículas alfa são geradas isotropicamente na área da fonte radioactiva delimitada pelo colimador. Seguindo as partículas alfa criadas, identificaram-se aquelas que saem pelo colimador e qual o seu ângulo de emissão relativamente ao eixo do colimador.

A simulação de mil pontos de emissão com mil partículas alfa geradas em cada ponto produziu o histograma dos ângulos de emissão que se encontra na Figura 90. O centróide obtido, igual a $2,6^\circ$, traduz a resolução intrínseca do ângulo θ .

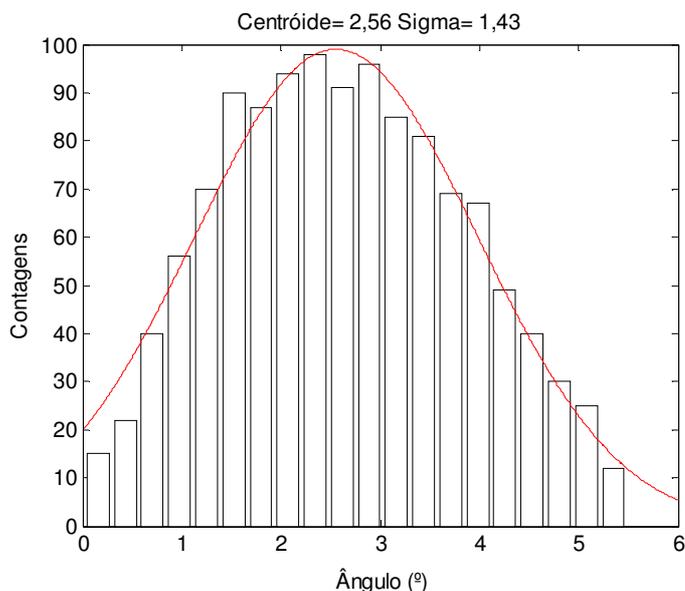


Figura 90. Histograma dos ângulos de emissão das partículas alfa, à saída do colimador.

A resolução em posição do detector, nomeadamente a capacidade de distinguir dois traços de partículas próximos, pode ser testada usando um colimador com dois furos paralelos. Com este objectivo, fez-se outro furo com 0,5 mm de diâmetro no colimador.

A distância entre os centros dos furos, neste caso $d=2,5$ mm, constitui uma medida de referência que permite aferir as distâncias calculadas com as posições reconstruídas.

A projecção da distância entre furos no plano do GEM, d_{xy} , é dada por:

$$d_{xy}=d\text{sen}(\theta) \quad (\text{Eq. 77})$$

tal como está esquematizado na Figura 91.

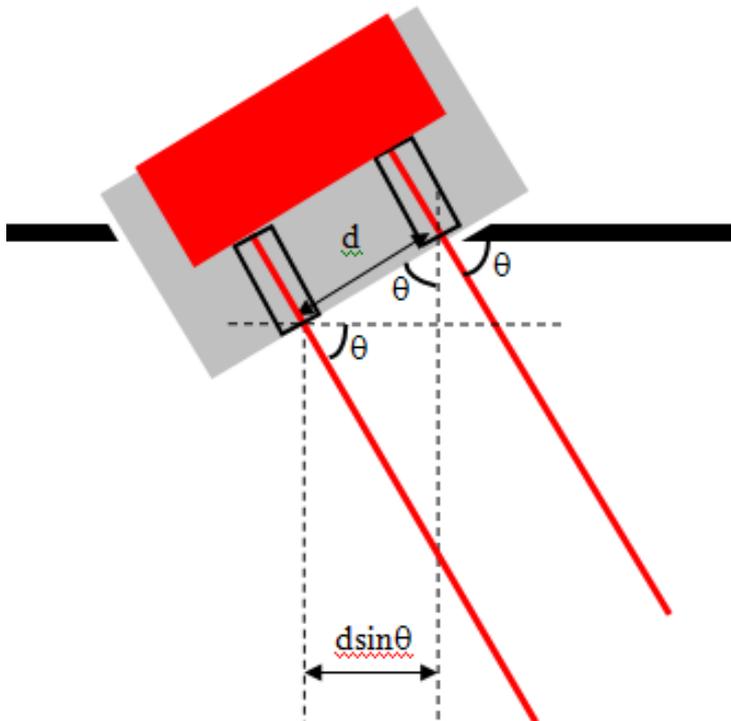


Figura 91. Projecção da distância entre os dois furos do colimador no plano do GEM. O desenho não se encontra à escala.

As projecções da distância entre os dois furos nas direcções X (d_x) e Y (d_y) são, respectivamente, dadas por:

$$\begin{cases} d_x=d\text{sen}(\theta)\text{cos}(\beta) \\ d_y=d\text{sen}(\theta)\text{sen}(\beta) \end{cases} \quad (\text{Eq. 78})$$

Reconstrução de traços de partículas alfa

A variação das distâncias d_x e d_y , através dos ângulos θ e β , permite testar experimentalmente a capacidade de distinguir furos a diferentes distâncias, usando sempre o mesmo colimador. A Tabela 15 apresenta os ângulos θ e β usados nas medidas experimentais e as respectivas distâncias d_x e d_y .

Tabela 15 Projecções em X e em Y no plano dos GEMs da distância entre os furos em função dos ângulos θ e β que foram testados.

θ (°)	β (°)	d_x (mm)	d_y (mm)
90	90	0,00	2,50
	45	1,77	1,77
60	90	0,00	2,17
	45	1,53	1,53
45	90	0,00	1,77
	45	1,25	1,25
30	90	0,00	1,25
	45	0,88	0,88

3.1.1.2. Polarização do detector

Na polarização típica do detector aplicou-se um campo eléctrico de deriva de 0,5 kV/cm e diferenças de potencial de 390 V aos terminais de cada GEM, a que corresponde um ganho efectivo do duplo GEM de ~1100.

Os fotomultiplicadores foram polarizados com tensões de 600 V, a que correspondem ganhos ~9000.

3.1.2. Análise de dados experimentais

3.1.2.1. Formação dos impulsos

Enquanto os electrões primários, provenientes de um traço de uma partícula alfa, vão chegando ao duplo GEM, ocorrem os processos de multiplicação de carga e de produção de luz de cintilação descritos na secção 1.2.4. A luz é emitida em pontos sucessivos ao longo da projecção do traço no plano dos GEMs. A luz de cintilação produzida no GEM B é detectada pelos fotomultiplicadores dispostos num arranjo de 2×2. A duração dos sinais reflecte o tempo decorrido entre o primeiro electrão primário e o último atingirem o duplo GEM. A forma dos impulsos é modulada pelo número de fótons detectados ao longo do tempo.

De acordo com a curva de Bragg, o traço de uma partícula alfa tem uma maior densidade de carga por unidade de comprimento na parte final do seu alcance. Atendendo à geometria do detector, são precisamente os electrões primários correspondentes a esta parte do traço que, após o seu movimento de deriva, atingem o duplo GEM em primeiro lugar. Deste modo, a soma dos impulsos dos 4 fotomultiplicadores terá a forma aproximada de uma curva de Bragg invertida. Esta aproximação depende da variação do ângulo sólido entre o ponto de emissão luminosa e as áreas úteis dos fotomultiplicadores durante a aquisição de um evento.

Como exemplo, na Figura 92 observam-se os impulsos dos quatro fotomultiplicadores para um traço emitido com $\beta=90^\circ$ e $\theta=45^\circ$ e o respectivo sinal soma, em que se identifica a forma de uma curva de Bragg.

A formatação dos impulsos recolhidos no osciloscópio, nomeadamente a sua inversão, o ajuste da linha de base, a correcção da amplitude devido às diferenças de ganho dos fotomultiplicadores, a determinação do sinal soma e a exclusão de eventos indesejáveis processaram-se conforme descrito na secção 2.5.1.

Como $\beta=90^\circ$, o traço tem simetria em relação ao eixo dos YY e a forma dos impulsos recolhidos nos fotomultiplicadores 1 e 2 é semelhante, tal como para os impulsos detectados pelos fotomultiplicadores 3 e 4. De acordo com a inclinação do traço, $\theta=45^\circ$, a parte do traço com maior densidade de carga (pico de Bragg) está mais próxima dos fotomultiplicadores 3 e 4, tendo o início destes impulsos uma amplitude maior que os fotomultiplicadores 1 e 2. Na parte final dos impulsos ocorre o fenómeno inverso

Reconstrução de traços de partículas alfa

porque a luz é emitida mais próxima dos fotomultiplicadores 1 e 2 relativamente aos fotomultiplicadores 3 e 4.

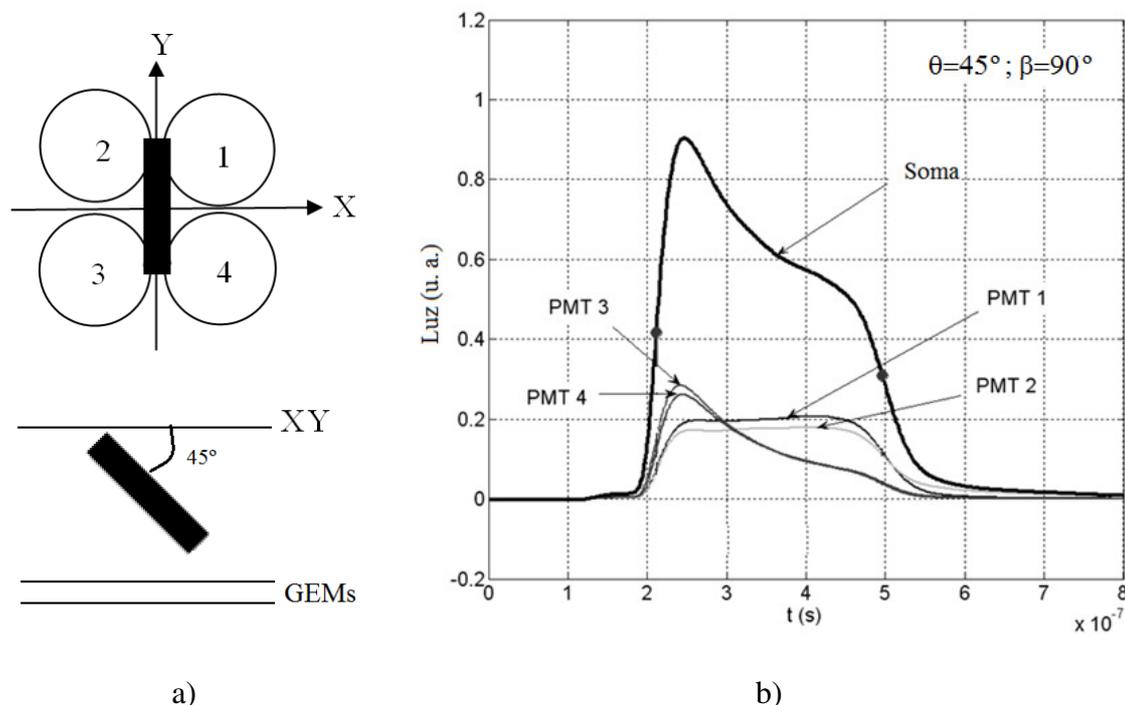


Figura 92. a) Esquemas com as projecções de um traço de uma partícula alfa emitida com $\beta=90^\circ$ e $\theta=45^\circ$. O desenho não se encontra à escala. b) Impulsos recolhidos nos quatro fotomultiplicadores correspondentes à emissão representada em a) e o respectivo sinal soma.

3.1.2.2. Duração dos sinais

A duração de um sinal, t_s , depende do comprimento do traço, R , da velocidade de deriva dos electrões na direcção perpendicular ao plano do GEM, v_d , e da inclinação do traço através da relação:

$$t_s = \frac{R \sin(\theta)}{v_d} \quad (\text{Eq. 79})$$

A duração de um evento é calculada como a diferença temporal entre os pontos de inflexão existentes na subida e na descida do sinal soma. Cada sinal soma, previamente alisado, é diferenciado, sendo o sinal resultante também alisado. No sinal diferenciado identificam-se os valores máximo e mínimo e os respectivos índices, ou seja os pontos de inflexão do sinal soma. A duração do impulso é dada pela diferença entre estes índices multiplicada pelo intervalo de tempo entre índices consecutivos. Na Figura 93

encontra-se um exemplo deste procedimento, para uma emissão perpendicular ao plano do GEM ($\theta=90^\circ$) sendo visível um sinal soma alisado, normalizado ao seu valor máximo, o respectivo sinal diferenciado e alisado, também normalizado ao seu máximo, e os pontos de inflexão do sinal soma, correspondentes aos valores máximo e mínimo do sinal soma diferenciado.

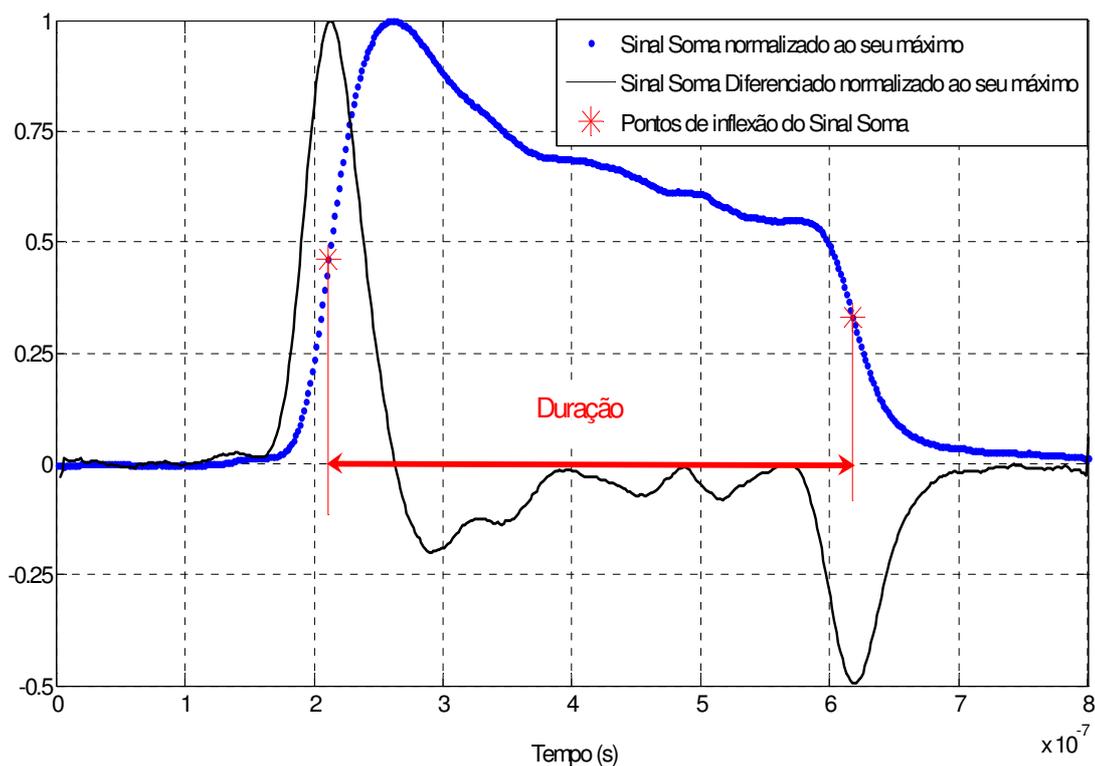


Figura 93. Procedimento para a determinação da duração de um evento. A duração é dada pelo intervalo de tempo compreendido entre os pontos de inflexão do sinal soma.

Este método revelou-se bastante preciso para a determinação das durações dos dados adquiridos usando os colimadores com $\theta \geq 30^\circ$. Para o colimador de 15° , o cálculo da duração é dificultado porque o ponto de inflexão na descida do impulso não está bem definido, como se pode ver no exemplo apresentado na Figura 94. A forma típica da curva de Bragg não é identificada devido ao sinal ter uma duração muito pequena (~ 100 ns).

A relação entre as durações previstas pela equação (Eq. 79) e as obtidas experimentalmente, através dos centróides dos histogramas de mil eventos adquiridos para cada uma das inclinações testadas, está representada na Figura 95. As diferenças entre as durações esperadas e as durações medidas são inferiores a 5% excepto para

Reconstrução de traços de partículas alfa

$\theta=15^\circ$, que é de 12%. A recta de ajuste tem um declive $\sim 0,9$, o que indica que a razão

$\frac{R}{V_d}$ deverá ser inferior ao valor utilizado.

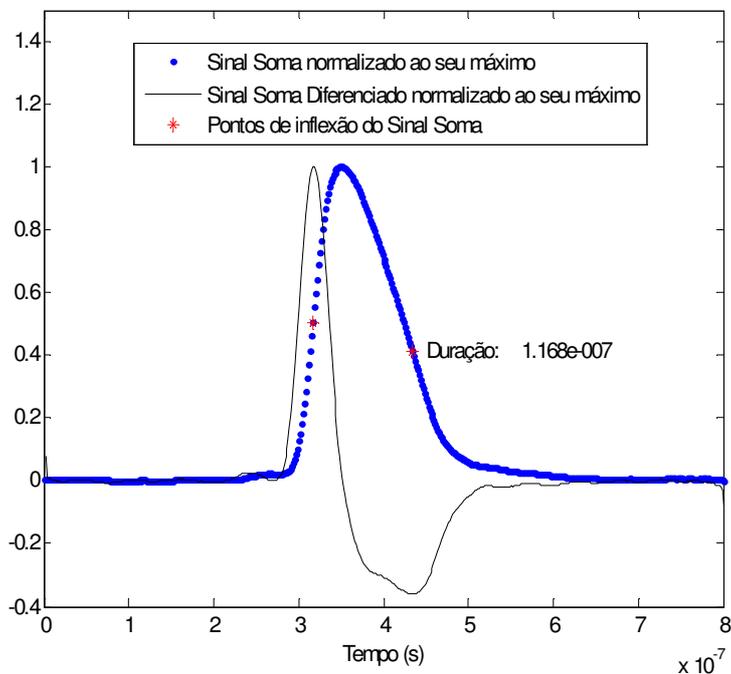


Figura 94. Determinação da duração de um evento com $\theta=15^\circ$.

