UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP

305M810T1745

DETECTOR DE RAIOS X SENSÍVEL Á POSIÇÃO

Eduardo Luiz Augusto Macchione

orientador

Prof. Olacio Dietzsch

Dissertação de Mestrado apresentada
ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo

São Paulo

1990

Olacio Dietzsch
Wanderley

[Signature]

Defesa: 04.12.90

539.7222

M134d

m

e. l

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Macchione, Eduardo Luiz Augusto
Detector de raios x sensível à posição.
São Paulo, 1990.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de
São Paulo. Instituto de Física. Departamen-
to de Física Experimental.

Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Profº Dr. Olácio Dietzsch

Unitermos: 1. Raios x; 2. Detector pro-
porcional sensível à posição; 3. Instrumen-
tação nuclear.

USP/IF/SBI - 47/90

Aos meus pais

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Olacio Dietzsch por sua orientação e persistência em manter a infra-estrutura básica para o funcionamento do laboratório.

Aos Profs. Kiyomi Koide e Antonio Bairrio Nuevo Jr. pelas sugestões e discussões valiosas.

A Profa. Lia de Amaral pelo uso dos equipamentos do Laboratório de Cristalografia e a Rosângela Itri pelas discussões e auxílio nas análises de dados.

A todos os membros do grupo e do Instituto de Física que de alguma forma contribuíram para a realização desse trabalho.

A Fapesp, CNPq e Finep pelo apoio financeiro.

RESUMO

Um contador a gás, com multifios, sensível à posição, para a detecção de raios X foi construído utilizando linhas de atraso integradas para leitura da posição. Seis linhas de atraso (50ns de atraso cada, frequência de corte de 40MHz) cobrem um comprimento sensível total de 150mm, possuindo uma razão do atraso total pelo tempo de subida dos sinais na linha adequadas para a detecção em posição com alta resolução. Testes usando a linha de raios X de 5,9keV do ^{55}Fe forneceram uma não-linearidade integral máxima menor que 0,1% e não-linearidade diferencial máxima de $\pm 4,0\%$, com o detector utilizando a mistura de Ar-CH_4 (90%-10%) a 700torr. Testes similares foram feitos usando a linha de 8,04keV de um tubo de raios X de Cu. Uma resolução total de $330\mu\text{m}$, e as mesmas não-linearidades integral e diferencial foram obtidas. Com a finalidade de testar o comportamento do detector sob condições experimentais reais, duas diferentes amostras foram analisadas na região de espalhamento em baixo ângulo. As amostras analisadas foram o carvão vítreo e o dodecil sulfato de sódio (SLS). O feixe de raios X foi colimado por um conjunto de fendas, com $50\mu\text{m}$ cada uma delas e separadas de 98mm. A distância entre a amostra e o detector era de 404,5mm, fazendo com que a região sensível do detector cobrisse um ângulo de espalhamento de $\pm 12^\circ$. Foram obtidos um raio de giro de $22 \text{ \AA}$ para o carvão vítreo e um dos parâmetros da rede cristalina c de $39,1 \text{ \AA}$ para o SLS. Estes resultados estão de acordo com trabalhos anteriores obtidos com técnicas tradicionais de maior dispêndio de tempo que utilizam detectores de NaI(Tl) e chapas fotográficas em uma câmara de Laue.

A B S T R A C T

A multiwire position sensitive gas counter for X-Ray detection was developed in our laboratory, making use of commercial delay-lines for position sensing. Six delay-line chips (50ns delay each, 40Mhz cut-off frequency) cover a total sensitive length of 150mm leading to a delay-risetime ratio that allows for a high-resolution position detection. Tests using the 5,9keV X-Ray line from a ^{55}Fe source an integral linearity better than 0,1% and a maximum differential linearity of $\pm 4,0\%$ were obtained operating the detector with an Ar-CH_4 (90%-10%) gas mixture at 700torr. Similar tests were performed, using the 8,04keV line from a Cu X-Ray tube. A total resolution of $330\mu\text{m}$, and the same integral and differential linearities were obtained. In order to check the detector performance under usual experimental conditions two different samples were analyzed in the low scattering-angle region. The samples analyzed were vitreous carbon and sodium dodecil sulfate (SLS). The X-Rays were collimated by a set of slits, each $50\mu\text{m}$ wide separated by 98mm. The distance between the sample and the detector was 404,5mm, so that the detector covered a scattering angle of $\pm 12^\circ$. A radius of gyration of $22\text{\AA}$ for vitreous carbon and a crystallographic parameter c of $39,1\text{\AA}$ for SLS were obtained. These values are in good agreement with those obtained with the more time-consuming traditional techniques making use of a rotating NaI(Tl) detector and photographic plates with a Laue camera.

I N D I C E

I - Introdução	1
II - Interação de Raios X com a Matéria	3
II - 1 A Natureza dos Raios X	3
II - 2 Coeficiente de Atenuação Linear	5
II - 3 Coeficiente de Absorção de Massa	7
II - 4 Competição entre Interações de Fótons com a Matéria	10
II - 5 O Efeito Fotoelétrico	11
III - Interação de Partículas Carregadas com a Matéria	17
III - 1 Interação de Elétrons com a Matéria	17
III - 2 Ionização Global	20
III - 3 Difusão de íons e Elétrons na Ausência de Campos	22
III - 4 Mobilidade de íons	24
III - 5 Mobilidade e Difusão de Elétrons em Gases sob a Ação do Campo Elétrico	28
III - 6 Efeitos Causadores da Perda de Portadores de Carga em um Gás de Carga em um Gás	35

IV - Excitação e Ionização de Moléculas em Gases Devido a Campos Elétricos Intensos - Fenômeno da Multiplicação	39
IV - 1 Cálculo do Fator de Multiplicação para Detectores com Geometria Cilíndrica	48
IV - 2 Processo de Estabilização da Multiplicação de Cargas em Gases - "Quenching"	51
IV - 3 Considerações Estatísticas Relativas à Resolução de Energia	53
IV - 4 Formação do Sinal de Ânodo	58
V - Detector Proporcional com Multifios	66
V - 1 Campo Eletrostático do Detector	66
V - 2 Indução de Cargas nos Cátodos	71
VI - Detectores Proporcionais Sensíveis à Posição	78
VI - 1 A linha de Atraso no Sistema de Medida de Posição	85
VI - 2 Fatores Limitantes da Resolução Espacial em Detectores Proporcionais Sensíveis à Posição	88

VII - Projeto e Construção do Detector	93
VII - 1 Acondicionamento do Detector	98
VII - 2 Eficiência do Detector	103
VII - 3 Especificações da Linha de Atraso Usada no Detector	106
VII - 4 Eletrônica Associada	111
VII - 4.1 Eletrônica para Medida de Energia	111
VII - 4.2 Eletrônica para Medida da Posição	114
VIII - Testes do Detector	118
VIII - 1 Levantamento da Curva de Multiplicação	118
VIII - 2 Testes do Sistema de Posição	125
VIII - 2.1 Resolução Espacial	125
VIII - 2.2 Linearidade e Homogeneidade	131
IX - Medidas de Espalhamento de Raios X	135
IX - 1 Procedimento Experimental	135
IX - 2 Resultados Experimentais	138
IX - 2.1 Carvão Vítreo	138
IX - 2.2 Dodecil Sulfato de Sódio (SLS)	140

IX - 3 Tratamento e Análises de Dados	142
IX - 3.1 Carvão Vítreo	142
IX - 3.2 Dodecil Sulfato de Sódio (SLS)	146
X - Comentários	148
XI - Considerações Finais	150
A - 1 Algumas Considerações sobre Linhas de Atraso	151
Referências	156

I - Introdução.

Detectores proporcionais sensíveis à posição para raios X possuem uma série de características que adequam este instrumento para a sua utilização no estudo de amostras por meio do espalhamento de raios X. Entre as principais características destacam-se a rapidez na aquisição de dados, resolução espacial, eficiência e linearidade.

Tais detectores surgiram como subproduto do desenvolvimento da instrumentação voltada para as áreas de física nuclear e física de alta energia sendo comumente encontrados em experimentos ligados a essas áreas. Grupos como os existentes no Laboratório Nacional de Brookhaven nos EUA e no CERN na Europa são responsáveis por significantes desenvolvimentos e aplicações. Nomes como os de Radeka, Charpak, Perez-Mendez e Sauli destacam-se pelos seus trabalhos relativos ao estudo e aperfeiçoamento desses dispositivos para a geometria de multifios (Bo82, Ch84, Me70, Sa77).