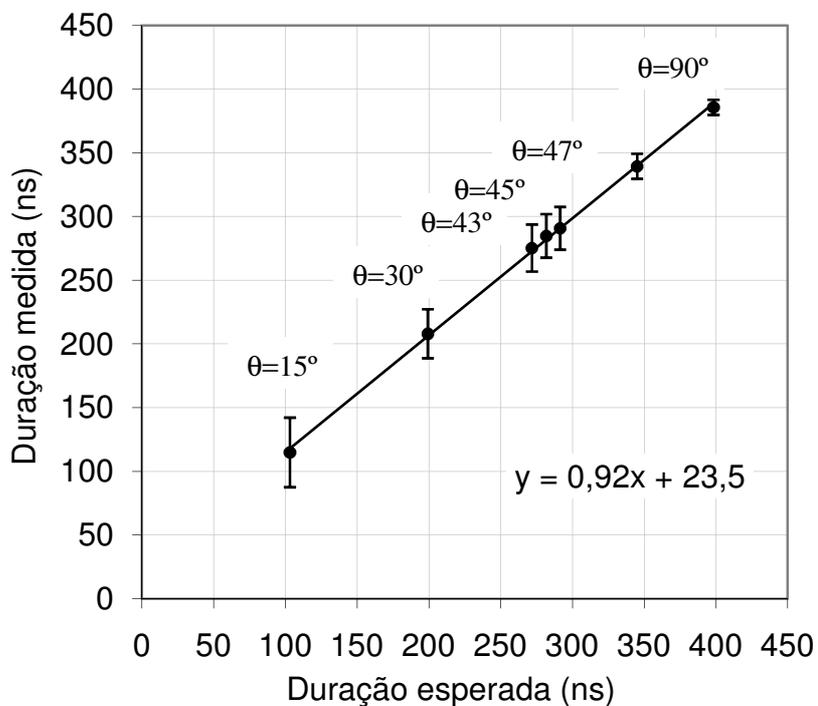


Figura 95. Durações medidas em função das durações previstas pela equação (Eq. 79).

O erro da duração é afectado pelo alargamento do feixe devido à colimação, pelo *stragglings* das partículas alfa e pela difusão dos electrões primários no seu percurso de deriva.

A inclinação mais provável, com que uma partícula alfa é emitida do colimador, é de $\sim 2,6^\circ$ em relação ao seu eixo (secção 3.1.1.1). Usando este valor como referência, as durações dos sinais correspondentes a um ângulo θ estão compreendidas num intervalo, Δt_s , dado por:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta t_s = \frac{R \operatorname{sen}(\theta+2,6)}{v_d} - \frac{R \operatorname{sen}(\theta-2,6)}{v_d} = \frac{2R \cos(\theta) \operatorname{sen}(2,6)}{v_d} \quad \text{para } \theta \neq 90^\circ \\ \Delta t_s = \frac{R \operatorname{sen}(90)}{v_d} - \frac{R \operatorname{sen}(90-2,6)}{v_d} = \frac{1,76 \times 10^{-3} R}{v_d} \quad \text{para } \theta=90^\circ \end{array} \right. \quad (\text{Eq. 80})$$

De acordo com os dados calculados com o software SRIM (Ziegler), o *stragglings* das partículas alfas de 5,5 MeV em $\text{Ar}+5\%\text{CF}_4$ é de 1,6 mm na direcção longitudinal e de 1,5 mm na direcção transversal. Os erros nas durações devidas ao efeito de *stragglings*, para as várias inclinações de traços testadas têm valores compreendidos entre 18 ns e 25 ns.

Usando os coeficientes de difusão e longitudinal transversal, respectivamente de $140 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ e $400 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ (secção 1.3.1.2), e a distância média percorrida pelos electrões primários, os erros na duração devido ao processo de difusão estão compreendidos entre 3 ns e 11 ns, para os ângulos testados.

Na Tabela 16 apresentam-se as várias contribuições referidas para o erro da duração e o respectivo erro total calculado pela sua soma quadrática, para cada ângulo de inclinação testado. Apresenta-se também o erro da duração calculado com os valores experimentais, para comparação.

O erro da duração diminui com o aumento do ângulo θ . O alargamento do feixe devido à colimação é a principal fonte de erro da duração para os ângulos θ inferiores a 47° . Para ângulos superiores o efeito de *stragglings* supera o efeito de alargamento do feixe.

Tabela 16 Comparação dos erros das durações medidos experimentalmente com os erros estimados a partir das contribuições devidas ao alargamento do feixe, ao efeito de *straggling* e ao fenómeno de difusão.

θ	15°	30°	43°	45°	47°	60°	90°
Erro devido ao alargamento do feixe (ns)	35	31	26	26	25	18	0
Erro devido ao <i>straggling</i> (ns)	21	24	25	25	25	24	18
Erro devido à difusão (ns)	11	10	9	9	9	7	3
Erro total estimado (ns)	42	41	38	37	36	31	19
Erro total medido experimentalmente (ns)	64	45	43	40	39	23	14

Ângulo θ

O ângulo θ de emissão de uma partícula alfa é calculado dos dados experimentais a partir da duração do sinal soma. Reescrevendo a equação (Eq. 79), obtém-se:

$$\theta = \arcsen\left(\frac{t_s V_d}{R}\right) \quad (\text{Eq. 81})$$

O histograma dos ângulos θ assim calculados foi construído para os mil eventos adquiridos em cada inclinação. A relação entre os ângulos obtidos e os ângulos de colimação, visível na Figura 96, mostra que há uma boa correspondência para todas as inclinações, excepto para $\theta=90^\circ$. Este facto justifica-se pela grande sensibilidade da função *arcoseno* junto ao seu máximo.

Os desvios-padrão do ângulo θ rondam os $3,5^\circ$ para todas as inclinações testadas, excepto para $\theta=15^\circ$, onde o desvio-padrão é de $6,3^\circ$.

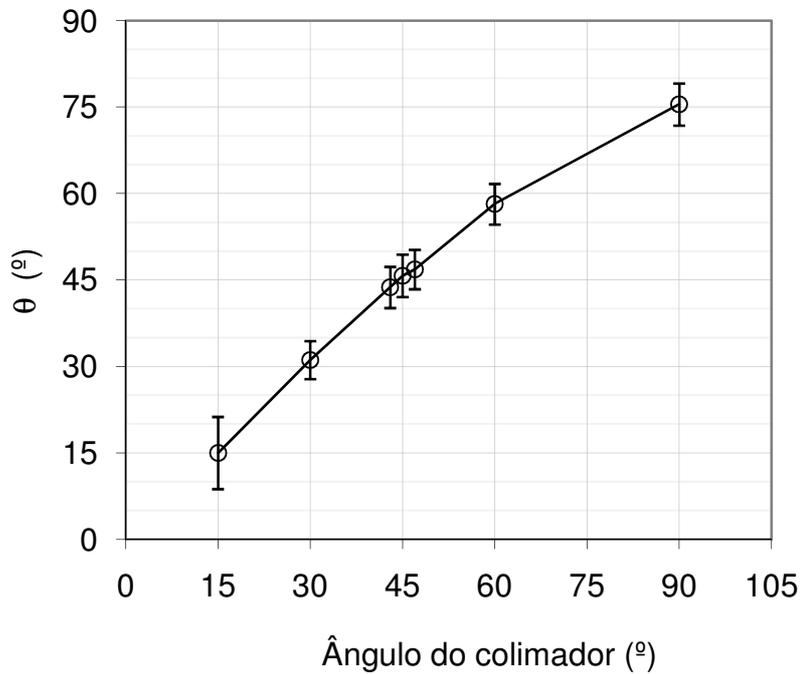


Figura 96. Relação entre os ângulos θ calculados dos dados experimentais e o ângulo de colimação das partículas alfa.

Projectão do traço no eixo dos ZZ

A projectão do traço no eixo dos ZZ pode ser calculada a partir das durações dos sinais adquiridos, através da equação:

$$\text{Proj}_Z = t_s \times v_d \quad (\text{Eq. 82})$$

em que se combinaram as equações (Eq. 76) e (Eq. 79).

Os valores da projectão no eixo dos ZZ calculados a partir das durações medidas apresentam-se na Figura 97, para as várias inclinações de irradiação. Tal como os erros da duração, os erros da projectão no eixo dos ZZ diminuem com o aumento do ângulo θ .

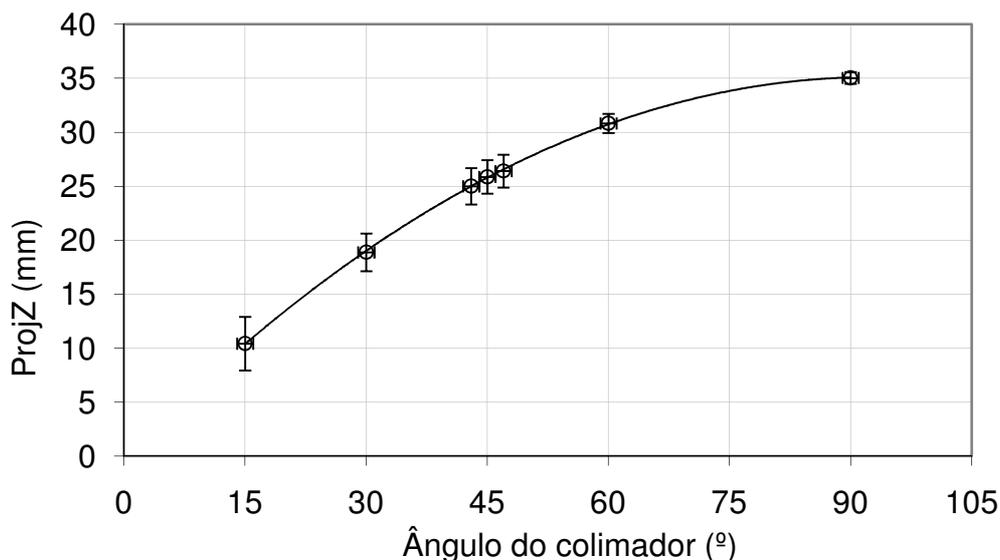


Figura 97. Projecções dos traços no eixo dos ZZ em função do ângulo de irradiação.

3.1.2.3. Reconstrução tridimensional do traço

A reconstrução tridimensional de um traço é feita através do seccionamento temporal dos sinais recolhidos num evento e na análise sucessiva de cada secção. Os sinais são fraccionados em n partes de igual duração. Para cada parte, são calculados os integrais dos sinais de cada fotomultiplicador ($L_1(i), L_2(i), L_3(i)$ e $L_4(i)$), proporcionais às quantidades de luz recolhidas nesse intervalo de tempo e é efectuado o cálculo das respectivas posições, $X(i)$ e $Y(i)$, usando o algoritmo do centro de gravidade:

$$\begin{cases} X(i) = \frac{L_1(i) + L_4(i) - L_2(i) - L_3(i)}{L_1(i) + L_2(i) + L_3(i) + L_4(i)} \\ Y(i) = \frac{L_1(i) + L_2(i) - L_3(i) - L_4(i)}{L_1(i) + L_2(i) + L_3(i) + L_4(i)} \end{cases} \quad (\text{Eq. 83})$$

A escolha do número de secções teve em conta que a relação sinal ruído dos integrais dos sinais diminui com o aumento do número de secções, degradando a precisão das posições calculadas, e que os pontos reconstruídos devem ser suficientes para que a trajetória da partícula fique bem definida. Neste compromisso escolheu-se $n=9$.

Na Figura 98 a) está representado o seccionamento do evento analisado na Figura 92 em 9 partes iguais. Neste caso, cada secção do sinal tem uma duração de 32 ns, a que

correspondem 20 pontos amostrados pelo osciloscópio¹³. O respectivo traço, reconstruído através dos nove pontos (X,Y) calculados, apresenta-se na Figura 98 b). Os instantes representados, $t(i)$, são os valores médios dos intervalos de tempo em que o sinal foi dividido.

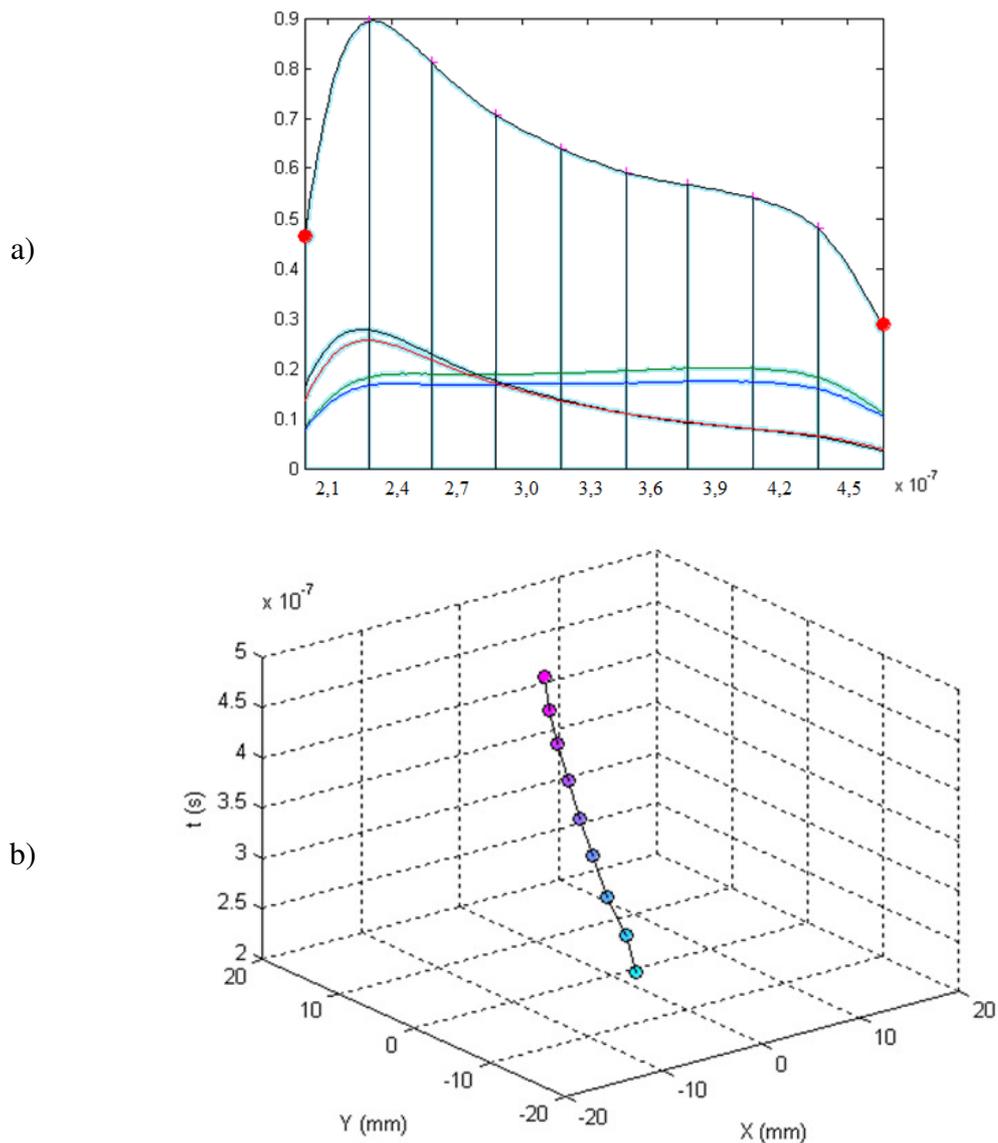


Figura 98. a) Fraccionamento dos sinais dos quatro fotomultiplicadores e do seu sinal soma em 9 partes de igual duração. b) Respectivo traço reconstruído em que as 9 posições são calculadas pelo algoritmo do centro de gravidade usando os integrais dos sinais em cada uma das secções.

¹³ Para a taxa de amostragem de 0,625 GS/s, o intervalo entre os pontos da forma de onda adquiridos no osciloscópio é de 1,6 ns.

Reconstrução de traços de partículas alfa

Na Figura 99 visualizam-se os traços de 919 partículas alfa emitidas perpendicularmente ao plano do GEM ($\theta=90^\circ$), reconstruídos em nove secções. Observa-se que o espalhamento das posições (X,Y) diminui da primeira para a última secção. O alargamento cónico do feixe deve-se à colimação e ao *straggling* transversal.

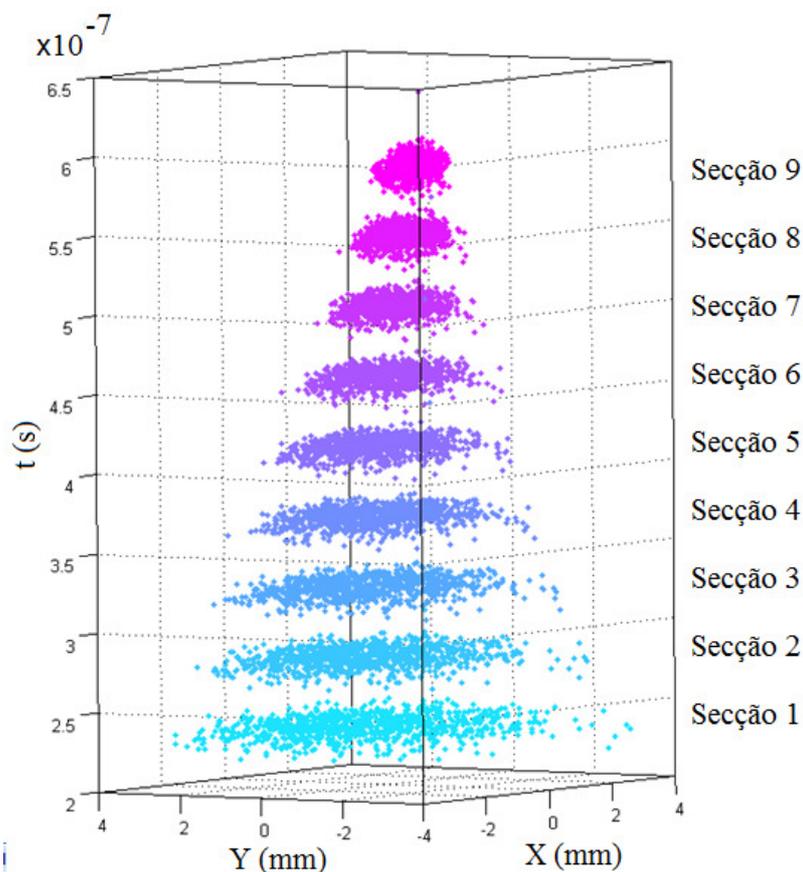


Figura 99.
Reconstrução de 919 traços emitidos perpendicularmente ao plano do GEM ($\theta=90^\circ$).

Os histogramas das posições X e Y, para as várias secções, encontram-se na Figura 100. Os erros nas posições X e Y são avaliados pelas larguras a meia altura das curvas Gaussianas de ajuste aos histogramas das posições X e Y, após lhes ser desconvoluído o alargamento do feixe devido à colimação, que foi simulado para as várias secções. Os resultados obtidos encontram-se na Figura 101.

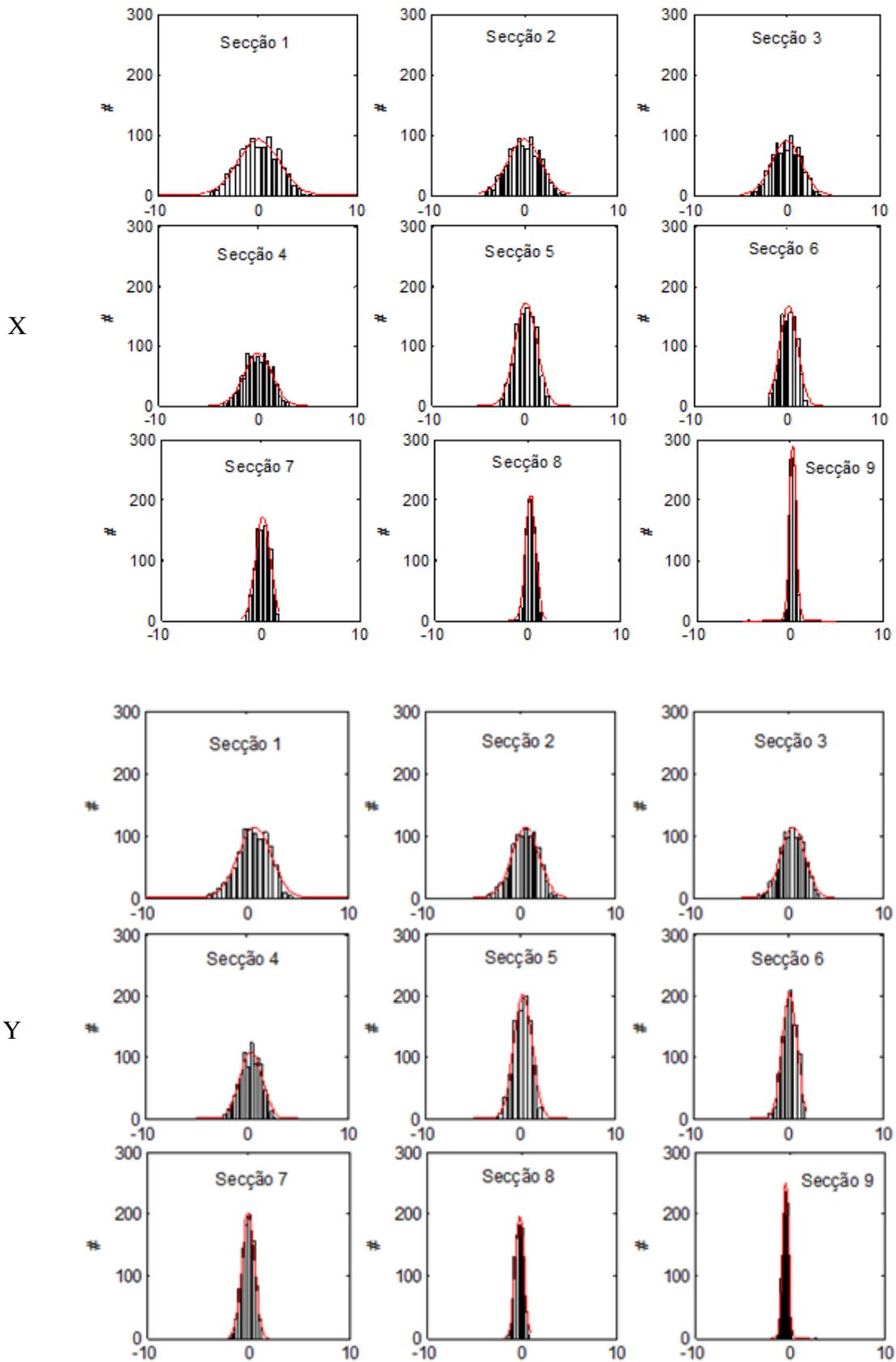


Figura 100. Histogramas das posições X e Y representadas na Figura 99, por secção.

Reconstrução de traços de partículas alfa

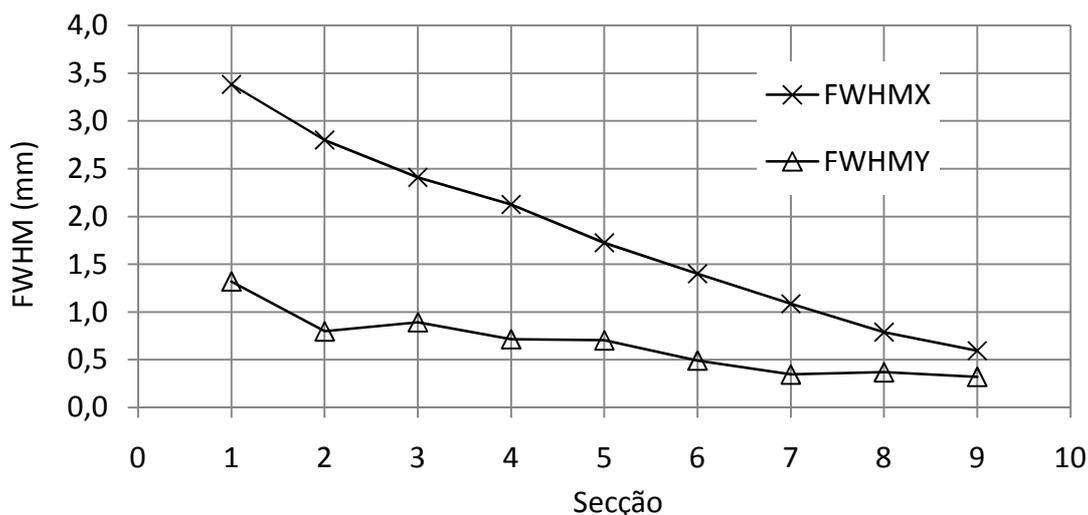


Figura 101. Larguras a meia altura dos histogramas das posições X e Y reconstruídas nas várias secções após lhes ser desconvoluído o alargamento do feixe.

O facto dos erros obtidos em Y serem bastante inferiores aos erros em X evidencia uma assimetria no perfil do feixe de partículas alfa.

Os erros calculados não foram corrigidos do efeito de não-linearidade. Contudo, como a irradiação ocorre aproximadamente no ponto central e a luz de cintilação é lida com a configuração de 2x2 fotomultiplicadores, a não linearidade prevista na simulação (secção 2.4.4.1) é inferior a 10%.

Na Figura 102 observam-se os traços médios reconstruídos de 1000 eventos adquiridos para cada uma das direcções de irradiação testadas. Os traços médios de cada inclinação são claramente distinguíveis, mesmo para os ângulos próximos de 43°, 45° e 47°. O “encurvamento” dos traços deve-se à perda de linearidade com o afastamento da posição central.

Na reconstrução tridimensional, a representação das posições (X,Y) em ordem ao tempo pode ser substituída, de forma equivalente, pela representação das posições (X,Y,Z). Cada coordenada $Z(i)$, correspondente à parte do sinal i , é dada por:

$$Z(i) = \frac{(i-0,5) \times Proj_Z}{n} \quad (\text{Eq. 84})$$

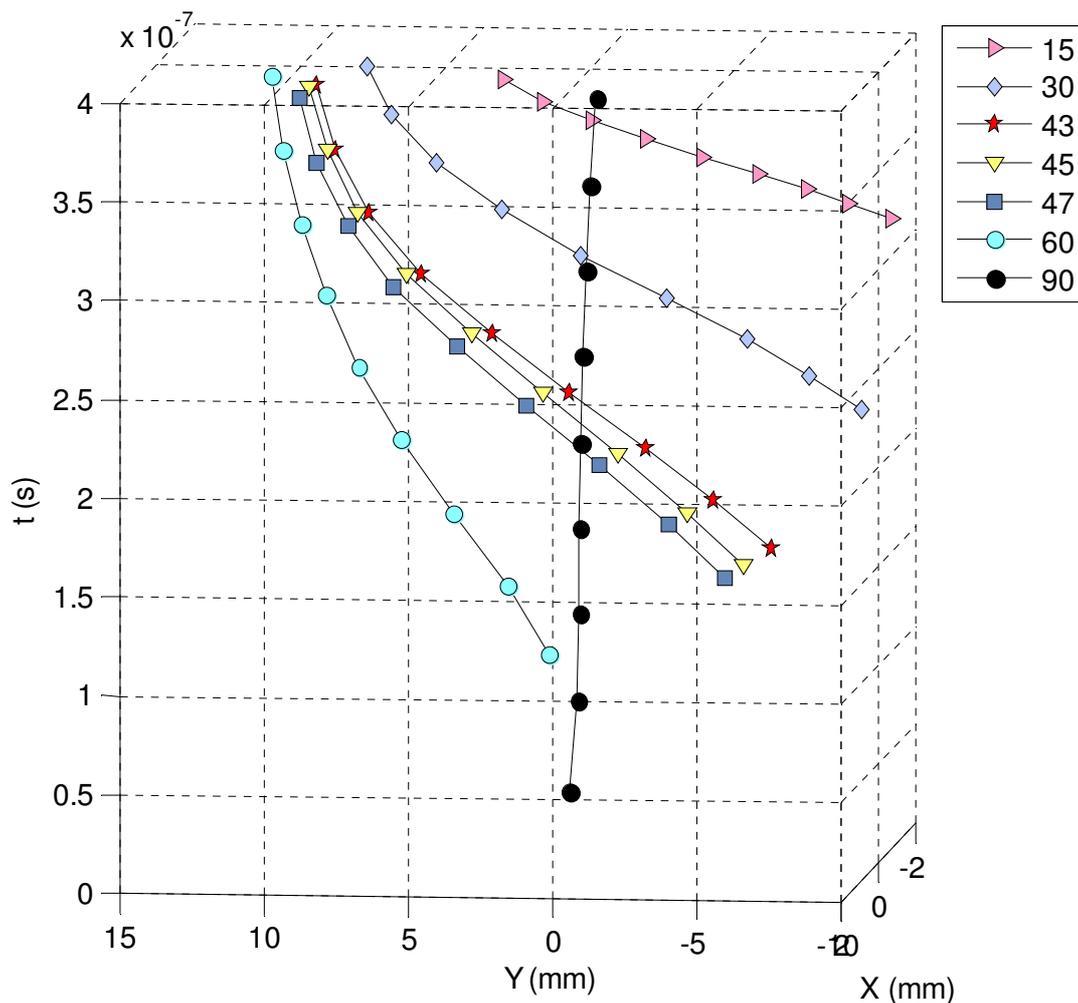


Figura 102. Reconstrução de traços emitidos segundo o eixo dos YY ($\beta=90^\circ$) para as várias inclinações testadas. Para cada ângulo θ , estão representados os 9 pontos (X,Y) médios de 1000 eventos adquiridos.

3.1.2.4. Resolução espacial

A resolução espacial do sistema de detecção pode ser avaliada pela capacidade de distinguir dois traços próximos. Com este objectivo, o detector foi irradiado com dois feixes paralelos de partículas alfa, obtidos usando o colimador de dois furos (secção 3.1.1.1). A reconstrução de traços a distâncias diferentes foi analisada adquirindo dados para vários ângulos θ e β (ver Tabela 15).

Reconstrução de traços de partículas alfa

Tome-se como exemplo a situação de $\theta=45^\circ$ e $\beta=45^\circ$ ($d_x=d_y=1,25$ mm). As posições (X,Y) reconstruídas para cada uma das nove secções em que foram segmentados os traços, encontram-se na Figura 103. A imagem reconstruída dos dois pontos de irradiação torna-se sucessivamente mais nítida ao longo das várias secções, correspondentes a porções dos traços mais próximas da saída do colimador. Nos histogramas das posições X e Y (Figura 104), a resolução dos dois furos torna-se possível a partir da secção 5 e da secção 6, respectivamente.

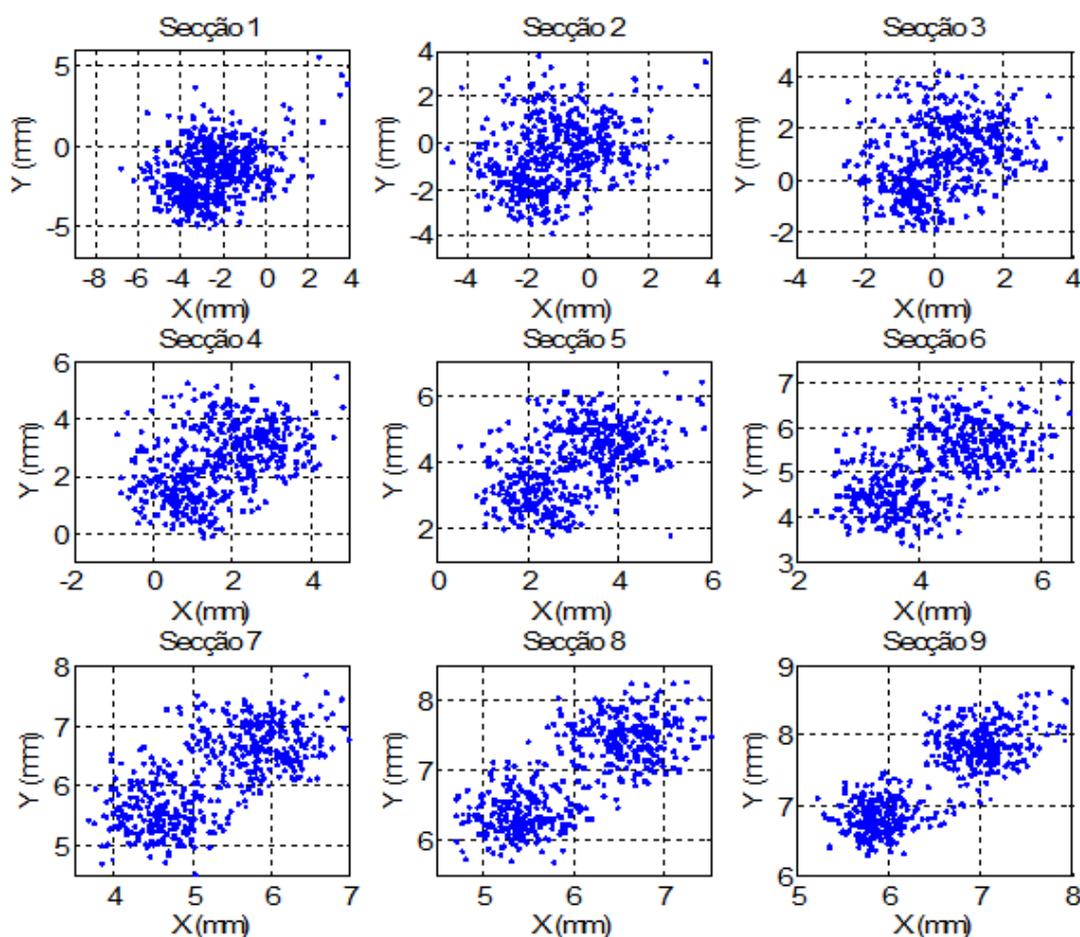


Figura 103. Projecções (X,Y) de 1000 traços adquiridos com $\theta=45^\circ$ e $\beta=45^\circ$ ($d_{xy}=1,77$ mm) reconstruídas para as nove secções. Os gráficos têm escalas diferentes.

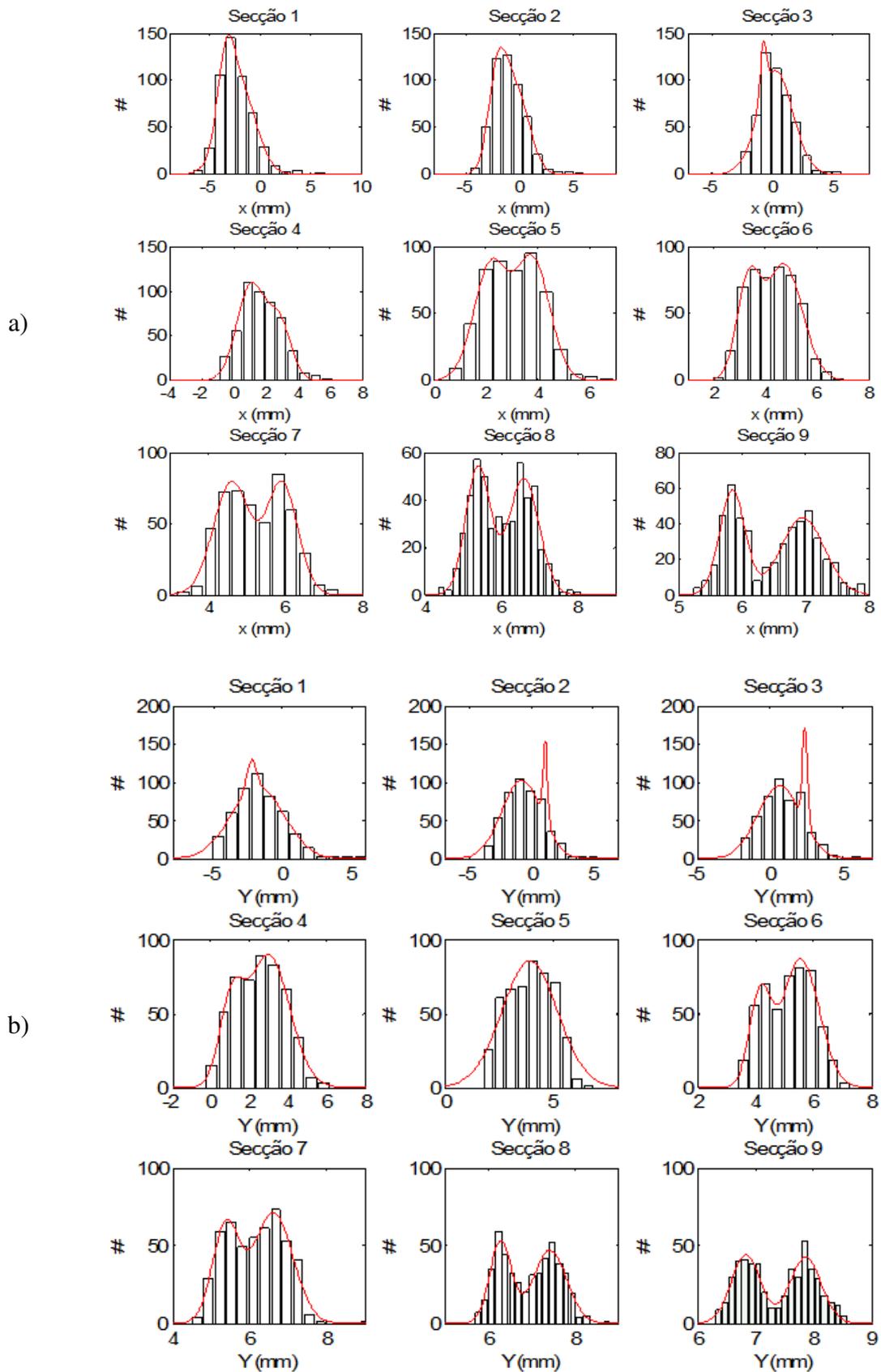


Figura 104. Histogramas das posições X, em a), e Y, em b), representadas na Figura 103. Os gráficos têm escalas diferentes.