Este trabalho descreve o projeto e construção de um detector proporcional multifios sensível à posição para raios X, visando o estudo de suas principais características e a realização de medidas físicas com o aparelho.

Inicialmente é feita uma breve revisão relativa aos processos básicos de funcionamento desse detector, onde nos Capítulos I e II é centrada a atenção sobre os processos de interação da radiação com a matéria, enfocando preferencialmente aqueles efeitos relevantes na detecção de raios X e os processos secundários associados.

Os processos de difusão e transportes de cargas formadas em meios gasosos são tratados no Capítulo III, onde o problema é situado tanto para o caso dos elétrons como para os íons positivos na ausência e na presença de campos eletrostáticos.

A principal característica de um detector proporcional é a multiplicação de cargas provocada pelo evento ionizante, sem que nesse processo seja perdida a informação referente a energia desta partícula. Tal efeito e o processo de extração dessa informação são apresentados no Capítulo IV.

O estudo dos detectores proporcionais com multifios se inicia no Capítulo V, onde é estudada a forma dos campos eletrostáticos em tal geometria e o comportamento da indução de cargas nos eletrodos do detector devido, ao efeito da avalanche de cargas.

Os métodos para a medida da posição aplicados a esses detectores são tratados no Capítulo VI, onde também são apresentados os principais fatores limitantes da resolução espacial desses instrumentos.

Do Capítulo VII ao IX são apresentados a concepção, os testes e as medidas de espalhamento de raios X feitas com o detector. As medidas de carvão vítreo e do dodecil sulfato de sódio (SLS), usados como padrões servem para aferir o instrumento e comparar seu desempenho frente a outros processos de medição tradicionais que utilizam cintiladores do tipo NaI(Tl) e chapas fotográficas.

II - Interação de Raios X com a Matéria.

Os processos de interações de raios X com a matéria são brevemente discutidos para o entendimento dos processos básicos relativos à detecção de raios X.

As informações e resultados presentes neste capítulo seguem o trabalho de Evans (Ev68), relativo às interações de raios X e γ com a matéria.

II.1 - A Natureza dos Raios X.

Os fótons de raios X são radiações de natureza eletromagnética provenientes de fenômenos ocorridos fora do núcleo atômico. Nessa classificação cabem: as linhas espectrais produzidas por transições eletrônicas (fluorescência), o espectro contínuo ou "bremsstrahlung", a radiação produzida pela aniquilação elétron-pósitron e outras.

O quantum de energia existente em um fóton é calculado pela expressão:

$$\epsilon = h \nu \quad (2.1)$$

onde, ν é a frequência da radiação e $h = 4,135 \times 10^{-18}$ keV.s, a constante de Planck. O comprimento de onda correspondente é dado por:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{\epsilon} = \frac{12,398}{\epsilon} \text{ (Å)} \quad (2.2)$$

onde c é a velocidade da luz e ϵ é a energia em kiloeletronvolts.

A interação de um feixe de raios X com a matéria envolve quase sempre a produção de partículas carregadas secundárias que podem provocar ionizações nas moléculas do material absorvedor.

Um fóton de raios X pode interagir com a matéria por vários processos competitivos. A interação pode ocorrer com a totalidade do átomo como no caso do efeito fotoelétrico e o espalhamento Rayleigh, com o núcleo atômico, ou apenas com o elétron como no efeito Compton.

A probabilidade para a ocorrência desses efeitos é dada pela secção de choque por átomo, por elétron, ou por núcleo do absorvedor. A probabilidade de um fóton ter algum tipo de interação durante a sua passagem através de um fino absorvedor é obtida através da somatória de todas as possíveis secções de choque.

II.1 - Coeficiente de Atenuação Linear.

A secção de choque total quando multiplicada pelo número de átomos por cm^3 do absorvedor é chamada de coeficiente de atenuação linear μ , dado em cm^{-1} . O número de fótons dn que sofrem qualquer interação ao atravessar uma espessura dx do absorvedor é dada por:

$$dn = -n \mu dx \quad (2.3)$$

onde n é o número de fótons por cm^2 e por segundo incidentes sobre o material de espessura dx .

Integrando-se a Eq. (2.3) sobre a espessura total x do material obtém-se:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\mu \cdot x} \quad (2.4)$$

onde N representa o número de fótons transmitidos e N_0 o número de fótons incidentes sobre o material.

Este coeficiente leva incutido todos os efeitos, que contribuem para a diminuição do número de fótons do feixe incidente durante a sua passagem pelo material. Dentre estes efeitos podem ocorrer aqueles que praticamente "desviam" os fótons de sua trajetória como no caso do espalhamento Rayleigh, ou situações onde o fóton transfere sua energia total, ou parcialmente, para o meio como nos efeitos fotoelétrico e Compton.

O coeficiente linear de atenuação μ é dado pela soma dos coeficientes lineares de atenuação dos efeitos Compton (σ), fotoelétrico (τ) e de criação de pares (κ):

$$\mu = \sigma + \tau + \kappa \quad (2.5)$$

onde σ , τ , κ são obtidos pela multiplicação das respectivas secções de choque atômicas ($\text{cm}^2/\text{átomo}$) desses efeitos pelo número de átomos por cm^3 .

II.2 - Coeficientes de Atenuação e Absorção de Massa.

Os coeficientes σ , τ , κ , definidos anteriormente, quando multiplicados pela densidade ρ (g/cm^3) do material constituem os coeficientes de atenuação de massa $\frac{\sigma}{\rho}$, $\frac{\tau}{\rho}$, $\frac{\kappa}{\rho}$ com dimensões de cm^2/g . Estes coeficientes possuem a vantagem de serem independentes das condições físicas do material. O coeficiente total de atenuação de massa, μ/ρ é obtido somando-se a contribuição de cada um dos efeitos:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho} \quad (2.6)$$

O coeficiente de absorção de massa μ_a/ρ leva em conta a contribuição de efeitos onde ocorra a transferência da energia do fóton incidente para o meio material. Podemos definir este coeficiente como:

$$\frac{\mu_a}{\rho} = \left[\frac{\sigma}{\rho} \right] f_c + \left[\frac{\tau}{\rho} \right] f_\tau + \left[\frac{\kappa}{\rho} \right] f_\kappa \quad (2.7)$$

onde os fatores f_c , f_τ , f_κ representam a fração de energia dos fótons incidentes absorvida pelo meio em cada tipo de interação na região de interesse.

Eventualmente um fóton ao interagir pode deixar parcialmente sua energia no meio, como no caso do efeito Compton onde muitas vezes o fóton espalhado "escapa" do material, sendo considerada como energia absorvida apenas a utilizada para o recuo do elétron. Portanto, na maioria das vezes, f_c é menor que a unidade.

Nos processos subsequentes à transferência de energia do fóton, parte ou toda a energia do fóton é convertida na energia cinética de elétrons secundários que vão, a seguir, dissipá-la em colisões com átomos do meio absorvedor causando ionizações, excitações ou, ainda, em menores proporções, a radiação "bremsstrahlung".

Um feixe colimado contendo n fótons/cm².s, de energia $h\nu$ tem uma intensidade I dada por:

$$I = n h\nu \left(\frac{\text{keV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \right) \quad (2.8)$$

A variação da intensidade do feixe dI , ao incidir sobre um absorvedor de espessura dx e densidade ρ , transferindo sua energia para os elétrons secundários, pode ser calculada através da relação:

$$dI = -I \left(\frac{\mu_a}{\rho} \right) \cdot (\rho \cdot dx) \left(\frac{\text{keV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \right) \quad (2.9)$$

Integrando a equação anterior sobre toda a espessura x do material, temos:

$$I = I_0 \cdot \exp - \left(\frac{\mu_a}{\rho} \right) \cdot \rho x \quad (2.10)$$

onde I é a intensidade do feixe transmitido e I_0 a do feixe incidente.