Reconstrução de traços de partículas alfa

Os valores das larguras a meia altura de cada furo, retirados dos histogramas, são corrigidos da não-linearidade usando as distâncias reais entre furos e as respectivas distâncias reconstruídas para a secção 9. No exemplo em análise, as projecções da distância entre furos são de 1,1 mm no eixo dos XX e de 1,0 mm no eixo dos YY, inferiores ao valor esperado de 1,25 mm.

As larguras a meia altura das posições X e Y dos dois furos com a correcção de linearidade e sem a contribuição de 0,66 mm devido ao alargamento do feixe, encontram-se na Tabela 17 .

Tabela 17 Larguras a meia altura das projecções X e Y dos dois furos, retiradas dos histogramas da secção 9, para emissões com $\theta=45^\circ$ e $\beta=45^\circ$.

	Furo 1	Furo 2	Média dos 2 furos
$FWHM_x$ (mm)	0,0	0,5	0,3
$FWHM_y$ (mm)	0,3	0,3	0,3

Verifica-se que a maior contribuição para o erro advém do alargamento do feixe. As larguras a meia altura corrigidas da não linearidade estão compreendidas entre 0,5 mm e 0,8 mm, com valores próximos do valor estimado por simulação para o alargamento do feixe, de 0,66 mm. O valor nulo é apresentado para a largura a meia altura em X do primeiro furo devido ao seu valor corrigido ser inferior a 0,66. Este facto pode-se justificar com a variância dos erros calculados e com o diâmetro do colimador poder ser ligeiramente inferior a 0,5 mm.

A análise descrita para $\theta=45^\circ$ e $\beta=45^\circ$ foi repetida para as restantes configurações indicadas na Tabela 15 . Na Figura 105 encontram-se as posições X e Y reconstruídas da secção 9 dos sinais adquiridos, para emissões paralelas ao eixo dos YY ($\beta=90^\circ$) com inclinações de $\theta=30^\circ$, 45° e 60° . As respectivas distâncias reais entre as projecções dos furos também estão indicadas.

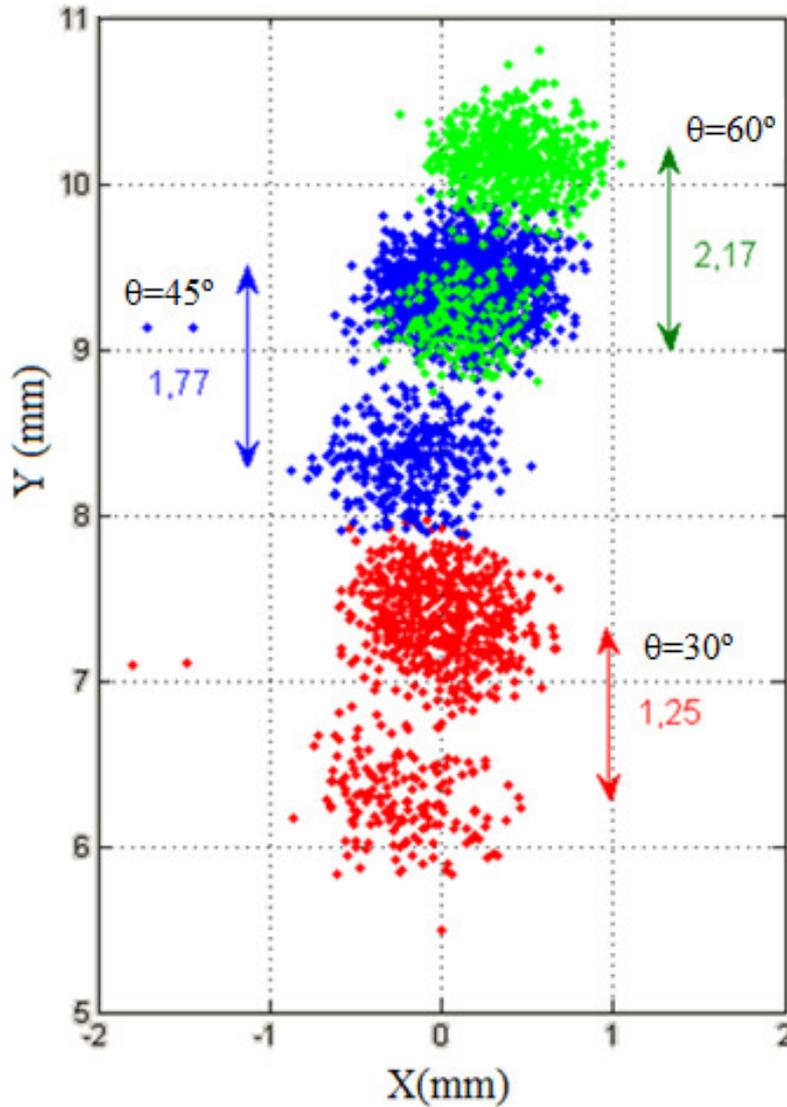


Figura 105. Posições reconstruídas da secção 9 dos sinais adquiridos para emissões paralelas ao eixo dos YY ($\beta=90^\circ$) com inclinações de $\theta=30^\circ$, $\theta=45^\circ$ e $\theta=60^\circ$. As respectivas projecções da distância entre os furos estão também indicadas.

Na Figura 106 encontram-se os respectivos histogramas das projecções em X e em Y. Os dois furos são distinguíveis, nos histogramas das posições Y, para todas as inclinações testadas.

As larguras a meia altura sem a contribuição do alargamento do feixe apresentam-se na Tabela 18 para todos os dados adquiridos com $\beta=90^\circ$. Note-se que o alargamento do feixe em X não se altera com o ângulo θ , mas que o alargamento do feixe em Y é proporcional a $\text{sen}(\theta)$. Os valores em Y foram previamente corrigidos da não-linearidade.

Reconstrução de traços de partículas alfa

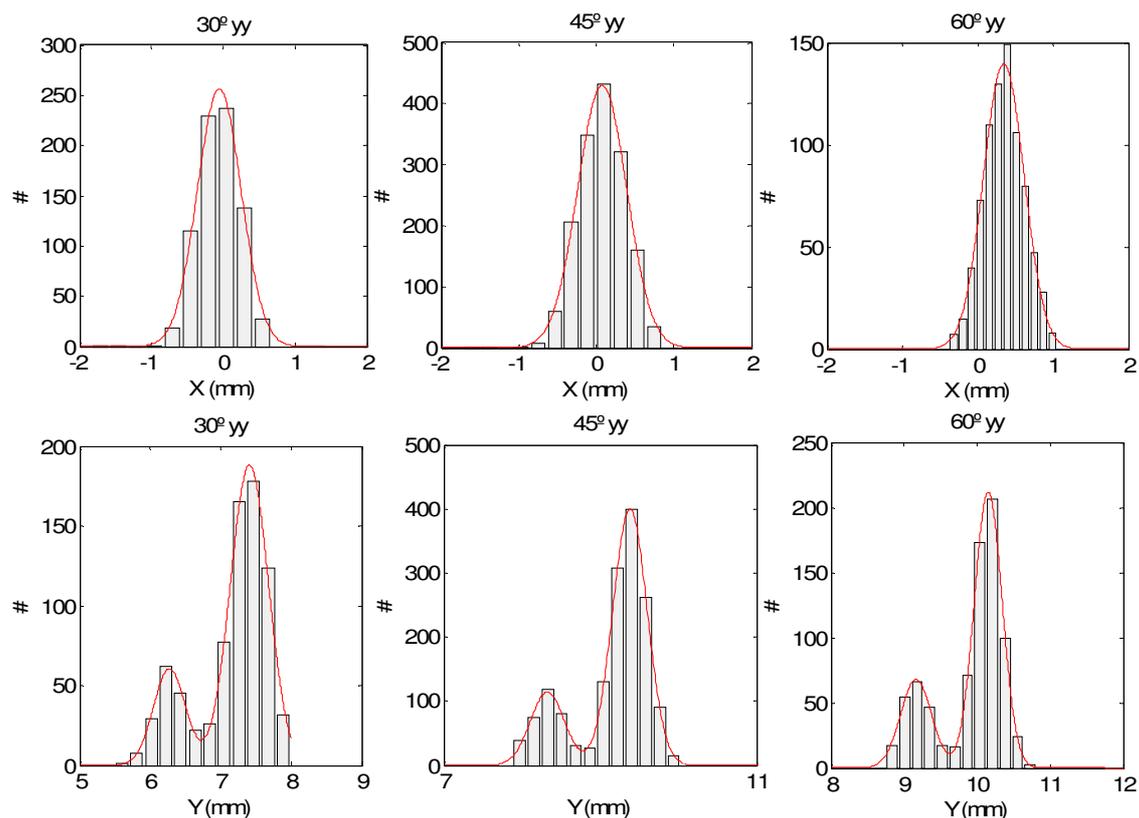


Figura 106. Histogramas das projecções em X e em Y representadas na Figura 104. Os gráficos têm escalas diferentes.

Tabela 18 Larguras a meia altura das projecções X e Y dos dois furos para emissões ao longo do eixo dos YY. Os valores de Y foram previamente corrigidos da não-linearidade. Todos os valores têm desconvoluído o efeito de alargamento do feixe.

θ	FWHM_x (mm)	FWHM_y (mm)		
		Furo 1	Furo 2	Média 2 furos
30°	0,3	0,6	0,5	0,6
45°	0,3	1,2	0,7	1,0
60°	0,5	0,8	0,9	0,9

Na Figura 107 estão representadas as posições reconstruídas da secção 9 dos sinais, para emissões segundo a diagonal $y=x$ ($\beta=45^\circ$), para as inclinações de $\theta=30^\circ$, $\theta=45^\circ$, $\theta=60^\circ$ e $\theta=90^\circ$. Note-se que os dois furos são distinguíveis nos histogramas das

projeções em X e em Y (Figura 108), inclusive para $\theta=30^\circ$. Os erros apresentam-se na Tabela 19, com os valores corrigidos da não-linearidade e com o alargamento do feixe desconvolvido. A contribuição da colimação, igual para ambas as direcções, varia entre 0,50 mm para $\theta=30^\circ$ e 0,66 mm para $\theta=90^\circ$.

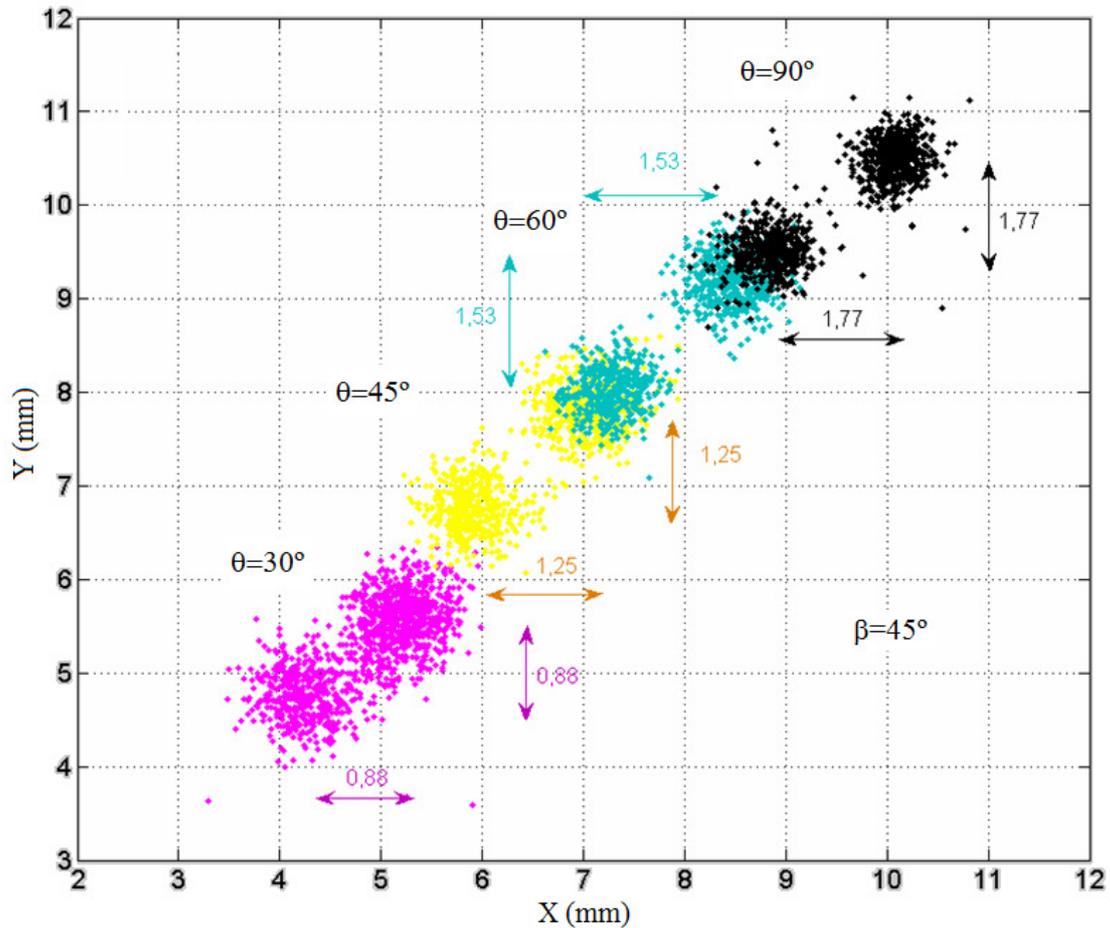


Figura 107. Posições reconstruídas da secção 9 dos sinais adquiridos para emissões segundo a diagonal $y=x$ ($\beta=45^\circ$) com inclinações de $\theta=30^\circ$, $\theta=45^\circ$, $\theta=60^\circ$ e $\theta=90^\circ$. As respectivas projecções da distância entre os furos estão também indicadas.

Reconstrução de traços de partículas alfa

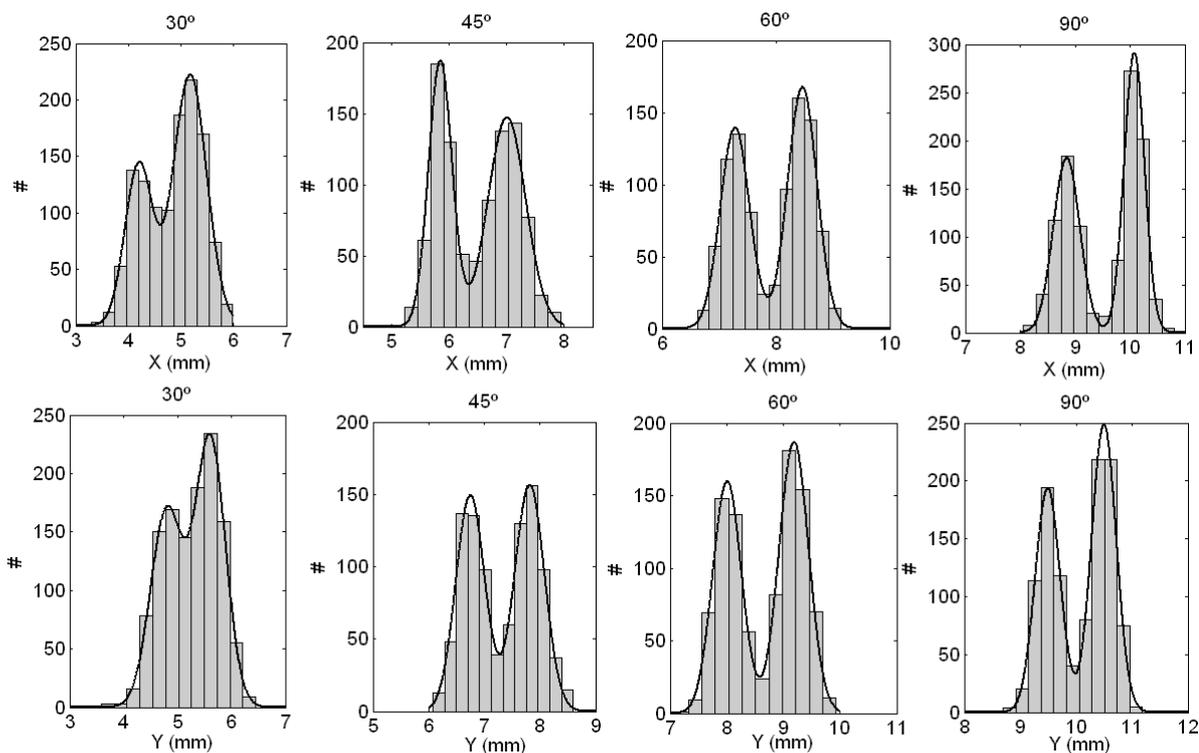


Figura 108. Histogramas das projecções em X e em Y representadas na Figura 107. Os gráficos têm escalas diferentes.

Tabela 19 Larguras a meia altura das projecções X e Y dos dois furos para emissões ao longo da diagonal $y=x$ ($\beta=45^\circ$). Todos os valores foram corrigidos da não-linearidade e têm desconvoluído o efeito de alargamento do feixe.

θ	Furo 1		Furo 2		Média 2 furos	
	$FWHM_X$ (mm)	$FWHM_Y$ (mm)	$FWHM_X$ (mm)	$FWHM_Y$ (mm)	$FWHM_X$ (mm)	$FWHM_Y$ (mm)
30	0,5	0,5	0,3	0,6	0,4	0,6
45	0,1	0,5	0,7	0,5	0,4	0,5
60	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5
90	0,5	0,7	0,2	0,7	0,3	0,7

Os dois furos são identificados nas imagens de posições (X,Y) reconstruídas usando a secção 9 dos sinais adquiridos, correspondente à porção dos traços mais próxima do colimador. A distinção dos furos a partir dos histogramas das posições X e Y foi

conseguida para todas as orientações de traços testadas, verificando-se a capacidade de separação de traços que distem entre 2,17 mm e 0,88 mm.

Os erros corrigidos da não-linearidade e sem a contribuição devida ao alargamento do feixe são todos inferiores a 1 mm, excepto um valor obtido com $\beta=90^\circ$ e $\theta=45^\circ$. Não se identifica nenhuma tendência de variação dos erros com a inclinação do traço. O erro médio de todos os valores calculados é de 0,5 mm, valor que caracteriza a resolução em posição do sistema de detecção desenvolvido.

3.2. RECONSTRUÇÃO DE TRAJECTÓRIAS DE RAIOS CÓSMICOS

Os raios cósmicos depositam no detector uma energia de 2,7 keV por cada centímetro de distância percorrida. Em comparação, uma partícula alfa com energia de 5,5 MeV deposita uma energia por unidade de comprimento cerca de 500 vezes superior.

A reconstrução de traços de raios cósmicos que atravessam o detector permite testar a capacidade de reconstruir traços de partículas minimamente ionizantes.

3.2.1. Sistema experimental

Devido à baixa ionização específica de um raio cósmico, aumentou-se a multiplicação de carga relativamente ao sistema descrito na secção 3.1.1, introduzindo um terceiro GEM na câmara. O ganho efectivo do triplo GEM é de ~ 8000 ($\Delta V_{\text{GEMs}}=380$ V).

Os quatro fotomultiplicadores foram polarizados com tensões de 900 V a que correspondem ganhos da ordem de 3×10^5 .

3.2.1.1. Telescópio de raios cósmicos

A selecção dos raios cósmicos que se irão analisar no detector é efectuada através de um telescópio utilizando dois cintiladores. A coincidência de sinais nos dois cintiladores acciona a aquisição dos sinais dos fotomultiplicadores no osciloscópio digitalizador. Na Figura 109 encontra-se uma fotografia do sistema experimental e um esquema da aquisição de dados.

Usaram-se dois cintiladores que estavam disponíveis no laboratório: um cintilador de NaI com uma área circular útil com 5,7 cm de diâmetro e um cintilador plástico com uma área de detecção de 12×12 cm². A distância entre os cintiladores é de 141 cm. A distribuição dos ângulos dos raios cósmicos seleccionados em relação ao eixo que une os centros de detecção dos cintiladores foi simulada em MATLAB. Os ângulos variam entre 0,0° e 4,5°, sendo o valor mais provável de 2,0°.

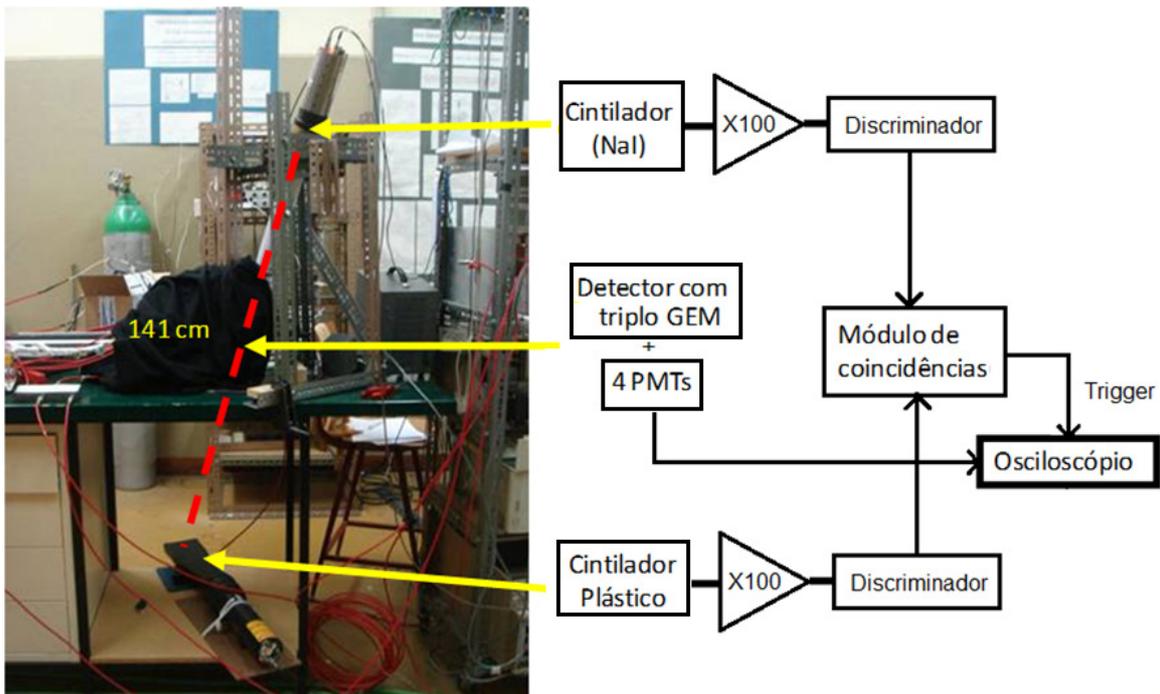


Figura 109. Fotografia do sistema experimental e esquema com os módulos utilizados para a detecção de raios cósmicos.

A taxa de contagem de eventos identificados como raios cósmicos é ~ 4 por hora.

3.2.2. Resultados experimentais

O programa em MATLAB de análise dos traços de raios cósmicos foi adaptado do programa desenvolvido para a reconstrução de traços de partículas alfa.

Mantendo a distância entre os cintiladores de 141 cm, adquiriram-se dados para duas orientações dos cintiladores relativamente à câmara, definindo os ângulos $\theta=30^\circ$ e $\beta=90^\circ$, no primeiro caso, e $\theta=20^\circ$ e $\beta=110^\circ$ no segundo. As trajectórias de raios cósmicos com estas orientações estão representadas na Figura 110.

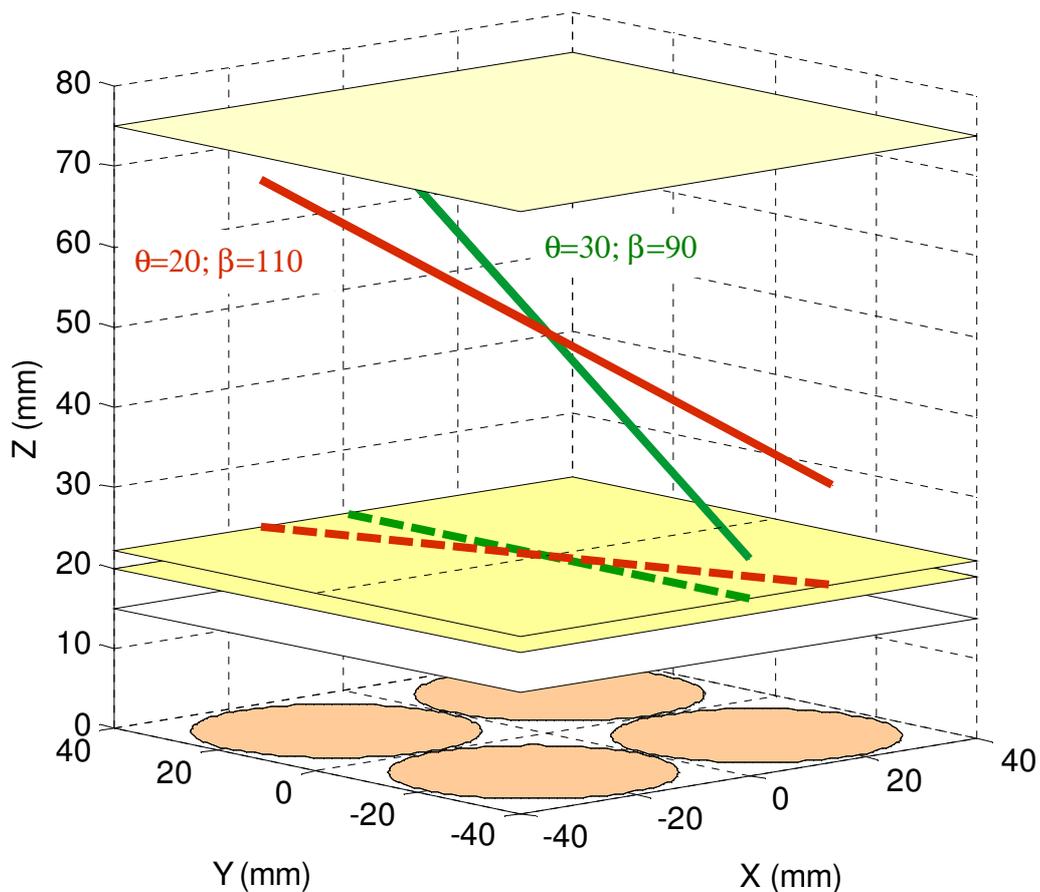


Figura 110. Esquema com as trajectórias de dois raios cósmicos com ângulos de $\theta=30^\circ$ e $\beta=90^\circ$ e de $\theta=20^\circ$ e $\beta=110^\circ$ na região de deriva do detector e respectivas projecções no plano dos GEMs. O desenho não de encontra à escala.

3.2.2.1. Ângulos $\theta=30^\circ$ e $\beta=90^\circ$

No histograma da soma dos integrais dos sinais recolhidos nos quatro fotomultiplicadores é possível distinguir três conjuntos de sinais, assinalados na Figura 111. Além dos sinais que se identificam como traços de raios cósmicos, existem sinais de baixa amplitude, que são ruído, e sinais de grande amplitude que estão saturados.

A selecção de eventos teve como base este histograma, rejeitando os eventos em que a soma da luz recolhida nos quatro fotomultiplicadores, nas unidades arbitrárias apresentadas na figura, fosse inferior a 10 e superior a 1000.

Dos 1620 eventos adquiridos, foram aproveitados 438.

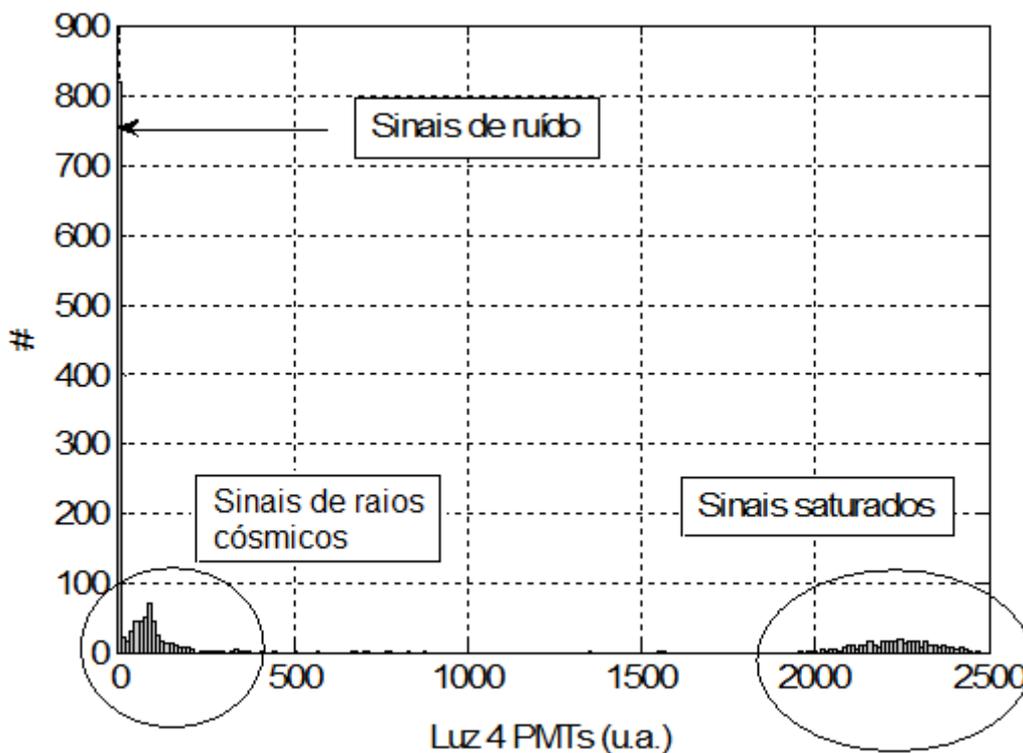


Figura 111. Histograma da soma da luz recolhida nos 4 fotomultiplicadores.

O histograma da duração do sinal soma de todos os eventos adquiridos apresenta-se na Figura 112 a). Os eventos identificados como interações de raios cósmicos correspondem ao pico centrado em ~ 450 ns, como se pode comprovar através do histograma da duração dos eventos seleccionados por quantidade de luz (Figura 112 b)).

A reconstrução tridimensional do traço processa-se de forma análoga à apresentada para a reconstrução de traços de partículas alfa. Os impulsos recolhidos nos quatro fotomultiplicadores são fraccionados em nove partes com intervalos de tempo iguais, para as quais se calculam as posições (X,Y). Como exemplo, na Figura 113, apresentam-se os sinais recolhidos no osciloscópio de um evento e o respectivo traço reconstruído.

Reconstrução de trajectórias de raios cósmicos

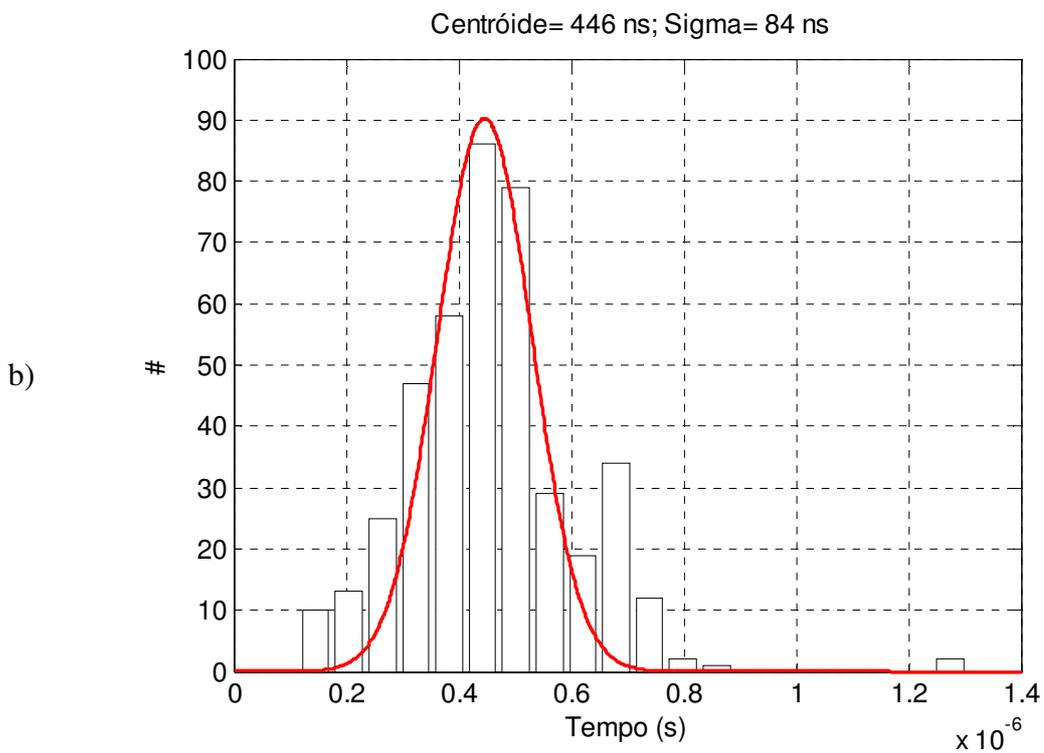
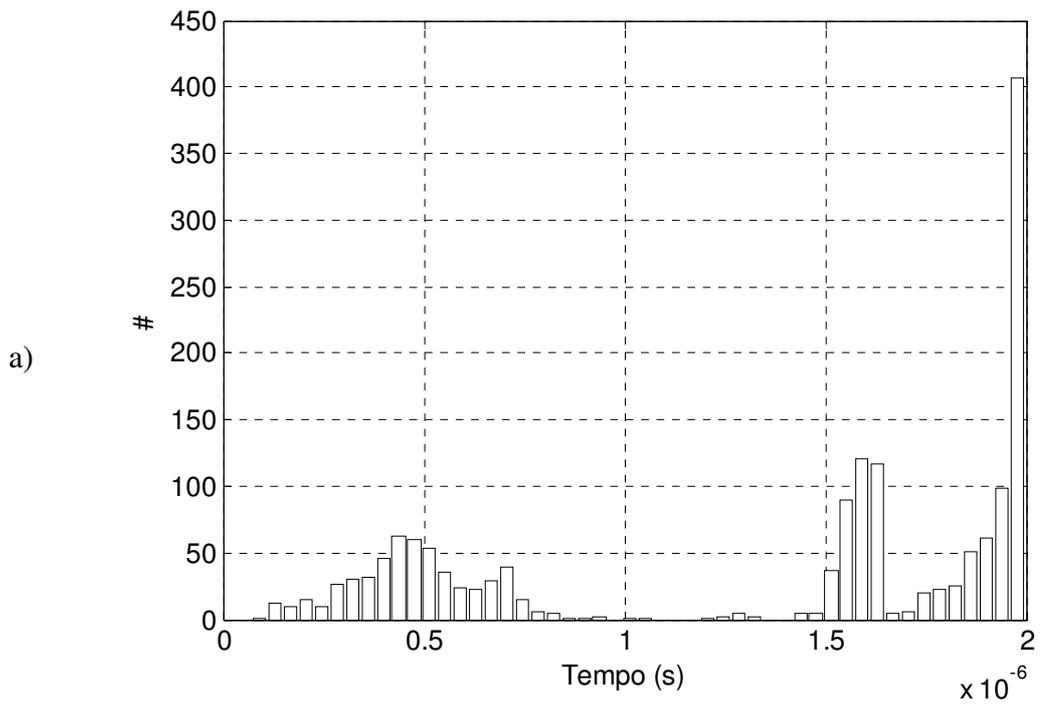


Figura 112. Histograma da duração de todos os eventos em a) e dos eventos seleccionados por quantidade de luz em b).

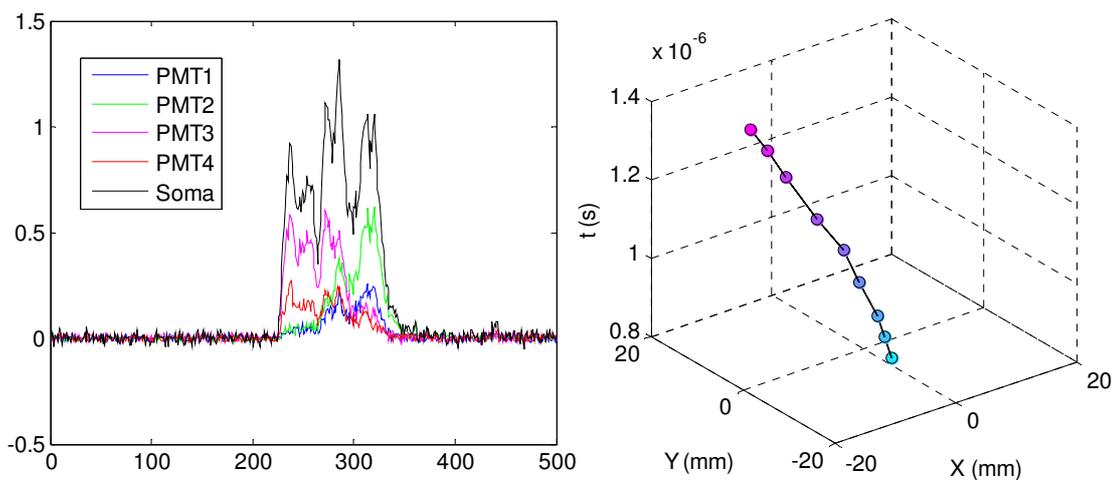


Figura 113. Reconstrução tridimensional de um traço de um raio cósmico a partir dos impulsos recolhidos nos quatro fotomultiplicadores.