Podemos definir também o livre caminho médio de absorção $\lambda = (\mu_a \rho)^{-1}$ e a espessura reduzida do meio $X = \frac{x}{\rho}$, substituindo estas expressões na equação anterior:

$$I = I_0 \cdot \exp - \frac{X}{\lambda} \quad (2.11)$$

Quando o material absorvedor tratar-se de uma mistura de elementos cujos coeficientes de atenuação de massa ou absorção são $\mu_1/\rho_1, \mu_2/\rho_2, \dots$, podemos escrever o coeficiente total por meio da expressão:

$$\frac{\mu}{\rho} = \left[\frac{\mu_1}{\rho} \right] \cdot w_1 + \left[\frac{\mu_2}{\rho} \right] \cdot w_2 + \dots \quad (2.12)$$

onde $w_1, w_2, \dots$, são as porcentagens em massa dos elementos constituintes do material.

Devido à baixa energia das ligações químicas entre os átomos nas moléculas, os compostos químicos são também tratados como misturas.

II.3 - Competição entre as Interações de Fótons com a Matéria.

No intervalo de energias entre 0.01 a 10 MeV somente os efeitos Compton, fotoelétrico e a produção de pares competem entre si. A Fig. 2.1 (Ev68) apresenta as regiões onde cada um desses efeitos tem importância em função da energia dos fótons e do número atômico Z do material. O efeito Compton para a grande maioria dos elementos é dominante entre as energias de 0,8 a 4,0 MeV. No caso do efeito fotoelétrico a região de domínio se encontra em energias relativamente baixas. Para grandes valores de energias o efeito principal é a criação de pares.

Para os raios X, principalmente na faixa de energias usadas em cristalografia - região de 1 a 10 keV aproximadamente - o efeito fotoelétrico é a interação de transferência de energia com maior importância.

Fig. 2.1. Regiões de importância para as interações de fótons com a matéria, para o efeito fotoelétrico, Compton e criação de pares. As linhas mostram os valores de Z e $h\nu$ onde os efeitos vizinhos possuem igual importância (Ev68).

II.4 - O Efeito Fotoelétrico.

O efeito fotoelétrico é um processo quântico que envolve uma ou mais transições nas camadas eletrônicas de um átomo. Para um elétron na camada j de um átomo com energia de ligação E_j , a absorção de um fóton ocorre se a sua energia respeitar a condição $h\nu > E_j$, e para uma dada energia $h\nu$ todos os níveis de energia $E_j < h\nu$ contribuem na absorção.

Na Fig. 2.2 podemos observar a variação do coeficiente de absorção de massa de alguns elementos em função da energia dos fótons incidentes (Sa77). Podemos ver a existência de bordas de absorção acentuadas em determinadas energias que coincidem com os níveis de energia das camadas eletrônicas do elemento absorvedor. Os fótons de raios X com energias situadas logo abaixo das bordas possuem pouca probabilidade de serem absorvidos pelo meio devido ao baixo valor de seu coeficiente de absorção.

Os elementos de baixo número atômico possuem pequena probabilidade de sofrerem a ocorrência do efeito fotoelétrico. Para elementos de maior número atômico e fótons com energia de poucos keV a absorção por efeito fotoelétrico ocorre predominantemente na camada K, com a exceção dos gases nobres mais pesados.

No caso onde apenas o efeito fotoelétrico é o fenômeno dominante podemos escrever o coeficiente de absorção Eq. (2.7) como:

$$\frac{\mu_a}{\rho} = \left[\frac{\tau}{\rho} \right] \cdot f_\tau \quad (2.13)$$

No efeito fotoelétrico a energia cinética do elétron ejetado é dada por:

$$\varepsilon_c = h\nu - \varepsilon_j \quad (2.14)$$

Fig. 2.2. Coeficiente de absorção versus a energia dos fótons, para alguns elementos (Sa77).

Uma estimativa grosseira para f_{τ} pode ser obtida pela expressão:

$$f_{\tau}^1 = \frac{\varepsilon_c}{h\nu} = 1 - \frac{\varepsilon_j}{h\nu} \quad (2.15)$$

A expressão é válida desde que a energia de ligação ε_j não seja liberada dentro do volume de interesse, na forma da energia cinética de partículas carregadas. Esta energia pode ser emitida ou como fótons de raios X, característico do átomo ionizado ou por meio da ejeção de elétrons Auger.

A energia cinética do elétron Auger é dada pela diferença entre a energia ε_j e a energia de ligação ε_l do elétron ejetado, sendo ela normalmente absorvida próxima ao local da fotoemissão.

No caso da emissão de um fóton característico, caso o material tenha volume pequeno, a energia ε_j pode ser considerada como perdida do volume, uma vez que estes fótons possuem um baixo valor para o seu coeficiente de absorção. A Fig. 2.3 apresenta valores para o comprimento de absorção de fótons para o efeito fotoelétrico (λ) para alguns gases na região de energias entre 1 a 1000 keV (Ch78).

Fig. 2.3. Comprimento de absorção de fótons pelo efeito fotoelétrico para alguns gases (Ch78).

Tendo em mente a competição existente entre os dois processos podemos escrever f_{τ} mais rigorosamente como:

$$f_{\tau}^2 = 1 - \left[\frac{w \epsilon_j}{h\nu} \right] \quad (2.16)$$

onde w é a porcentagem média de ocorrência de fluorescência na molécula.

O valor de w é uma função crescente com o número atômico Z , sendo aproximadamente 0,01 para $Z=10$ (Ne) e 0,95 para $Z=82$ (Pb). Para o argônio w é aproximadamente 0,12 (Ch78). As Tabs. 2.1 e 2.2 apresentam para alguns gases nobres mais usados em detectores de raios X, os valores de w e da energia dos fótons característicos, bem como os seus livres caminhos médios de absorção λ (Ch78).

O termo de correção ($w\epsilon_j/h\nu$) pode ser desprezado no caso de elementos leves pois $w \ll 1$. Esta correção é justificável apenas se o volume de interesse é muito pequeno.

Dessa forma em absorvedores de razoável espessura a energia E_j é totalmente absorvida pelo meio e f_{τ} torna-se:

$$f_{\tau}^3 = 1 \quad (2.17)$$

Tabela 2.1. Energias (ε) de fótons fluorescentes e livre caminho médio (λ) de absorção para alguns gases nobres (dados extraídos de Ch78).

Transições	Argônio		Kriptônio		Xenônio	
	$\varepsilon(\text{keV})$	$\lambda(\text{mm})$	$\varepsilon(\text{keV})$	$\lambda(\text{mm})$	$\varepsilon(\text{keV})$	$\lambda(\text{mm})$
$K_{\alpha i}$	2,96	31,8	12,6	96	29,8	192
$K_{\beta i}$	3,19	39,2	14,1	130	33,6	267
$L_{\alpha i}$			1,59	2,7	4,1	4,5
$L_{\beta i}$			1,64	2,8	4,4	5,4

Tabela 2.2. Porcentagem de ocorrência (w) da emissão de fótons característicos para alguns gases nobres (dados extraídos de Ch78).

	Argônio	Kriptônio	Xenônio
w_K	0,12	0,64	0,88
w	$<2 \times 10^{-4}$	$<2 \times 10^{-2}$	0,11

O fotoelétron primário é emitido em uma direção preferencial dependendo da sua energia, Fig. 2.4. Até poucas dezenas de keV, a direção de emissão é praticamente perpendicular à direção de incidência dos fótons (Sa77). Contudo, devido aos múltiplos choques com outras moléculas, a trajetória do elétron é rapidamente alterada e sua energia cinética exaurida até a absorção deste pelo meio.

Fig. 2.4. Probabilidade de emissão de um fotoelétron em um determinado ângulo relativo à direção de incidência do fóton em função do quantum de energia (Sa77).

III - *Interação de Partículas Carregadas com a Matéria.*

Neste capítulo é apresentado uma breve discussão sobre a interação de partículas carregadas com a matéria enfocando o assunto para o caso de elétrons livres. Também são discutidos os processos de difusão e transporte de elétrons e íons positivos em materiais sujeitos a campos eletrostáticos.

III.1 - *Interação de Elétrons com a Matéria.*

A ionização de moléculas por fótons de raios X produz elétrons secundários com energia suficiente para promover novas ionizações. Os átomos ionizados ao voltarem para o estado fundamental podem emitir radiações eletromagnéticas na região do visível, ultravioleta ou raios X, bem como elétrons Auger.