A título de curiosidade, repare-se na Figura 114 onde se identificam interações de dois raios cósmicos. Apesar do programa não estar preparado para analisar eventos múltiplos, as duas trajetórias são claramente visíveis.

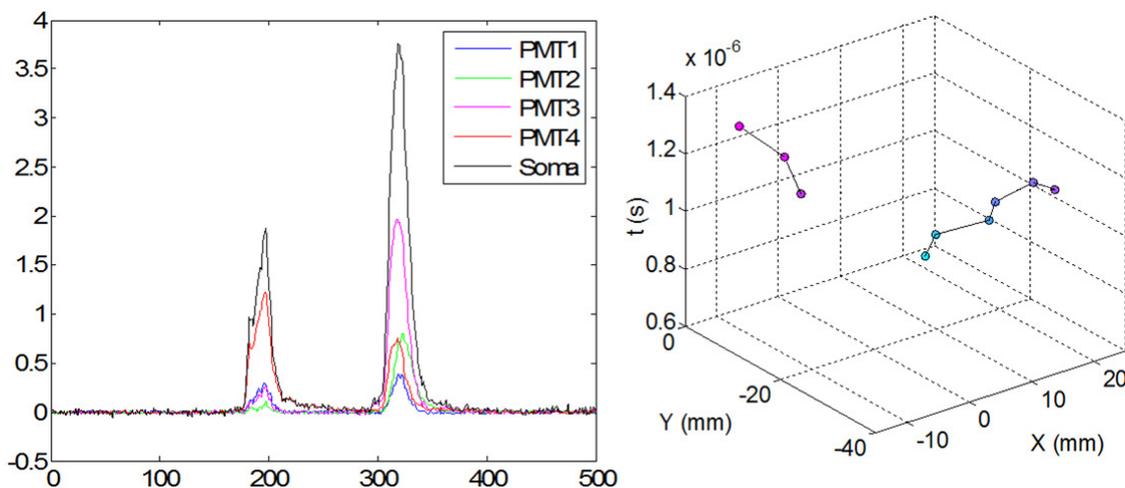


Figura 114. Evento adquirido onde se distinguem duas interações de raios cósmicos.

As posições reconstruídas para cada uma das secções em que foram fraccionados todos os sinais reconstruídos encontram-se na Figura 115. O deslocamento dos traços ao

Reconstrução de trajetórias de raios cósmicos

longo do eixo dos YY observa-se nas imagens reconstruídas e no deslocamento dos picos dos histogramas das posições Y (Figura 116) ao longo das várias secções.

Note-se que as posições reconstruídas não estão corrigidas do efeito de não-linearidade, que é mais severo para os pontos afastados da posição central.

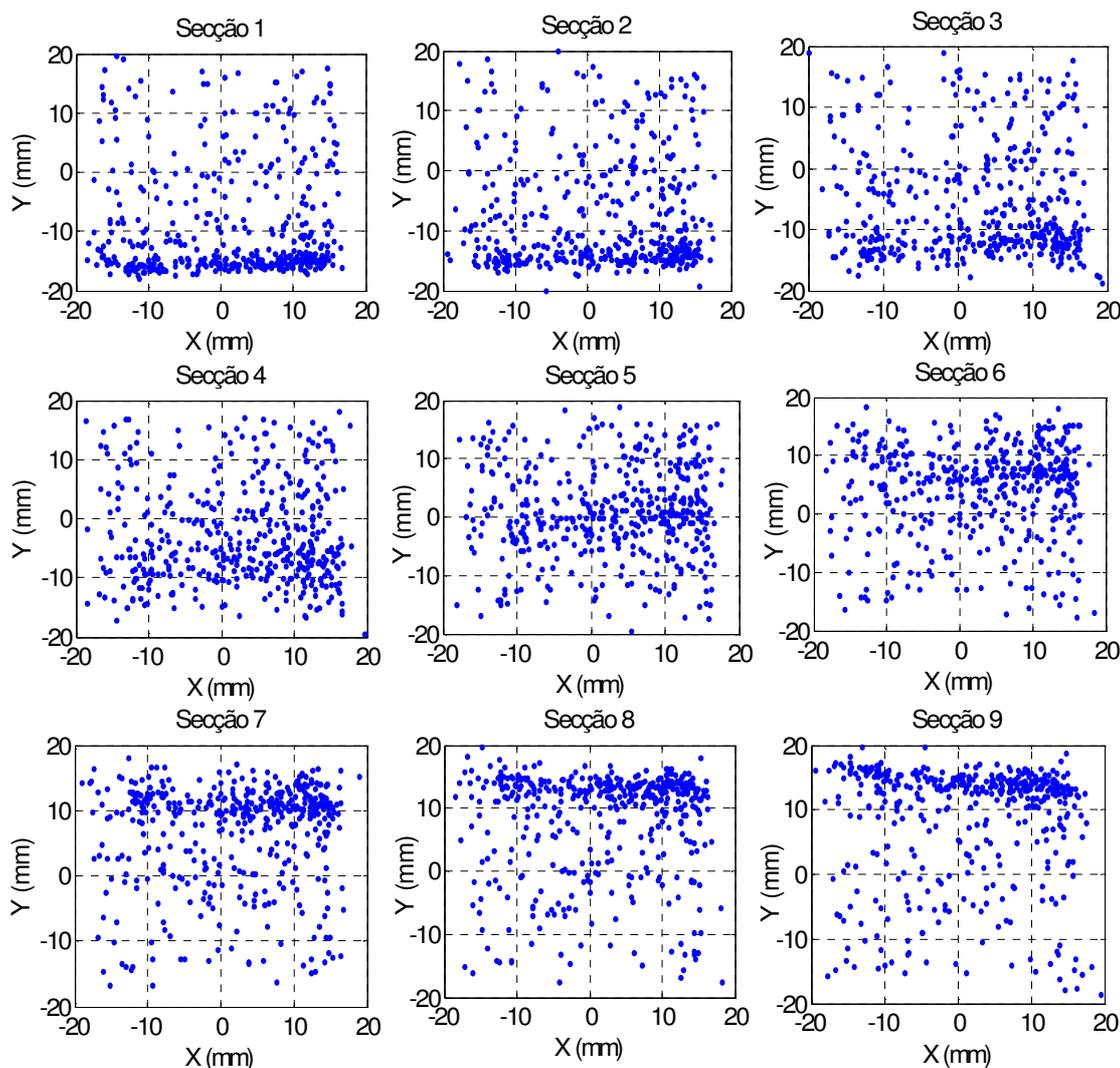


Figura 115. Posições reconstruídas para as secções em que foram fraccionados os sinais.

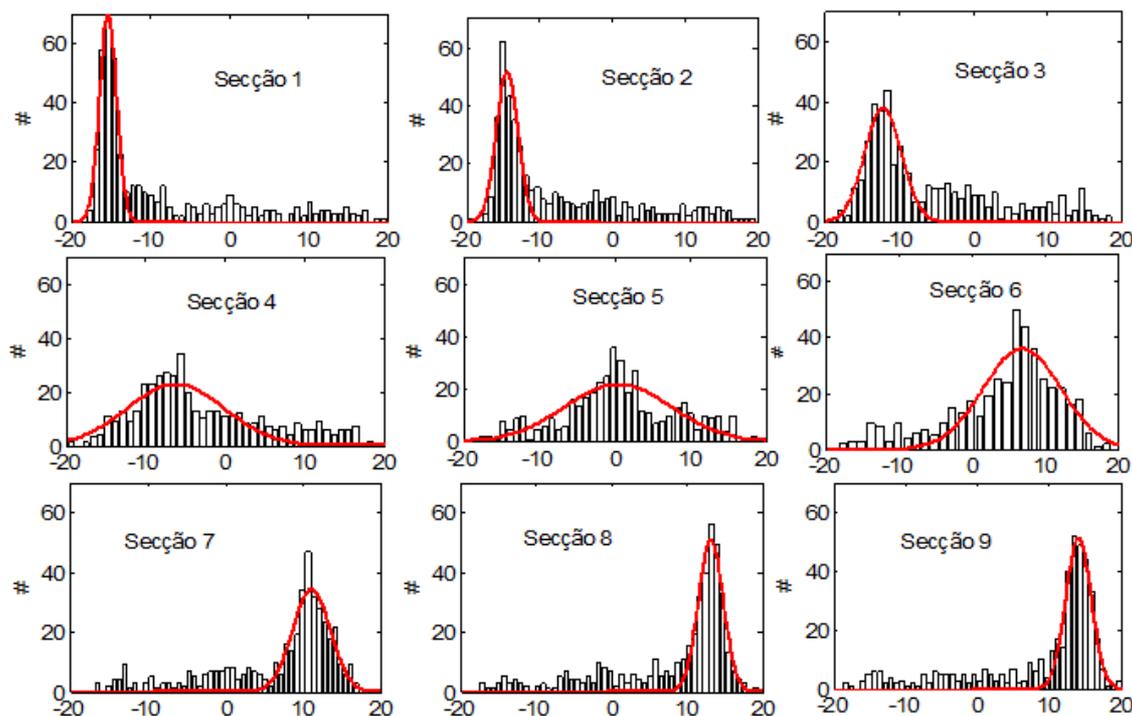


Figura 116. Histogramas das posições Y representadas na Figura 115.

As projecções X e Y dos traços são calculadas dos dados experimentais através das distâncias entre as posições reconstruídas. Dada a acentuada perda de linearidade do algoritmo do centro de gravidade fora da zona central, usaram-se apenas os três pontos centrais de cada traço para os cálculos. As posições usadas foram corrigidas da não-linearidade usando os valores dos diferenciais determinados na simulação (secção 2.4.4.1).

As projecções no eixo dos ZZ são calculadas através das durações dos sinais (Eq. 82).

Os histogramas das projecções X, Y e Z obtidas encontram-se na Figura 117.

Tal como esperado, devido a $\beta=90^\circ$, a projecção no eixo dos XX é próxima de zero.

A projecção no eixo dos YY, que representa a largura média da zona de deriva atravessada pelos raios cósmicos, é de $7,7 \pm 3,0$ cm.

O centróide do histograma das projecções no eixo dos ZZ é de 3,9 cm. Este valor tem um erro, por defeito, devido à duração do sinal não abranger a totalidade da forma de onda. Neste caso, a duração foi calculada como o intervalo de tempo em que o sinal está acima de 10% do seu valor máximo. Partindo do valor da projecção no eixo dos YY obtida, o valor esperado para a projecção no eixo dos ZZ é de:

$$\text{Proj}_Z = \text{Proj}_Y \times \tan(\theta) = 7,7 \times \tan(30^\circ) = 4,4 \text{ cm} \quad (\text{Eq. 85})$$

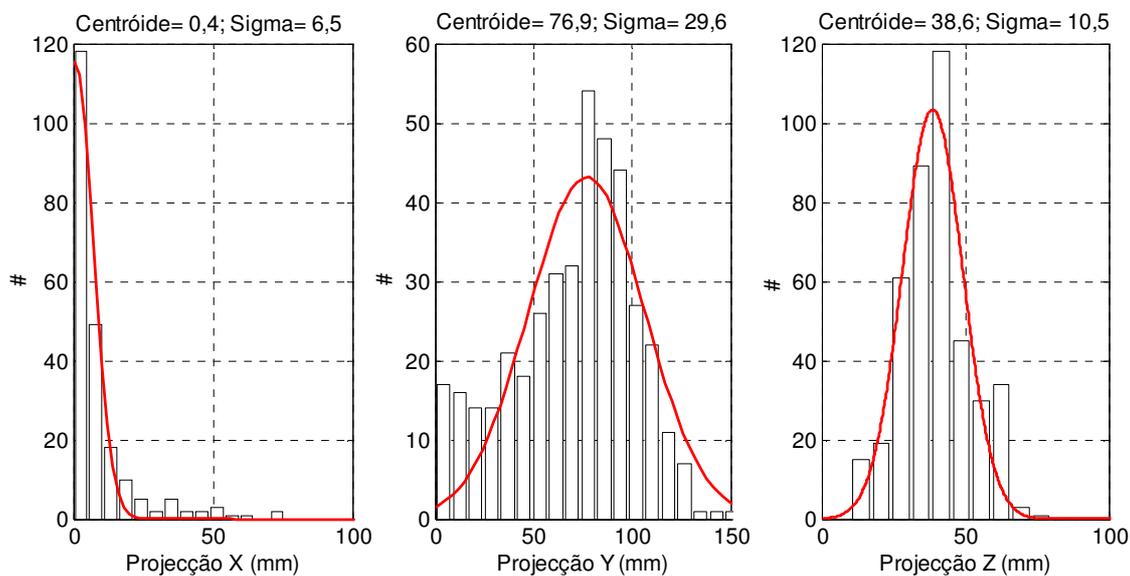


Figura 117. Histogramas das projecções dos traços em X, Y e Z

O ângulo β é calculado para cada traço a partir do declive da recta de ajuste dos pontos (X,Y) reconstruídos. Tal como para o cálculo das projecções, usam-se apenas os 3 pontos centrais de cada traço corrigidos da não-linearidade pelos valores simulados. Do histograma dos ângulos obtidos, na Figura 118, retira-se o valor esperado de $\beta \approx 90^\circ$.

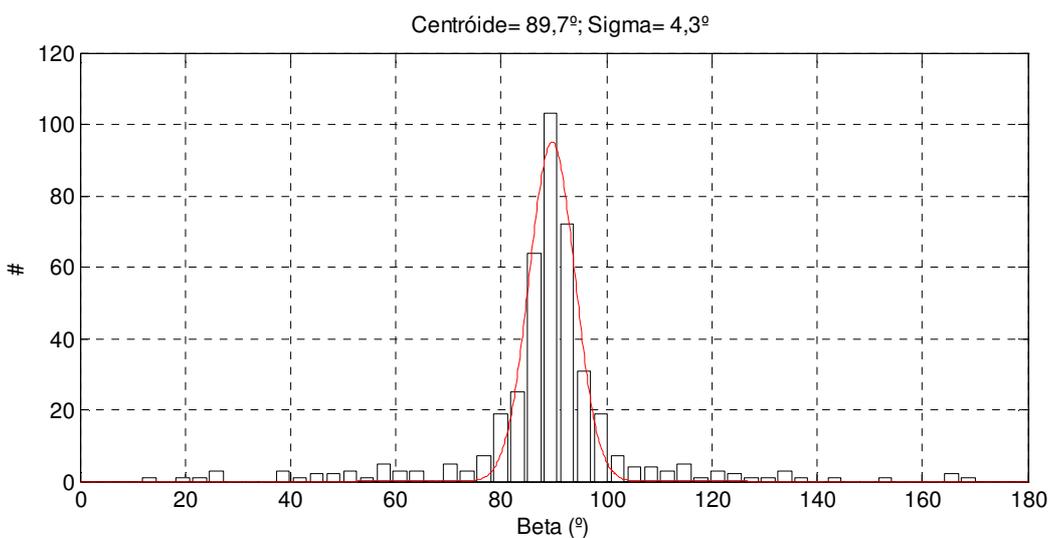


Figura 118. Histograma do ângulo β .

O ângulo θ é determinado para cada traço usando as projecções no eixo dos ZZ e no plano dos GEMs, Proj_{XY} , através de:

$$\theta = \text{atan}\left(\frac{\text{Proj}_Z}{\text{Proj}_{XY}}\right) \quad (\text{Eq. 86})$$

O histograma dos ângulos θ obtidos apresenta-se na Figura 119. O erro, por defeito, da projecção no eixo dos ZZ propaga-se ao ângulo θ , obtendo-se $\theta \sim 25^\circ$, inferior ao valor previsto de 30° .

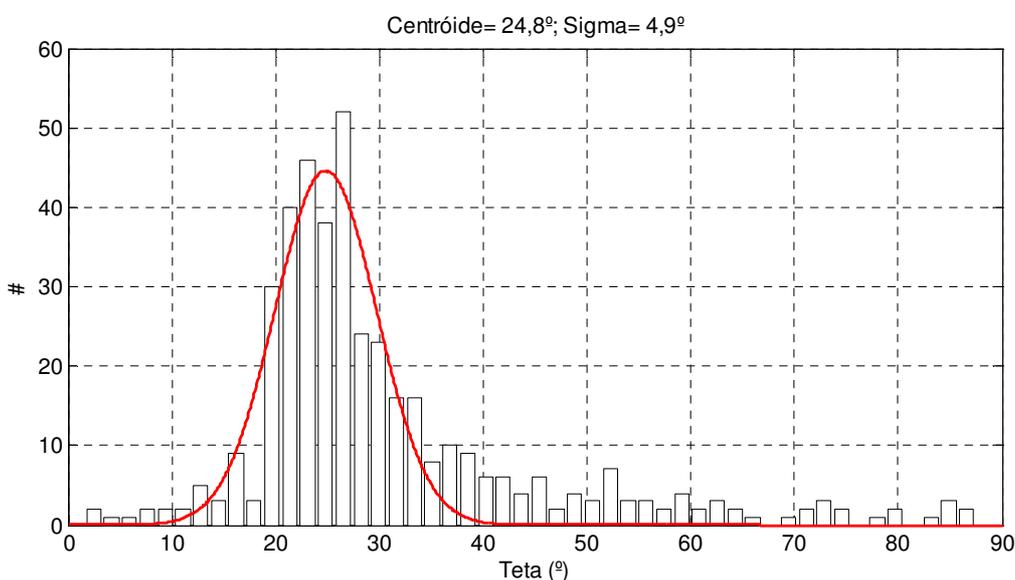


Figura 119. Histograma do ângulo θ .

3.2.2.2. Ângulos $\theta=20^\circ$ e $\beta=110^\circ$

O processo utilizado para a análise de dados da secção anterior repetiu-se para os dados adquiridos com a configuração de $\theta \approx 20^\circ$ e $\beta \approx 110^\circ$.

Foram aproveitados 484 eventos dos 1250 adquiridos.

A reconstrução das posições obtidas por secção apresenta-se na Figura 120. Nas imagens das secções centrais é visível a inclinação dos traços em relação ao eixo dos YY. Apesar da dispersão das posições X reconstruídas, a secção 1 apresenta uma região de maior densidade de pontos para $X > 10$ mm que se desloca sucessivamente para

Reconstrução de trajetórias de raios cósmicos

posições inferiores ao longo das secções seguintes. Este efeito também é observável nos histogramas das posições X (Figura 121 a)). Os histogramas das posições Y (Figura 121 b)) apresentam um pico bem definido que se desloca no sentido positivo do eixo dos YY ao longo das várias secções.