A Fig. 3.1 apresenta a energia dos fotoelétrons provenientes da ionização de moléculas de Ar, C e Xe por fótons de raios X e dos elétrons Auger, provenientes desta interação (Sm83).

Os elétrons antes de serem absorvidos pelo material dissipam suas energias cinéticas ao longo de suas trajetórias, através de interações eletromagnéticas. A distância R percorrida até que toda a energia tenha sido dissipada é chamada de alcance ("range").

Para a determinação do alcance R é necessário ter o conhecimento da perda de energia por unidade de comprimento - dE/dx - para um determinado meio material. Bethe e Bloch (Be30) propuseram uma expressão para essa grandeza fazendo uso da eletrodinâmica quântica, levando em consideração os possíveis modos de interação que causam a perda de energia da partícula carregada

durante o processo de freamento (Be30).

Fig. 3.1. Energias dos fotoelétrons e elétrons Auger, como função da energia do fóton de raios X absorvido para os átomos de carbono, argônio e xenônio (Sm83).

O valor de R é calculado integrando-se a expressão para dE/dx :

$$R = \int_{\epsilon=\epsilon_i}^{\epsilon=0} \frac{1}{d\epsilon/dx} .d\epsilon \quad (3.1)$$

Cálculos de R utilizando a equação de Bethe e Bloch para elétrons com alguns keV, fornecem resultados discrepantes, quando comparados com os dados experimentais existentes para elementos como Al, Ag, Cu e Au (Co64). Estas discrepâncias podem ser explicadas pelo fato da expressão de Bethe e Bloch não levar em consideração o espalhamento elástico dos elétrons, importante para baixas energias.

Alguns trabalhos propõem fórmulas semi-empíricas para R fazendo uso de curvas parametrizadas ajustadas aos dados experimentais (Co64, Ra66, Ko68, Ta72). Na Fig. 3.2 é apresentado o

alcance R de elétrons no argônio em condições normais, obtido indiretamente de medidas realizadas em elementos metálicos (Sa77).

Uma expressão semi-empírica para o cálculo do alcance R (g/cm^2) de elétrons de baixa energia é dada a seguir (Sa77):

$$R = 0,71 \varepsilon^{1,72} (\text{g}/\text{cm}^2) \quad (3.2)$$

onde ε é a energia dos elétrons dada em MeV.

Fig. 3.2. Relação entre o alcance ("range") e a energia de elétrons para o argônio em condições normais de temperatura e pressão (Sa77).

III.2 - Ionização Global.

A ionização global refere-se ao conjunto de processos que possibilitam a formação de portadores de carga no interior de um material sob a ação da radiação. No caso de um gás sujeito a ionização por fótons de raios X, é observada a formação de pares de íons primários. A ionização primária desencadeia novos processos de ionização formadores de elétrons secundários, dos quais os principais são (W150):

- colisões de elétrons primários ou Auger com átomos do meio.
- fotoionizações devido à fluorescência da desexcitação de átomos.
- efeito Penning.

Os dois primeiros processos já foram discutidos nas secções anteriores.

O efeito Penning ocorre quando um átomo excitado se encontra em um estado metaestável e colide com um segundo, cujo potencial de ionização é inferior a energia transferida no choque, ionizando-o.

O número total de íons formados por uma radiação qualquer em um gás no é definido pela razão da quantidade de energia liberada no meio $\Delta\epsilon$ pela energia média efetiva necessária para a produção de um par de íons nesse meio w , portanto:

$$n_0 = \frac{\Delta\epsilon}{w} \quad (3.3)$$

A quantidade w depende da natureza do material absorvedor e da partícula ionizante.

Para fótons de raios X temos que:

$$\Delta\varepsilon = h\nu \quad (3.4)$$

Na tabela 3.1 são apresentados os valores de W para alguns gases (Mo85). Para os gases Ar e Xe, W possui os valores de 26,25 eV e 22,1 eV respectivamente. Caso um fóton com energia da ordem de 6 keV seja absorvido por estes gases teremos a formação de aproximadamente 230 pares de íons no Ar e 270 pares de íons no Xe.

Tabela 3.1. Energia média efetiva (w) para a produção de um par de íons e potencial de ionização (I_0) para alguns gases (dados extraídos de Mo85).

GÁS	I_0 (eV)	w (eV)
Ne	21,56	36,8
Ar	15,76	26,25
Kr	14,0	24,1
Xe	12,13	22,1
N ₂	15,8	36,3
O ₂	12,5	32,1
H ₂ O (vap.)	12,6	30,0
CH ₄	13,1	29,1
CO ₂	13,7	34,75

III.3 - Difusão de Íons e Elétrons na Ausência de Campos.

Os portadores de cargas elétricas produzidos em eventos ionizantes perdem rapidamente sua energia cinética, devido às múltiplas colisões com as moléculas do gás, atingindo a distribuição da energia térmica do meio.

A teoria cinética dos gases fornece que a energia das partículas constituintes segue uma distribuição maxwelliana:

$$F(\varepsilon) = 2 \left(\frac{\varepsilon}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT} \right)^{3/2} e^{-\varepsilon/kT} \quad (3.5)$$

onde ε é a energia das partículas, T a temperatura do gás, k a constante de Boltzmann.

Os elétrons livres em um gás são muito mais velozes que as moléculas ionizadas. Devido à sua pequena massa e tamanho, suas velocidades térmicas médias chegam a atingir 10^7 cm/s e o livre caminho médio é quatro vezes maior que o percurso médio dos íons no gás (Sa77).

J. S. Townsend demonstrou (To47) que na ausência de outros efeitos (campos elétricos ou magnéticos), uma distribuição localizada de cargas se difunde segundo uma lei Gaussiana, de tal forma que, em um instante t , o número de partículas dn situadas entre r e $r+dr$ da origem é dado por:

$$\frac{dn}{n} = \left(\pi \sigma^2 \right)^{-3/2} e^{-(r^2/\sigma^2)} dr \quad (3.6)$$

onde a largura da distribuição σ será igual a $2Dt$, $4Dt$ ou $6Dt$ caso a difusão seja linear, cilíndrica ou esférica. D é o coeficiente de difusão que representa a resistência do meio à livre propagação dos íons no gás (Lo61).

A tabela 3.2 apresenta dados relativos ao livre caminho médio, velocidade e coeficiente de difusão de íons em alguns gases(Sa77).

Tabela 3.2. Livre caminho médio (λ), velocidade (u^+) e coeficiente de difusão (D^+) para alguns gases sob condições normais (dados extraídos de Sa77).

GÁS	λ (cm)	u^+ (cm/seg)	D^+ (cm ² /seg)
H ₂	$1,8 \times 10^{-5}$	$2,0 \times 10^5$	0,34
He	$2,8 \times 10^{-5}$	$1,4 \times 10^5$	0,26
Ar	$1,0 \times 10^{-5}$	$4,4 \times 10^4$	0,04
O ₂	$1,0 \times 10^{-5}$	$5,0 \times 10^4$	0,06
H ₂ O	$1,0 \times 10^{-5}$	$7,1 \times 10^4$	0,02

III.4 - Mobilidade de íons.

Os íons positivos presentes em um gás sujeito à ação de um campo elétrico são arrastados com uma velocidade média w^+ . O comportamento dessa velocidade com o campo elétrico e a pressão do gás é dado por:

$$w^+ = \mu^+ \cdot \left(\frac{E}{P} \right)^\alpha \quad (3.7)$$

onde a razão E/P entre o campo elétrico e a pressão do gás é conhecida como campo elétrico reduzido, $\alpha = 1$ ou $1/2$ caso o campo reduzido seja fraco ou intenso, μ^+ é chamada de mobilidade do íon para um determinado gás.

As duas regiões de campo onde $\alpha = 1$ e $1/2$ são apresentadas na Fig. 3.3, para a velocidade de arrasto w^+ dos íons positivos do Ne (Wa51).

Fig. 3.3. Velocidade de arrasto de íons Ne^+ no neônio em função da razão da intensidade do campo elétrico pela densidade molecular (Wa51).

Simultâneo ao processo de arrasto provocado pelo campo, os íons positivos vão sofrer um processo de difusão. Se o campo for uniforme e atue sobre a direção x a Eq. 3.6 pode ser escrita como:

$$\frac{dn}{n} = \left(\pi \sigma^2 \right)^{-3/2} \exp - \left[\frac{(x - w^+ t)^2 + y^2 + z^2}{\sigma^2} \right] dr \quad (3.8)$$

As Fig. 3.4 a) e b) apresentam um esquema do comportamento temporal de uma distribuição de íons suposta linear sem a presença do campo (Eq. 3.6), e na situação descrita acima (Eq. 3.8) (Mo85).

Fig 3.4. Difusão iônica, a) na ausência e b) na presença do campo elétrico (Mo85).

A dispersão σ_x na presença do campo pode ser escrita como:

$$\sigma_x = \left(\frac{2Dx}{w^+} \right)^{1/2} = \sigma_{\text{dif}} x^{1/2} \quad (3.9)$$

$$\text{pois } t = \frac{x}{w^+}$$

$$\text{e } \sigma_{\text{dif}} = \left(\frac{2D}{w^+} \right)^{1/2}$$

Partindo de argumentos clássicos, é possível relacionar os efeitos causadores da difusão com a força do campo elétrico e assim obter uma relação entre os coeficientes μ^+ e D^+ (Lo61):

$$\frac{D^+}{\mu^+} = \frac{kT}{e} = 0,026 \text{ eV} \quad (3.10)$$

Usando as Eq. 3.7 (com $\alpha = 1$) e 3.10 podemos escrever σ_x da seguinte forma:

$$\sigma_x = \left[\frac{2kTx}{e} \left(\frac{P}{E} \right) \right]^{1/2} \quad (3.11)$$

Para íons a dispersão σ_x é independente da natureza do íon e do gás. O comportamento da variação de σ_x com o campo elétrico, bem como a dispersão temporal σ_t são apresentados na Fig. 3.5 para várias misturas gasosas a 1 atm e sujeitas a um arrasto de 1 cm (Sa77).

Se o gás for uma mistura a mobilidade de um determinado íon pode ser obtida por meio da lei de Blanc (Sa77):

$$\frac{1}{\mu_{i+}} = \sum_j \frac{p_j}{\mu_{ij+}} \quad (3.12)$$

com $j = 1, \dots, n$

onde p_j é o peso específico do j 'ésimo composto, μ_{ij+} é a mobilidade do íon i no gás j .

Fig. 3.5. Difusão espacial σ_x e temporal σ_t de íons para algumas misturas gasosas em função do campo elétrico a condições normais e um arrasto de 1 cm. Notar que σ_x é o mesmo para todas as misturas (Sa77).

III.5 - Mobilidade e Difusão de Elétrons em Gases sob a Ação do Campo Elétrico.

O comportamento da velocidade de arrasto para elétrons difere daquele observado para os íons, devido ao seu pequeno tamanho e massa. Para campos intensos, os valores típicos de w^- são da ordem de 5 cm/s, sendo comparativamente 1000 vezes mais velozes que os íons no gás.

No intervalo de tempo entre colisões com as moléculas do gás, os elétrons adquirem energia através do campo elétrico fazendo com que w^- não se mantenha constante. A secção de choque de alguns gases varia fortemente com o campo, tendo um comportamento como o observado na Fig. 3.6 para o Ar, passando de um mínimo para um máximo, conhecido como efeito Ramsauer (Sa77). Este comportamento é resultado de interações de caráter quântico que ocorrem entre os elétrons livres e aqueles situados nas camadas eletrônicas.

Fig. 3.6. Secção de choque para elétrons no argônio em função da energia (Sa77).

A distribuição de energia dos elétrons não possui uma forma maxwelliana, como no caso dos íons, e a energia média da distribuição pode exceder o valor médio da energia térmica do gás por várias ordens de grandeza em campos elétricos intensos. Na Fig. 3.7 apresentamos a distribuição de energias dos elétrons no He para diferentes campos reduzidos (Sa77).

Fig. 3.7. Distribuição de energias de elétrons no hélio para diferentes valores do campo reduzido E/P ($E/P = 1$, refere-se a uma intensidade de campo de 760 V/cm na pressão de 1 atm) (Sa77).

A seguir resumiremos os principais resultados teóricos existentes no estudo do comportamento de elétrons em gases sujeitos a campos elétricos (Sa77).

A distribuição de energia, supondo que poucos elétrons ganhem energia suficiente do campo para provocar ionizações, é dada por:

$$F(\mathcal{E}) = C \mathcal{E}^{1/2} \exp - \int \frac{3\Lambda(\mathcal{E}) \mathcal{E} d\mathcal{E}}{[eE\lambda(\mathcal{E})]^2 + 3\mathcal{E}kT\Lambda(\mathcal{E})} \quad (3.13)$$

onde $\lambda(\mathcal{E})$ é o livre caminho médio entre colisões, dado por:

$$\lambda(\mathcal{E}) = \frac{1}{N\sigma(\mathcal{E})} \quad (3.14)$$

Sendo N o número de moléculas por unidade de volume na temperatura T e pressão P , dado por:

$$N = 2,69 \times 10^{19} \frac{P}{760} \frac{273}{T} \quad (\text{moléculas/cm}^3) \quad (3.15)$$

e $\sigma(\mathcal{E})$ é a secção de choque obtida através da curva de Ramsauer do gás considerado.

$\Lambda(\mathcal{E})$ é a fração da energia perdida em cada colisão.

E é a intensidade do campo elétrico.

C é uma constante de normalização.

e é a carga do elétron.

Se as secções de choque elástico e inelástico são conhecidas, a distribuição $F(\mathcal{E})$ pode ser obtida e os valores da velocidade de arrasto w^- e o coeficiente de difusão D^- , podem ser calculados por meio das relações:

$$w^-(E) = - \frac{2eE}{3m} \int \mathcal{E} \lambda(\mathcal{E}) \frac{\partial}{\partial \mathcal{E}} [F(\mathcal{E}) u^{-1}] d\mathcal{E} \quad (3.16)$$

$$D^-(E) = \int \frac{1}{3} u \lambda(\mathcal{E}) F(\mathcal{E}) d\mathcal{E} \quad (3.17)$$

onde $u = (2\mathcal{E}/m)^{1/2}$ é a velocidade instantânea dos elétrons com energia $\mathcal{E}$.

Definimos a energia característica dos elétrons ϵ_k como:

$$\epsilon_k = \frac{e E D(E)}{w(E)} \quad (3.18)$$

Durante o arrasto dos elétrons pelo campo, a difusão se desenvolve segundo uma lei gaussiana como a observada para os íons na Eq. 3.9. Entretanto, como a distribuição de energia sofre mudanças devido ao campo elétrico afetando o coeficiente de difusão D^- , a dispersão σ_x da difusão terá uma dependência com o campo E . Substituindo a relação 3.18 na expressão 3.9 válida também para os elétrons:

$$\sigma_x = \left[\frac{2 x}{e E} \epsilon_k \right]^{1/2} \quad (3.19)$$

Na Fig. 3.8 são apresentados os resultados teóricos e experimentais da velocidade de arrasto w^- e da energia característica ϵ_k , para o Ar (Pa75).

Fig. 3.8. Comparações entre os resultados teóricos e experimentais das velocidades de arrasto e energia característica para o argônio (Sa77).

A Fig. 3.9 apresenta os resultados teóricos e experimentais para a dispersão σ_x da difusão de elétrons em alguns gases em função do campo elétrico para 1 cm de arrasto a condições

normais (Sa77). Na mesma figura está presente o resultado de σ_x para um gás fictício onde os elétrons não sofreriam a influência na distribuição de energia pelo campo elétrico (limite térmico).

No caso de misturas gasosas:

$$\sigma(E) = \sum p_i \sigma_i(E) \quad (3.20)$$

$$\sigma(E)\Lambda(E) = \sum p_i \sigma_i(E) \Lambda_i(E) \quad (3.21)$$

onde p_i é o peso específico de cada constituinte da mistura e $\sigma_i(E)$ e $\Lambda_i(E)$ as respectivas secções de choque.

Fig. 3.9. Comparação entre resultados teóricos e experimentais para a dispersão na difusão de elétrons σ_x , sob a ação do campo elétrico, para alguns gases nas condições normais e um arrasto de 1 cm (Sa77).