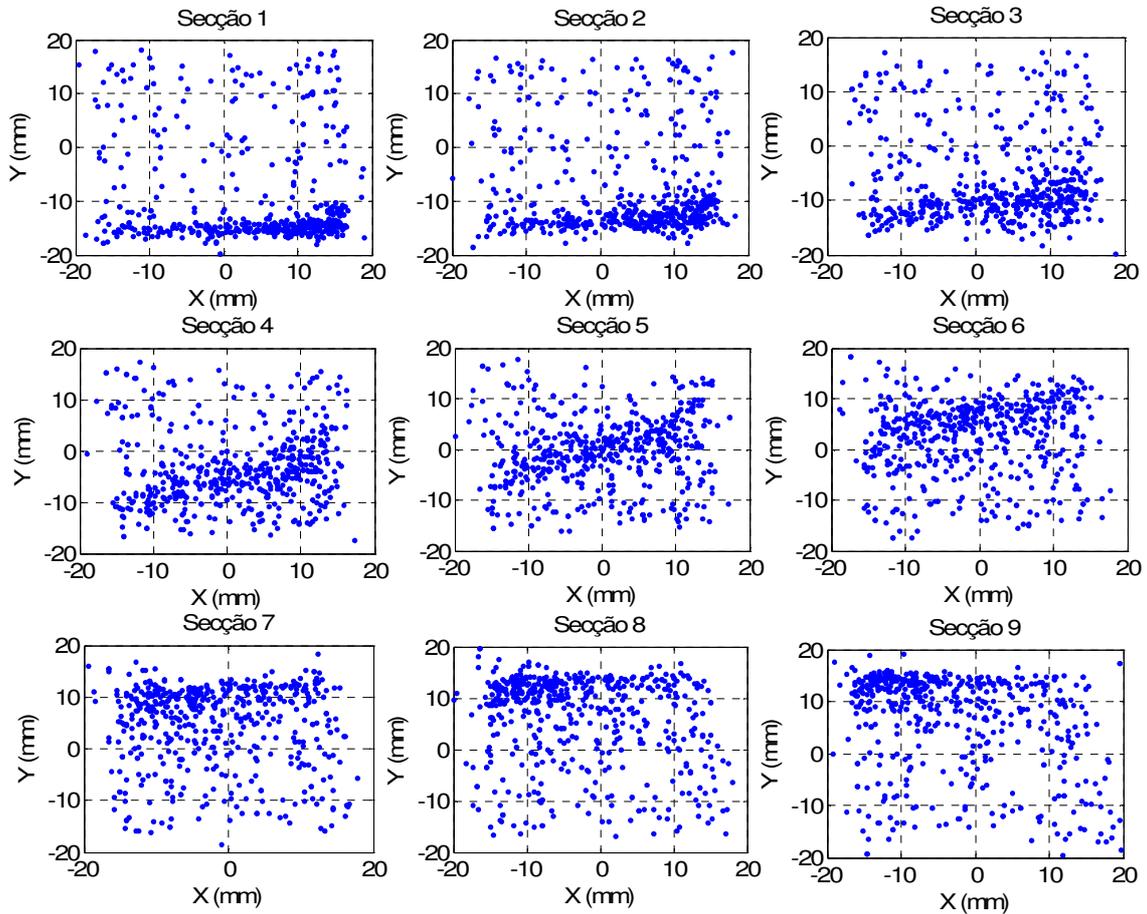


Figura 120. Posições (X,Y) reconstruídas por secção.

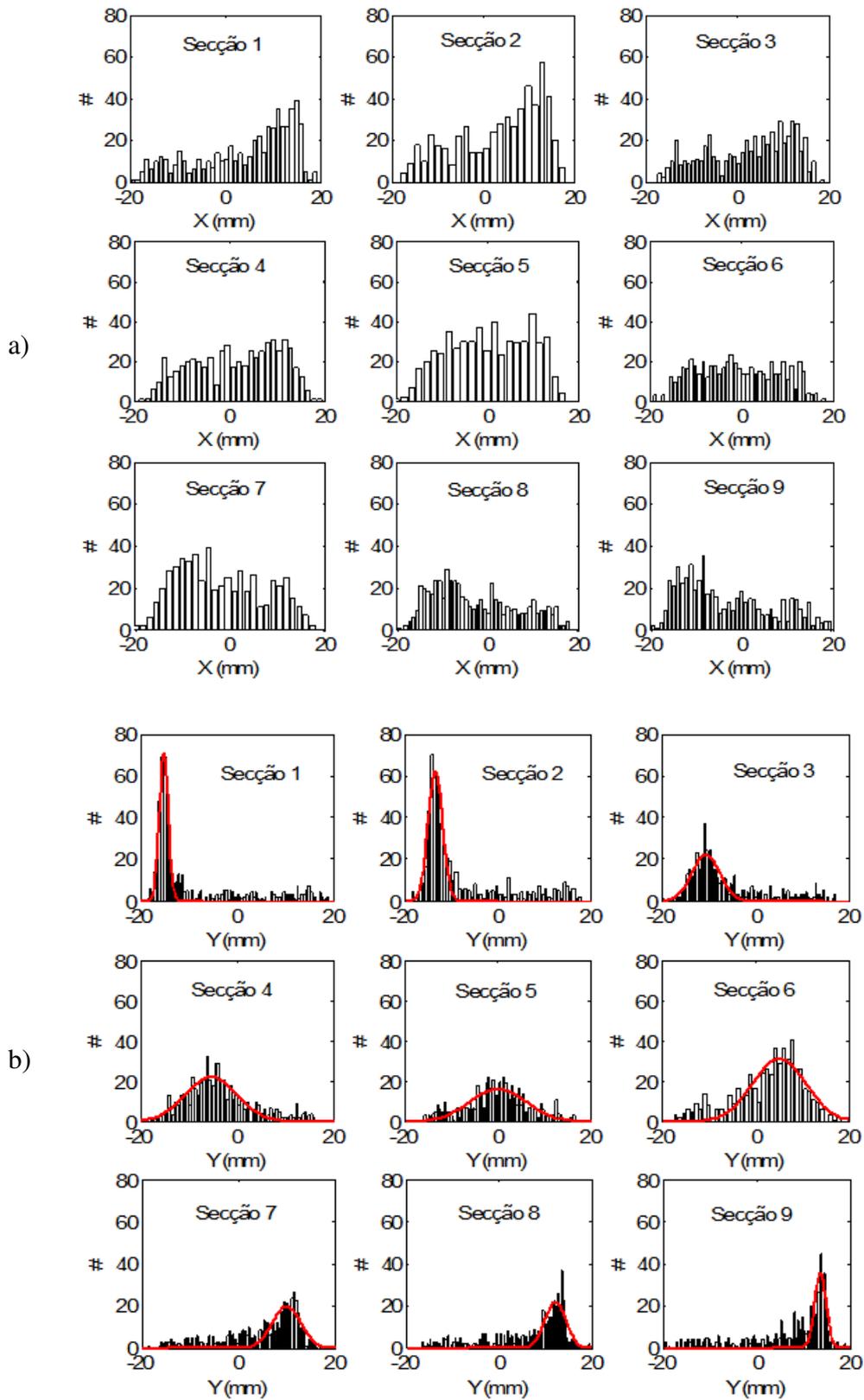


Figura 121. Histogramas das posições X, em a), e das posições Y, em b) representadas na Figura 120.

Reconstrução de trajectórias de raios cósmicos

As projecções dos traços e os ângulos β e θ foram calculadas tal como no caso anterior, através das posições reconstruídas para as três secções centrais em que se seccionam os traços. Os resultados obtidos são: $\text{Proj}_x = 2,3 \pm 1,8$ cm, $\text{Proj}_y = 6,9 \pm 2,0$ cm, $\text{Proj}_z = 2,5 \pm 0,6$ cm, $\beta = 110,2^\circ \pm 7,4^\circ$ e $\theta = 17,3 \pm 3,3^\circ$. O ângulo β calculado dos dados experimentais está de acordo com o valor previsto. O erro cometido no cálculo da duração afecta o ângulo θ , sendo o valor obtido inferior ao esperado.

3.2.2.3. Conclusão

Os resultados obtidos para as duas orientações de raios cósmicos seleccionadas são análogos. Obteve-se uma boa correlação entre os ângulos β definidos com o telescópio e os calculados com os dados experimentais recolhidos no detector. O método utilizado para medir a duração do sinal introduz um erro sistemático, por defeito, que afecta os ângulos θ reconstruídos em cerca de 15%. O aperfeiçoamento do algoritmo de cálculo da duração poderia suprimir o erro sistemático.

CONCLUSÕES

O trabalho desenvolvido mostra que a reconstrução de traços de partículas pode ser efectuada a partir da leitura da luz de cintilação produzida num detector gasoso de microestrutura, por um conjunto de fotomultiplicadores.

A resolução em posição do sistema de detecção é inversamente proporcional à raiz quadrada do número de fotões emitidos. De acordo com os resultados experimentais, a resolução em posição inferior a 1 mm obtém-se quando o número de fotões emitidos na microestrutura é superior a 0,5 milhões. As resoluções em posição medidas para emissões de 1 e 2 milhões de fotões são da ordem de 0,7 mm e 0,4 mm, respectivamente.

Dos resultados obtidos com as três disposições de fotomultiplicadores testadas, verifica-se que a melhor resolução em posição é alcançada com a configuração quadrada de nove elementos. A disposição de quatro fotomultiplicadores apresenta o pior desempenho.

O sistema de imagiologia de neutrões térmicos desenvolvido apresenta uma resolução em posição da ordem do milímetro.

A resolução angular e a resolução espacial da câmara de traços foram medidas irradiando o detector com partículas alfa colimadas, emitidas em várias direcções. A resolução angular obtida é da ordem de $2,4^\circ$ e a resolução espacial tem o valor médio de 0,5 mm. A separação de dois traços paralelos de partículas alfa foi verificada para todas as distâncias testadas (desde 2,2 mm até 0,9 mm).

A capacidade deste tipo de detector reconstruir traços de uma MIP foi também verificada.

O conceito de detector apresentado nesta dissertação pode ser aplicado em áreas de detecção mais extensas, aumentando o número de fotomultiplicadores e usando GEMs de área mais elevada.

Conclusões

O método de leitura óptica estudado pode ser aplicado usando outros sensores de luz que forneçam informação temporal, por exemplo APDs ou fotomultiplicadores sensíveis à posição.

A par da boa resolução espacial, a técnica de reconstrução de posição explorada permite operar o detector a taxas de contagem elevadas (~ 10 MHz). O cintilador gasoso activo pode substituir com vantagem os cintiladores sólidos convencionais, que emitem menor número de fótons por raio X ou por neutrão detectado e são muito lentos ($\sim \mu\text{s}$).

Pelas características apresentadas, o conceito de detector desenvolvido poderá ter aplicação em várias áreas (*e.g.*, imagiologia, micro e nanodosimetria).

A colaboração FP7-NMI3 WP22 *Detectors*¹⁴ desenvolve presentemente uma câmara Anger gasosa para imagiologia de neutrões baseada nestes princípios.

¹⁴ FP7 - *Seventh Framework Programme*; NMI3 - *Infrastructure Initiative for Neutron Scattering and Muon Spectroscopy*;

3.3. APÊNDICE - ESPECIFICAÇÕES DO FOTOMULTIPLICADOR

HAMAMATSU R1387

HAMAMATSU

**PHOTOMULTIPLIER TUBE
R1387**

**300 to 850nm Response (S-20)
38mm(1-1/2 Inch) Diameter, 10-stage, Head-On Type**

The configuration and basing diagram of the R1387 are identical with 6199 Photomultiplier tubes.

GENERAL

Parameter		Description/Value	Unit
Spectral Response		300 to 850	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Photocathode	Material	Multialkali	—
	Minimum Effective Area	34	mm dia.
Window Material		Borosilicate glass	—
Dynode	Structure	Circular-cage	—
	Number of Stages	10	—
Direct Interelectrode Capacitances	Anode to Last Dynode	3.0	pF
	Anode to All Other Electrodes	4.0	pF
Base		12-pin base JEDEC No.B12-43	—
Suitable Socket		E678-12A(supplied)	—
Weight		81	g

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1250	Vdc
	Between Anode and Last Dynode	250	Vdc
Average Anode Current		0.2	mA
Ambient Temperature		-30 to +50	°C

CHARACTERISTICS (at 25°C)

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856K)	80	150	—	μA/lm
	Radiant at 420nm	—	64	—	mA/W
	Red/White Ratio (R-68)	—	0.2	—	—
Anode Sensitivity	Luminous (2856K)	10	50	—	A/lm
	Radiant at 420nm	—	2.1 × 10 ⁴	—	A/W
Gain		—	3.3 × 10 ⁶	—	—
Anode Dark Current (after 30min. storage in darkness)		—	4	25	nA
Time Response	Anode Pulse Rise Time	—	2.8	—	ns
	Electron Transit Time	—	40	—	ns

NOTE: Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio shown below.

VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	P
Ratio	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Supply Voltage : 1000Vdc, K : Cathode, Dy : Dynode, P : Anode

Subject to local technical requirements and regulations, availability of products included in this promotional material may vary. Please consult with our sales office. Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. © 1999 Hamamatsu Photonics K.K.

PHOTOMULTIPLIER TUBE R1387

Figure 1: Typical Spectral Response

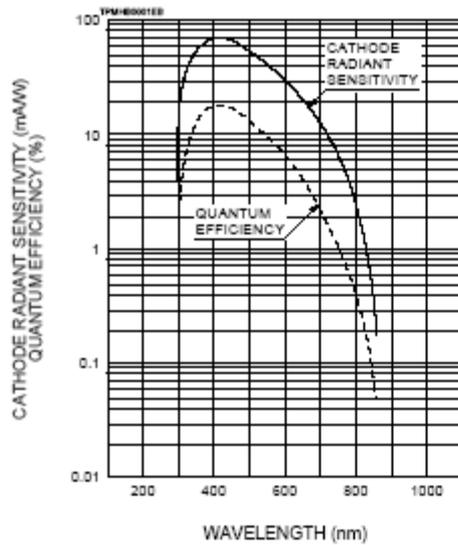


Figure 2: Typical Gain

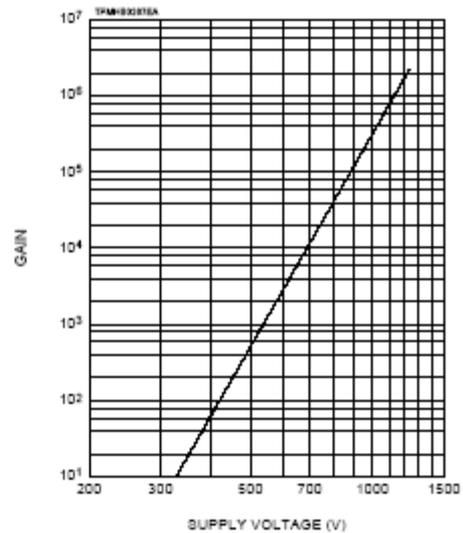
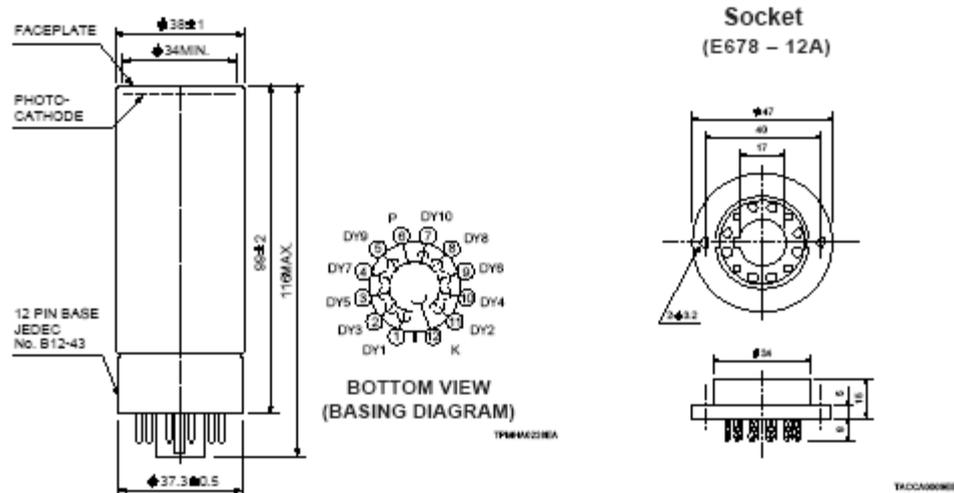


Figure 3: Dimensional Outline and Basing Diagram (Unit: mm)



HAMAMATSU

HOME PAGE URL: <http://www.hamamatsu.com>

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Center

314-5, Shimokanzo, Toyooka-Village, Iwata-gun, Shizuoka-ken, 438-0193, Japan, Telephone: (81)535(52-5248, Fax: (81)535(52-2205

U.S.A.: Hamamatsu Corporation, 382 Potomac Road, P. O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0990, Fax: (1)908-231-1218

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, Aubergengr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-3858

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L., 6, Rue du Saule Traou, Parc du Moulin de Meusy, 91852 Meusy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited, Lough Point, 2 Gladbeck Way, Vivand Hill, Enfield, Middlesex EN2 7JA, United Kingdom, Telephone: 44(208)-367-3560, Fax: 44(208)-367-6384

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB, Smedevägen 12, SE-171-41 SOLNA, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01

Italy: Hamamatsu Photonics Italia S.R.L., Strada della Mela, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-605 81 733, Fax: (39)02-605 81 741

TPMH117E02
DEC. 1999

BIBLIOGRAFIA

- Anderson C. D.**, “*The Positive Electron*”, *Physical Review*, Vol. 43, pp. 491-498 (1933).
- Angelini F., R. Bellazzini, A. Brez, M. M. Massai, R. Raffo, G. Spandre e M. A. Spezziga**, “*The Microgap Chamber*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 335, pp. 69-77 (1993).
- Arndt U. W.**, “*X-ray position-sensitive detectors*”, *J. Appl. Cryst.*, Vol. 19, pp. 145-163 (1986).
- Bartol F., M. Bordessoule, G. Chaplier, M. Lemonnier e S. Megtert**, “*The C.A.T. Pixel Proportional Gas Counter Detector*”, *J. Phys III*, Vol. 6, p. 337 (1996).
- Bellazzini R., M. Bozzo, A. Brez, G. Gariano, L. Latronico, N. Lumb, A. Papanestis, G. Spandre, M. M. Massai, R. Raffo e M. A. Spezziga**, “*The WELL detector*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 423 (1), pp. 125-134 (1999a).
- Bellazzini R., M. Bozzo, A. Brez, G. Gariano, L. Latronico, N. Lumb, A. Papanestis, G. Spandre, M. M. Massai, R. Raffo e M. A. Spezziga**, “*The micro-groove detector*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 424 (2), pp. 444-458 (1999b).
- Berg F. D.**, “*Gas filled micro pattern radiation detectors*”, Tese de Doutoramento, *Delft University press* (1997).
- Berger M. J., J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. Chang, J. S. Coursey, R. Sukumar e D. S. Zucker**, “*XCOM: Photon Cross Sections Database*”,
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
- Biagi S. F., J. Bordas, D. Duxbury, E. Gabathuler, T. J. Jones e S. Kiourkos**, “*First experimental results from a microdot gas avalanche detector integrates onto a silicon wafer*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 366, pp. 76-78 (1995).
- Biagi S.**, “*Magboltz - transport of electrons in gas mixtures*”,
<http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>
- Bondar A., A. Buzulutskov, L. Shekhtman e A. Vasiljev**, “*Study of ion feedback in multi-GEM structures*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 496, pp. 325–332 (2003).
- Bouianov O.**, “*The ion trap: a new approach to gaseous microstructure detectors*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 526 (3), pp. 413-419 (2004).