Observa-se que a adição de pequenas quantidades de moléculas poliatômicas altera a distribuição de energia dos elétrons, mudando drasticamente as suas propriedades de arrasto no gás. Este efeito é devido ao aumento dos choques inelásticos dos elétrons com estas moléculas, diminuindo a temperatura e conseqüentemente suas velocidades instantâneas u^- .

Para compreendermos melhor o processo vamos fazer uso de uma relação simples, proposta por Townsend, para a velocidade de arrasto dos elétrons (To47):

$$w^- = \left[\frac{e}{2m} \right] E \tau \quad (3.22)$$

sendo τ o tempo médio entre colisões, em geral também uma função do campo elétrico.

O valor de τ é proporcional à razão do livre caminho médio λ e da velocidade instantânea dos elétrons u^- :

$$\tau \propto \frac{\lambda}{u^-} \quad (3.23)$$

Com a diminuição da temperatura eletrônica, a razão λ/u^- cresce, aumentando a velocidade de arrasto w^- , uma vez que o elétron fica sujeito ao campo elétrico, por um intervalo de tempo maior antes do próximo choque com alguma molécula do gás.

A Fig. 3.10 a) e b) apresentam as velocidades de arrasto dos elétrons em função do campo reduzido, para o Ar puro e para misturas do mesmo gás, com pequenas quantidades de N_2 e CH_4 (Sa77).

Fig. 3.10 a) e b). Velocidades de arrasto em Ar puro, e em misturas de Ar com N_2 e CH_4 (Sa77).

III.6 - Efeitos Causadores de Perda de Íons e Elétrons em um Gás

Um íon positivo pode ser neutralizado recombinando-se com elétrons livres, íons negativos, ou mesmo arrancando elétrons da parede do recipiente de gás.

O processo de transferência de carga entre íons pode ocorrer entre moléculas semelhantes ou com moléculas com potencial de ionização inferior. Dependendo da natureza dos íons, e da diferença entre os potenciais de ionização, de 100 a 1000 colisões podem se processar antes que ocorra a transferência da carga de um íon para uma molécula com menor potencial de ionização (Wi50, Lo61, Sa77).

Os elétrons livres podem ser aprisionados por um íon positivo, moléculas neutras eletronegativas ou absorvidos pelas paredes do recipiente.

A probabilidade h de ligação dos elétrons com moléculas é praticamente nula para todos os gases nobres e o hidrogênio, assumindo valores consideráveis para outros gases. O tempo de aprisionamento do elétron nas moléculas de um gás eletronegativo é dado por:

$$t = (hN)^{-1} \quad (3.24)$$

onde N é o número de colisões por unidade de tempo dada pela expressão:

$$N = \frac{u^-}{\lambda} \quad (3.25)$$

sendo u^- a velocidade instantânea do elétron e λ o seu livre caminho médio.

A Tab. 3.3 apresenta os valores de h , N e t para alguns gases (Mo85). Para o O_2 este tempo é da ordem de 190ns em condições normais.

A probabilidade h de ligação sofre forte influência do campo elétrico. A seguinte equação relaciona h com a secção eficaz de ligação σ_a e a velocidade de arrasto w^- (Mo85):

$$h = n_+ \left[\frac{u^-}{w^-} \right] \sigma_a \quad (3.26)$$

sendo n_+ a concentração iônica.

Tabela 3.3. Probabilidade (h) de ligação, número de colisões por unidade de tempo (N), e tempo médio de aprisionamento (t) para o elétron em alguns gases em condições normais (dados extraídos de Mo85).

GÁS	h	$N(s^{-1})$	$t(s)$
CO_2	$6,2 \times 10^{-9}$	$2,20 \times 10^{11}$	$0,7 \times 10^{-7}$
O_2	$2,5 \times 10^{-5}$	$2,10 \times 10^{11}$	$1,9 \times 10^{-7}$
H_2O	$2,5 \times 10^{-5}$	$2,80 \times 10^{11}$	$1,4 \times 10^{-7}$
Cl	$4,8 \times 10^{-4}$	$4,50 \times 10^{11}$	$4,7 \times 10^{-9}$
CO	$6,3 \times 10^{-9}$	$2,20 \times 10^{11}$	$7,2 \times 10^{-4}$
Ar	$5,0 \times 10^{-6}$	$2,17 \times 10^{11}$	$9,2 \times 10^{-7}$

A Fig 3.11 mostra o comportamento de σ_a em função da energia dos elétrons para o O_2 .

Fig. 3.11. Secção de choque experimental para formação de ions negativos de O_2 por impacto de elétrons (Mo85).

A captura eletrônica é um efeito prejudicial em detectores proporcionais, pois implica na redução do sinal elétrico gerado pelos portadores de carga. O número de colisões por unidade de tempo na qual o elétron é capturado por uma molécula eletronegativa pode ser calculada por meio da relação (Sa77):

$$\frac{1}{\lambda_c} = \frac{h u^- p}{\lambda w^-} \quad (3.27)$$

onde p e λ_c são a fração de gás eletronegativo existente na mistura e o livre caminho médio de captura, respectivamente.

Substituindo a Eq. 3.14 em 3.27 e fazendo uso da expressão para u^- temos:

$$u^- = \left(\frac{m}{2 \epsilon} \right)^{1/2}$$

$$\lambda_c = \left(\frac{m}{2 \epsilon} \right)^{1/2} \left(\frac{w^-}{N h p \sigma(\epsilon)} \right) \quad (3.28)$$

Durante um arrasto por uma distância x , a perda de elétrons devido a existência de moléculas eletronegativas é obtida pela relação:

$$n = n_0 \exp - (x/\lambda_c) \quad (3.29)$$

Sauli (Sa77) calculou esta perda no argônio com a quantidade de 1% de O_2 em condições normais e um campo elétrico de intensidade 500V/cm. Resulta que 33% dos elétrons existentes são capturados em 1cm de arrasto.

IV - Excitação e Ionização de Moléculas em Gases Devido a Campos Elétricos Intensos- Fenômeno da Multiplicação.

Conforme a intensidade do campo elétrico aplicado em um gás, os elétrons livres podem adquirir energia suficiente para provocar diferentes modos de excitação em suas moléculas por meio de colisões inelásticas. A Fig. 4.1 apresenta os diferentes modos de excitação para as moléculas do Ar, N_2 e H_2 em função do campo elétrico reduzido (Lo61).

Fig 4.1. Porcentagem de ocorrência dos diferentes modos de excitação de moléculas de Ar, N_2 e H_2 devido a colisões com elétrons em função do campo elétrico reduzido. EI: colisão elástica; EV: excitações vibracionais; EE: excitações com fotoemissão; I: ionização, (Lo61).

A eficiência para a produção da ionização possui um máximo para estes três elementos para X/p ao redor de 100V/cm.mmHg.

O livre caminho médio de ionização é definido como a distância média percorrida pelo elétron entre colisões ionizantes. O inverso desta grandeza é conhecido como o primeiro coeficiente de Townsend α , que representa o número de pares de íons formados por unidade de comprimento durante o arrasto do elétron sob a ação do campo elétrico.

A Fig. 4.2 apresenta o comportamento da secção de choque de ionização e da razão α/P em função da energia dos elétrons para alguns gases. Observa-se um máximo para estas duas grandezas por volta de 100 eV (Sa77).

O número de elétrons cresce rapidamente à medida que novas moléculas do gás são ionizadas e os elétrons livres produzidos ionizam novas moléculas após terem percorrido um livre caminho médio α^{-1} . Estes eventos caracterizam um processo de avalanche tal que se n for o número de elétrons em uma dada posição, após um percurso dx , o acréscimo em seu número será:

$$dn = n \alpha dx \quad (4.1)$$

por integração temos:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad \text{ou} \quad M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (4.2)$$

sendo M o fator de multiplicação.

Em geral o campo no interior de um detector não é uniforme, o que implica em uma dependência do coeficiente α com a posição.

Fig 4.2. Secção de choque para ionização e coeficiente de Townsend reduzido (α/p) em função da energia do elétron, para alguns gases nobres (Sa77).