- Breskin A.**, “*New developments in optical imaging detectors*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 498, pp. 457-468 (1989).
- Charpak G., R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier e C. Zupancic**, “*The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*”, *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 62, p. 262 (1968).
- Chechik R. A. Breskin e C. Shalem**, “*Thick GEM- like hole multipliers: properties and possible applications*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 535 (1-2), pp. 303-308 (2004).
- Christophorou L. G. e J. K. Olthoff**, “*Fundamental electron interactions with plasma processing gases*”, *Kluwer Academic / plenum Publishers* (2004).
- Conversi M., S. Focardi, C. Franzinetti, A. Gozzini e P. Murtas**, “*The 'Hodoscope Chamber': A New Instrument for Nuclear Research*”, *Suppl. Nuovo Cimento*, Vol. 4, p. 234 (1955).
- Costa E., P Soffitta, R Bellazzini, A Brez, N Lumb e G Spandre**, “*An efficient photoelectric X-ray Polarimeter for the study of Black Holes and Neutron Stars*”, *Nature*, Vol. 411, pp. 662-665 (2001).
- Croning J. W. e G. Renninger**, “*Studies of a Neon-Filled Spark Chamber*”, *Proceedings Int. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics*, p. 271 (1960).
- Dolgoshein B. A., B. U. Rodionov, B. I. Luchkov**, “*Streamer chamber*”, *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 29 (2), pp. 270-276 (1964).
- Fischer J., V. Radeka e G. C. Smith**, “*X-Ray position detection in the region of 6 μ m rms with wire proportional chambers*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 252, pp. 239-245 (1986).
- Fraga F. A. F., L. M. S. Margato, S. T. G. Fetal, M. M. F. R. Fraga, R. Ferreira Marques e A. J. P. L. Policarpo**, “*Optical readout of GEMs*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 471, pp. 125-130 (2001).
- Fraga F. A. F., L. M. S. Margato, S. T. G. Fetal, M. M. F. R. Fraga, R. Ferreira Marques, A. J. P. L. Policarpo, B. Guerard, A. Oed, G. Manzini e T. van Vuure**, “*CCD readout of GEM based neutron detectors*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 478, pp. 357-361 (2002).
- Fraga M. M. F. R., C. C. Bueno, J. A. C. Gonçalves, F. A. F. Fraga, R. Ferreira Marques e A. J. P. L. Policarpo**, “*Pressure dependence of secondary NIR scintillation*”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 43(3), pp. 330-335 (2001).

Bibliografia

- Fraga M. M., F. A. F. Fraga e A. J. P. L. Policarpo**, “*Modelling of an IR scintillation counter*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 442, pp. 423-427 (2000).
- Fraga M. M., F. A. F. Fraga, S. T. G. Fetal, L. M. S. Margato, R. F. Marques e A. J. P. L. Policarpo**, “*The GEM scintillation in He-CF, Ar-CF, Ar-TEA and Xe-TEA mixtures*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 504, pp. 88–92 (2003).
- Fraga M. M., S. T. G. Fetal, F. A. F. Fraga, E. Antunes, C. C. Bueno, R. Ferreira Marques e A. J. P. L. Policarpo**, “*Study of Scintillation Light From Microstructure Based Detectors*”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol 47 (3-II), pp. 933-938 (2000).
- Giomataris Y., P. Rebourgeard, J. P. Robert e G. Charpak**, “*MICROMEGAS: a high-granularity position sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 376, pp. 29-35 (1996).
- Glaser D. A.**, “*Some Effects of Ionizing Radiation on the Formation of Bubbles in Liquids*”, *Physical Review*, Vol. 87 (4), p. 665 (1952).
- Hamamatsu**, “*Photomultiplier Tubes, Basics and applications*”, 3ª edição (2007).
http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/PMT_handbook_v3aE.pdf
- Henke B. L., E. M. Gullikson e J. C. Davis**, “*X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92, Atomic Data and Nuclear Data Tables*”, Vol. 54 (2), pp. 181-342 (1993).
http://henke.lbl.gov/optical_constants/gastrn2.html
- Kaminski J.**, “*Micropattern Gas Detectors*”, *Proceedings of science, 17th International Workshop on Vertex Detectors* (2008).
- Kleinknecht K.**, “*Detectors for particle radiation*”, segunda edição, *Cambridge university press* (1998).
- knitel M. J.**, “*New inorganic scintillators and storage phosphors for detection of thermal neutrons*”, *PhD Thesis* (1998).
- Knoll G.**, “*Radiation detection and measurements*”, *John Wiley & Sons Inc*, 3ª edição (1999).
- Leite M. S. C. P.**, “*Radioluminescence of rare gases*”, *Port. Phys.*, Vol. 11, pp. 55-100 (1980).
- Leo W.**, “*Techniques for nuclear and particle physics experiments : A How-To Approach*”, *Springer-Verlag*, 2ª edição (1994).
- Lepeltier V.**, “*Review on TPCs*”, *Journal of Physics: Conference Series 65* (2007).

- Manzin G., B. Guerard, F. A. F. Fraga e L. M. S. Margato**, “A gas proportional scintillator counter for thermal neutrons”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 535, pp. 102-107 (2004).
- Margato L. M. S.**, “Estudo de GEMs (*Gas Electron Multiplier*) - Detecção de neutrões e Raios X”, Tese de Doutorado (2007).
- Marmier P. e E. Sheldon**, “*Physics of nuclei and particles*”, *Academic Press* (1969).
- MathWorks**, <http://www.mathworks.com/> , *MathWorks*.
- nmi3**, http://neutron.neutron-eu.net/n_nmi3, *European neutron portal*.
- Nygren D. R. e J. N. Marx**, “The time-projection chamber”, *Physics Today*, pp. 46-53 (1978).
- Oed A.**, “Position sensitive detector with micro-strip anode for electrode multiplication with gases”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 263, p. 351 (1988).
- Palladino V. e B. Sadoulet**, “Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 128 (2), pp. 323-335 (1975).
- Peisert A. e F. Sauli**, “*Drift and Diffusion of Electrons in Gases - A Compilation*”, CERN 84-08 (1984).
- Peskov V.**, “Progress in micro-pattern gaseous detectors and their applications”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, pp. 52 - 57 (2009).
- Pinto S. D., M. Villa, M. Alfonsi, I. Brock, G. Croci, E. David, R. Oliveira, L. Ropelewski, M. van Stenis**, “Progress on large area GEMs”, *JINST* 4 (2009a).
- Pinto S. D., Alfonsi M, Brock I, Croci G, David E, Oliveira R, Ropelewski L, van Stenis M, Taureg H, Villa M**, “Spherical GEMs for parallax-free detectors”, *IEEE Nucl. Sci. Symposium Conf. Record (NSS/MIC)* (2009b).
- Rehak P., G. C. Smith, J. B. Warren e B. Yu**, “First Results from the Micro Pin Array (MIPA)”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 47 (4), pp. 1426-1429 (2000).
- Roentgen W. C.**, “On a New kind of Rays, *Sitzungsberichte der Physikalkch-Me&aunischen Gesellschaft au Wurtzburg*” (1895). Tradução de Arthur Stanton para Inglês publicada na revista *Nature*, Vol. 53, p. 274 (1896)
- Roy R. e D. Reed**, “*Interactions of photons and leptons with matter*”, *New York, London : Academic Press* (1968).

Bibliografia

- Samarati J., G. Charpak, P. Coulon, M. Leguay, P. Leray, S. Lupone, L. Luquin, V. Metivier, M. Meynadier, E. Morteau e D. Thers**, “ *β -Imaging with the PIM device*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 535 (1-2), pp. 550-553 (2004).
- Sauli F.**, “*Micro-pattern gas detectors*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 477 (1-3), pp. 1-7 (2002).
- Sauli F.**, “*Development of high rate MSGCs: overview of results from RD-28*”, *Nucl. Phys. 61 B*, pp. 236-243 (1998).
- Sauli F.**, “*GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 386, pp. 531-534 (1997).
- Sauli F., S. Kappler e L. Ropelewski**, “*Electron Collection and Ion Feedback in GEM-Based Detectors*”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. 50 (4), pp. 803-808 (2003).
- Sauli F., L. Ropelewski e P. Everaerts**, “*Ion feedback suppression in time projection chambers*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 560 (2), pp. 269-277 (2006).
- Sauli F.**, (1999) <http://gdd.web.cern.ch/GDD/>
- Sharma A.**, “*Properties of some gas mixtures used in tracking detectors*”, <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/gas/trans2000.html>
- Smith G. C., J. Fischer e V. Radeka**, “*Photoelectron range limitations to the spatial resolution for X-Rays in gas proportional chambers*”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-31, p. 111 (1984).
- Smith G. C.**, “*Neutron imaging, radiography and tomography*”, *Encyclopedia of Imaging Science & Technology*, John Wiley & Sons, Inc. (2002).
- Veloso J. F. C. A., J. M. F. Santos e C. A. N. Conde**, “*A proposed new microstructure for gas radiation detectors: The microhole and strip plate*”, *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 71, pp. 2371-2376 (2000).
- Walenta A. H., J. Heintzea e B. Schürlein**, “*The multiwire drift chamber: a new type of proportional wire chamber*”, *Nucl. Instr. and Meth. A*, Vol. 92, p. 373 (1971).
- WEHE D. K.**, “*Current trends in ionizing radiation detection*”, *Nuclear Engineering and Technology*, Vol. 38 (4) (2006).
- Ziegler J.**, <http://www.srim.org/>

ACRÓNIMOS

ADC	<i>Analog-to-Digital Converter</i>
APD	<i>Avalanche PhotoDiode</i>
CAMAC	<i>Computer Automated Measurement and Control</i>
CAT	<i>Micro Compteur A Trou</i>
CCD	<i>Charge Coupled Device</i>
CERN	<i>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire</i>
CI	Conversão Interna
CMOS	<i>Complementary Metal Oxide Semiconductor</i>
DEPFET	<i>DEPleted Field Effect Transistor</i>
FCT	Fundação para a Ciência e a Tecnologia
FP6	<i>Sixth Framework Programme</i>
FP7	<i>Seventh Framework Programme</i>
GDD	<i>Gas Detectors Development group</i>
GEM	<i>Gas Electron Multiplier</i>
LIP	Laboratório de Instrumentação e física experimental de Partículas
ILL	<i>Institut Laue-Langevin</i>
ITMS	<i>Ion Trap MicroStrip</i>
MDC	<i>Micro-Dot gas Chamber</i>
MGC	<i>Micro Gap Chamber</i>
MHSP	<i>MicroHole and Strip Plate</i>
MICROMEGAS	<i>MICRO MESH Gaseous Structure</i>

Acrónimos

MILAND	<i>Millimetre resolution Large Area Neutron Detector</i>
MIP	<i>Minimum Ionizing Particle</i>
MIPA	<i>Micro Pin Array</i>
MSGC	<i>Micro Strip Gas Chamber</i>
MWPC	<i>MultiWire Proportional Chamber</i>
NIST	<i>National Institute of Standards and Technology</i>
NMI3	<i>Infrastructure Initiative for Neutron Scattering and Muon Spectroscopy</i>
PCB	<i>Printed Circuit Board</i>
PIM	<i>Parallel Ionization Multiplier</i>
PMT	<i>PhotoMultiplier Tube</i>
SNR	<i>Signal Noise Ratio</i>
THGEM	<i>THick Gas Electron Multiplier</i>
TPC	<i>Time Projection Chamber</i>
UV	Ultra Violeta

ÍNDICE REMISSIVO

absorção		
de raios X	74	
Acquiris	129	
alargamento		
da nuvem primária.....	34	
alcance.....	8, 9, 10, 33, 34, 70, 71, 124, 146	
extrapolado.....	8	
médio.....	8	
algoritmo do centro de gravidade	2, 3, 55, 85, 89, 90, 91, 92, 93, 96, 97, 99, 106, 109, 114, 132, 137, 153, 155, 175	
ângulo		
de Lorentz.....	27	
sólido	82, 83, 146	
APD.....	29, 54, 183	
atenuação		
de um feixe de fótons	11	
Auger		
electrão.....	13, 14, 34	
Bethe e Bloch		
Equação de	6	
Bremsstrahlung.....	10	
CAMAC	57, 65, 68, 83, 100	
câmara		
Anger	126, 135	
de bolhas	40, 42	
de deriva	40, 44, 45	
de faíscas	40, 42	
de traços	2, 3, 40, 45, 46, 55	
de Wilson	40, 41	
multifios.....	33, 40, 43, 45, 49	
câmara Anger	183	
captura		
electrónica	23, 24	
radiativa.....	16	
CCD	1, 29, 54	
cintilação		
primária	21	
secundária	27	
cintilador	3, 44, 48, 78, 79, 80, 168, 169, 183	
coeficiente		
de absorção	13	
de atenuação linear	11, 13	
de atenuação mássico	11, 12	
de difusão	35, 36	
de recombinação	24	
de Townsend	27, 28	
colisões inelásticas.....	6, 16, 27	
contador		
de Geiger-Müller.....	28	
gasoso de cintilação proporcional	27	
proporcional	28, 40, 43, 44	
conversor analógico-digital.....	57, 65, 69	
curva de Bragg	7, 127, 145, 146, 148	
deriva		
de electrões	25	
de iões	25	
detectores de microestrutura	5, 40, 47	
difusão.....	27, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 70, 71, 150, 151	
dimensão da nuvem primária	33	
dispersão		
elástica.....	16	
inelástica.....	16	
distribuição		
de Poisson.....	23	
de Polya	31	
Gaussiana.....	30, 35, 37	

efeito	
de Compton	11, 15
fotoeléctrico	12, 13, 14, 29, 34
<i>Penning</i>	23, 24
eficiência	19
geométrica	19
intrínseca	19, 20
quântica	29, 63, 82
emulsões fotográficas	40, 41
erros estatísticos	3, 85, 89, 90, 95, 96, 98, 123
exclusão	
de sinais	104
factor de Fano	22, 23, 31
fissão	
reação de	16
fluorescência	
fotão de	13, 14
rendimento de	14
força	
de Lorentz	26
fórmula	
de Bethe e Bloch	7, 10
de Glocker	33
de propagação dos erros	30, 85, 87
de Rose-Korff	28
fotodíodo	1, 29, 126
fotoelectrão	12, 13, 14, 33, 34, 70, 71
fotomultiplicador	
R1387, Hamamatsu	2, 63, 64, 77, 78, 128, 185
ganho	
do fotomultiplicador	29, 77, 79, 102, 119, 146
do GEM	51, 76
efectivo	52, 53, 168
GEM	2, 40, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 57, 61, 62, 63, 74, 75, 76, 77, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 89, 100, 103, 107, 108, 110, 111, 119, 121, 123, 126, 142, 143, 144, 145, 146, 147, 155, 156, 168
ILL	3, 56, 128, 129, 131
imagiologia	56, 124
infravermelho próximo	2, 63, 72
iões moleculares	
Formação de	24
<i>ion feedback</i>	53
ionização	
primária	21
secundária	27
LabView	55, 58
leitura óptica	1, 2, 29, 54, 127, 183
limite de Raether	28
livre percurso médio	25, 36
MAGBOLTZ	38, 39
máscara	
de Cádmió	132, 133, 134, 135
MATLAB	60, 66, 82, 85, 89, 100, 142, 169
mesa XY	57, 58
MICROMEGAS	47
microstrip ...	3, 47, 48, 49, 54, 56, 128, 129, 132, 134, 135
MILAND	120, 127, 128
MIP . <i>Consulte</i> partícula minimamente ionizante	
mobilidade	25
MSGC	<i>Consulte</i> microstrip
MWPC	<i>Consulte câmara multifios</i>
neutrões	
lentos	16
rápidos	16
térmicos	2, 3, 16, 18, 56, 124, 127
NIST	12
NMI3	3, 127, 135, 183
número de fotões emitidos pelo triplo GEM ...	84
osciloscópio digital	57, 65, 66, 67
par	
electrão-ião	21, 23, 33
electrão-positrão	15
partícula minimamente ionizante	7, 171
PCB	54
perdas	
colisionais	9, 10
radiativas	9, 10
<i>photon feedback</i>	53, 54
pico de escape	14

poder de paragem	6, 7, 8, 9	macroscópica.....	20
potencial		sensibilidade	
de excitação.....	22	à radiação gama.....	18
de ionização.....	22, 24	do ânodo.....	77, 78, 80
pré-condicionamento		simulação	3, 82, 85, 106, 109, 114, 116, 142, 158, 162, 175
de GEMs.....	63	SRIM.....	7, 8, 9, 126, 150
produção de pares.....	11, 12, 15	<i>straggling</i>	
projecção		das partículas alfas	150
do traço.....	139, 145, 152	taxa	
no eixo dos XX.....	175	de amostragem.....	66
no eixo dos YY.....	175, 176	de contagem	28, 32, 59, 169
no eixo dos ZZ.....	152, 153, 176, 177	tempo de resposta do detector	32
protão.....	124, 125, 126, 127	teoria	
raios		cinética dos gases	35
cósmicos ² , 137, 168, 169, 170, 171, 173, 175, 181		Thomson	
delta.....	6	Dispersão de	11, 15
Rayleigh		TPC.....	45
Dispersão de	11, 15	transferência de carga	52
recombinação.....	23, 24	transparência	
reconstrução		do vidro.....	83
de posição.....	124, 183	eléctrica	52
tridimensional....	2, 3, 45, 137, 138, 153, 158, 171, 182	trítio.....	124, 125, 126, 127
relação sinal ruído	39, 40	ultravioleta	63
rendimento de fluorescência.....	73, 81	Uniformidade	
resolução		do feixe de neutrões.....	131
em energia	30, 31	valor de W.....	22, 24, 80
em posição.....	2, 3, 40, 55, 60, 71, 109, 110, 114, 121, 124, 132, 135, 143, 167	varrimento	
espacial	<i>Consulte</i> resolução em posição	diagonal	94, 96, 97
temporal	104	horizontal.....	92, 93, 95, 96, 111, 116
secção eficaz.....	11, 13, 16, 17, 36	total	98
		velocidade de deriva	25, 26, 38, 44, 70, 102, 147