Para obtermos o fator de multiplicação em tais situações devemos fazer uma integração da função $\alpha(x)$ dentro da região de interesse de tal forma que:

$$M = \exp \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \quad (4.3)$$

Para campos de geometria complexa podemos utilizar uma aproximação para o coeficiente α proposta por Townsend (Sa77) válida para valores pequenos de α :

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp - \left[\frac{B P}{E} \right] \quad (4.4)$$

onde A e B são constantes dadas na Tab. 4.1, P a pressão do gás e E a intensidade do campo elétrico.

Uma outra aproximação considera o primeiro coeficiente de Townsend como proporcional à energia dos elétrons $\bar{\epsilon}$ em uma dada região de campo:

$$\alpha = kN\bar{\epsilon} \quad (4.5)$$

sendo N o número de moléculas por unidade de volume. Valores de k para alguns gases nobres são apresentados na tabela 4.1.

Tabela 4.1. Parâmetros utilizados nas Eqs. 4.4 e 4.5 para as aproximações do coeficiente α de Townsend (Sa77).

GAS	A (cm ⁻¹ Torr) ⁻¹	B (Vcm ⁻¹ Torr) ⁻¹	k (cm ² V ⁻¹)
He	3	34	0,11×10 ⁻¹⁷
Ne	4	100	0,14×10 ⁻¹⁷
Ar	14	180	1,81×10 ⁻¹⁷
Xe	26	350	
CO ₂	20	466	

Não existe uma regra simples para se obter o coeficiente α de misturas gasosas. O comportamento geral observado na adição de moléculas poliatômicas a gases nobres é a necessidade de aumentar o valor do campo elétrico para que se tenha um mesmo valor de α que o obtido com o gás puro. A Fig. 4.3 apresenta resultados referentes aos efeitos da adição de pequenas quantidades de vapores orgânicos ao argônio (Sa77).

Fig 4.3. Primeiro coeficiente de Townsend em função do campo elétrico para algumas misturas de Ar com vapores orgânicos (Sa77).

A Fig. 4.4 apresenta a fotografia clássica de uma avalanche de formato gótico produzida em uma câmara de nuvens ("cloud chamber") e um esquema da distribuição de cargas. A fotografia foi possível devido à condensação de gotículas de gás ao redor dos íons formados (Lo61, Mo85).

(photograph H. Raether)

CLOUD TRACK PICTURE OF A SINGLE ELECTRON AVALANCHE

Fig 4.4. Fotografia mostrando o formato gótico de uma avalanche de cargas no interior de uma câmara de nuvens. Ao lado temos um esquema da distribuição de cargas na avalanche com os íons positivos encontrando-se na parte posterior e os elétrons na parte frontal (Lo61, Mo85).

Devido a sua velocidade de arrasto inferior, os íons positivos são encontrados preferencialmente na periferia e na parte posterior da distribuição de cargas, enquanto os elétrons mais velozes se situam no interior e na parte frontal desta distribuição.

Detectores com geometria cilíndrica, como o esquematizado na Fig. 4.5 a) possuem geralmente o ânodo formado por um fio condutor extremamente fino onde o campo elétrico próximo à sua superfície é muito intenso.

Fig 4.5 (a). Esquema de um detector de geometria cilíndrica. (b) Formação da avalanche ao redor do fio de ânodo (Sa77).

No esquema da Fig 4.5 (b) temos inicialmente um elétron sendo arrastado pelo campo até regiões próximas ao fio de ânodo onde o campo elétrico é suficientemente intenso para aumentar a sua energia cinética a níveis que permitam a ionização de novas moléculas do gás por meio de colisões inelásticas. Devido à difusão lateral, uma avalanche no formato de uma gota, cerca o fio de ânodo. Os elétrons são rapidamente coletados pelo fio e a nuvem de íons positivos se afasta então em direção do cátodo (Sa77).

A quantidade de carga coletada no fio de ânodo depende do fator de multiplicação com que o detector está sendo operado ou em outras palavras do nível da alta tensão aplicada e da energia e tipo de partícula que está sendo detectada.

A Fig. 4.6 apresenta a curva de multiplicação típica de um contador a gás mostrando a dependência das cargas coletadas em função da diferença de potencial entre os eletrodos (Mo85). As duas curvas mostram o comportamento do detector para partículas α e β .

Em tensões baixas, região I do gráfico, as cargas geradas por alguma partícula ionizante são parcialmente coletadas pois o processo de recombinação ainda é dominante.

Na região II a recombinação torna-se inviável devido a influência do campo elétrico que possui agora intensidade suficiente para separar as cargas de sinais opostos sendo toda ela praticamente coletada nos eletrodos. Neste caso diz-se que o contador está trabalhando no modo de uma câmara de ionização.

A partir de um determinado nível de tensão V_T temos o início do processo de multiplicação. Fatores da ordem de 10^4 a 10^5 podem ser obtidos, com o valor da carga total medida guardando proporcionalidade com a energia depositada pela partícula ionizante, região III do gráfico, conhecida como modo de operação proporcional.

Fig. 4.6. Modos de operação de um detector a gás (Mo85).

O fator de multiplicação não pode aumentar indefinidamente, pois processos secundários como a emissão de fótons ultravioleta fazem com que a avalanche se propague no volume do gás, causando a deformação do campo elétrico devido a influência da distribuição de carga espacial. Este comportamento caracteriza a região limite de proporcionalidade.

Na Fig. 4.7 é apresentado um esquema da distribuição de cargas mostrando que esta se comporta a grosso modo como um dipolo elétrico. O campo produzido por essa distribuição compete com o campo existente no detector, quando o fator de multiplicação alcança ordens 10^6 a 10^7 (Mo85). A intensidade do campo local resultante, nesta situação faz com que o valor de α não cresça com a mesma velocidade que a observada anteriormente, levando a uma saturação da multiplicação.

Ao aumentarmos ainda mais a tensão de operação, penetramos na região do contador Geiger-Muller, região IV da Fig. 4.6, onde o detector perde a capacidade de discriminar a energia das partículas incidentes, pois a carga total coletada é praticamente a mesma para qualquer evento ionizante.

Um valor da ordem de 10^8 é o fator de multiplicação limite encontrado na prática para muitas misturas de gases, pois acima deste valor é observada a descarga do gás (Mo85).

Fig. 4.7. Campo efetivo ao redor da avalanche (Mo85).

IV.1 - Cálculo do Fator de Multiplicação para Detectores com Geometria Cilíndrica.

As aproximações e os resultados obtidos na seção IV possibilitam o cálculo de uma expressão para o fator de multiplicação de um detector com geometria cilíndrica.

Se a e b são os raios do ânodo e cátodo do detector, o campo elétrico e o potencial a uma distância r do centro do detector podem ser escritos como:

$$E(r) = \frac{C V_o}{2\pi\epsilon_o} \frac{1}{r} \quad (4.6)$$

$$V(r) = \frac{C V_o}{2\pi\epsilon_o} \ln \frac{r}{a} \quad (4.7)$$

onde

$$C = \frac{2\pi \epsilon_o}{\ln(b/a)} \quad (4.8)$$

sendo C a capacitância por unidade de comprimento, ϵ_o a constante dielétrica do meio (da ordem de 8,85 pF/m para gases), e V_o a diferença de potencial aplicada no detector, definida como $V(a) = V_o$ e $V(b) = 0$.

O inverso do coeficiente de Townsend ($1/\alpha$) fornece o livre caminho médio para um evento ionizante. A energia média $\bar{\epsilon}$ adquirida por um elétron sujeito a um campo de intensidade E pode ser expressa como E/α .

Dentro da aproximação das Eq. 4.5 e Eq. 4.6 é possível escrever α em função de r :

$$\alpha(r) = \left[\frac{kN V_o}{2\pi\epsilon_o} \frac{1}{r} \right]^{-1/2} \quad (4.9)$$

O fator de multiplicação é obtido integrando-se a equação acima em função de r , tomando como limites o raio do fio de ânodo a e um ponto r_c no interior do detector onde o campo elétrico possui o valor crítico E_c , no qual se inicia o processo de avalanche.

A intensidade de campo E_c para uma tensão V_o é dada por:

$$E_c = \frac{C}{2\pi\epsilon_o} \frac{V_o}{r_c} \quad (4.10)$$

No caso do detector estar operando em um nível de tensão V_T , onde a avalanche começa a se formar sobre a superfície do fio de ânodo, E_c é dado por:

$$E_c = \frac{C}{2\pi\epsilon_o} \frac{V_o}{a} \quad (4.11)$$

Fazendo a razão entre as Eq. 4.10 e 4.11, resulta a seguinte relação:

$$r_c = a \frac{V_o}{V_T} \quad (4.12)$$

Uma vez que a integral de $\alpha(r)$ tenha sido calculada, o resultado é substituído na Eq. 4.3, e por meio da relação 4.12 a seguinte expressão para o fator de multiplicação M é obtida:

$$M = \exp \left[2 \sqrt{\frac{kNCV_o a}{2\pi\epsilon_o}} \left(\sqrt{\frac{V_o}{V_T}} - 1 \right) \right] \quad (4.13)$$

No caso de $V_o \gg V_T$ podemos fazer a aproximação:

$$\left(\frac{V_o}{V_T} \right)^{1/2} - 1 \cong \left(\frac{V_o}{V_T} \right)^{1/2}$$

Neste caso o fator de multiplicação dependerá apenas da carga por unidade de comprimento $Q = CV_o$:

$$M = \exp K C V_o \quad (4.14)$$

onde
$$K = \frac{1}{\pi\epsilon_o} \sqrt{\frac{kN}{E_c}}$$

Para fatores de multiplicação superiores a 10^4 a aproximação para α dada pela Eq. 4.5 não é mais válida, entretanto o resultado obtido pode ser usado para se ter uma idéia qualitativa das características operacionais dos detectores proporcionais.

IV.2 - Processo de Estabilização da Multiplicação de Cargas em Gases ("Quenching").

Os átomos ionizados, devido ao processo de avalanche, ao voltarem para o estado fundamental emitem fótons, que podem provocar a ionização de novas moléculas do meio. Os elétrons formados produzem novas avalanches, que podem levar à descarga no gás, caso o detector esteja trabalhando em altos ganhos.

Para controlar e mesmo extinguir estes efeitos, faz-se uso da introdução de pequenas porções de gases poliatômicos cuja finalidade é absorver os fótons produzidos na desexcitação dos átomos do meio.

Moléculas com menos de três átomos não possuem a propriedade de estabilização uma vez que os processos de absorção de fótons normalmente são emissores de novos elétrons ou fótons.

No caso das moléculas poliatômicas a existência de vários modos normais de excitação rotacionais e vibracionais e mesmo a dissociação possibilitam o controle da formação de avalanches espúrias e assim fatores de multiplicação da ordem de 10^6 podem ser alcançados.

O Ar em seu processo de desexcitação emite fótons com energia de 11,6 eV, suficiente para causar a emissão de um fotoelétron do cobre (potencial de ionização de 7,7eV) material comumente utilizado na confecção de detectores. Se, por exemplo, adicionarmos uma pequena quantidade de metano CH_4 , que possui um espectro de absorção de fótons na região de 7,9 a 14,5 eV, os eventuais fótons produzidos pelo Ar poderão ser absorvidos (Mo85).

Outro fenômeno causador da emissão de fótons e elétrons indesejáveis é a neutralização dos íons positivos nos cátodos. Caso o potencial de ionização do íon seja maior que a função de trabalho do material do cátodo a energia residual pode ser emitida por meio de um fóton que poderá provocar a emissão de outro elétron do cátodo que iniciara uma nova avalanche.

Para extinguir este efeito podemos fazer uso novamente de gases poliatômicos que primeiramente devido ao seu baixo potencial de ionização trocam elétrons com os íons positivos do gás principal neutralizando-os e posteriormente ao serem arrastados até as proximidades do cátodo são neutralizados sendo o excedente de energia utilizado dessa vez na excitação de modos normais de vibração, rotação ou mesmo na dissociação dessas moléculas.

O uso de gases poliatômicos entretanto faz com que o detector tenha uma vida útil limitada uma vez que nos processos citados ocorre a quebra das moléculas em partes menores que geralmente não possuem as propriedades de estabilização acima mencionadas.

Para um detector com um ganho da ordem de 10^6 , se 100 pares de íons primários são gerados em cada evento, cerca de 10^8 moléculas são dissociadas. Em um detector típico com volume de 10 cm^3 operando com uma mistura de 90% de gás nobre e 10% de gás estabilizador teremos 10^{10} moléculas poliatômicas. Sendo o detector selado, sua vida útil estará limitada a uma contagem máxima integral da ordem de 10^{10} .

IV.3 - Considerações Estatísticas Relativas à Resolução de Energia em Detectores Proporcionais

O pulso de um detector a gás operando na região proporcional possui relação direta com a energia depositada pela partícula ionizante ou em outras palavras com o número de íons primários n_o formados. A carga total coletada em um evento é dada pela relação:

$$Q = n_o e M \quad (4.15)$$

O fator M representa a multiplicação média produzida pelas avalanches formadoras de um pulso. Dessa forma:

$$M = \frac{1}{n_o} \sum_{i=1}^{n_o} A_i \equiv \bar{A} \quad (4.16)$$

onde A_i representa o fator de multiplicação de uma avalanche iniciada por um único elétron.

A carga Q está sujeita a variações pois tanto o número de íons primários como o fator de multiplicação sofrem flutuações. Supondo que estas grandezas são independentes, a variância relativa da grandeza Q pode ser obtida fazendo-se a propagação de erros na Eq. 4.15 (He81):

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_o}}{n_o} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_M}{M} \right)^2 \quad (4.17)$$

O primeiro termo desta equação representa o desvio padrão relativo do número original dos n_o íons primários. Esta flutuação pode ser expressa em termos do fator de Fano F :

$$\left(\frac{\sigma_{n_o}}{n_o} \right)^2 = \frac{F}{n_o} \quad (4.18)$$

Valores do fator de Fano são apresentadas na Tab. 4.2 para alguns gases nobres e misturas gasosas usados em detectores proporcionais (Kn89).

O segundo termo da soma pode ser reescrito propagando-se o erro do fator de multiplicação médio, Eq 4.16:

$$\sigma_M^2 = \left(\frac{1}{n_o} \right)^2 \sum_{i=1}^{n_o} \sigma_{A_i}^2 \quad (4.19)$$

Supondo que a incerteza dos fatores de multiplicação A_i são similares, σ_M^2 pode ser escrito como:

$$\sigma_M^2 = \frac{1}{n_o} \sigma_A^2 \quad (4.20)$$

Substituindo as Eqs. 4.18 e 4.20 na Eq. 4.17:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \left(\frac{F}{n_o} \right) + \frac{1}{n_o} \left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 \quad (4.21)$$

Caso o detector trabalhe com campos elétricos intensos, a probabilidade de ionização das moléculas de gás pelo impacto com os elétrons é influenciada pelos eventos antecedentes que ocorreram com o elétron e nesse caso esta probabilidade é dada pela distribuição de Polya (Kn89):

$$P(A) = \left(\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}} \right)^{\theta} \exp \left[\frac{-A(1+\theta)}{\bar{A}} \right] \quad (4.22)$$

onde θ é um parâmetro relativo a fração de elétrons cuja energia excede o nível de energia para a ionização tendo valores entre 0 e 1.

Pode-se mostrar que a variância relativa predita pela distribuição de Polya é dada pela expressão (Kn89):

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 = (\bar{A})^{-1} + b \quad (4.23)$$

onde $b=(1+\theta)^{-1}$ tendo um valor de aproximadamente 0,5.

Para grandes valores do fator de multiplicação $\bar{A}$ temos:

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 \cong b \quad (4.24)$$

Valores para o parâmetro b são apresentados na Tab. 4.2.

Tabela 4.2. Fator de Fano (F), constante (b) e resolução de energia calculada e medida para alguns gases usados em detectores proporcionais (Kn89).

Gás	W (eV/ion)	Fator de Fano F		b	Resolução p/ 5,9keV	
		Calculado	Medido		Calculado	Medido
Ne	36,2	0,17		0,45	14,5%	
Ar	26,2	0,17		0,50	12,8%	
Xe	21,5		≤0,17			
Ne+0,5%Ar	25,3	0,05		0,38	10,1%	11,6%
Ar+10%CH ₄	26			0,50	12,8%	13,2%

Substituindo a Eq. 4.24 em 4.21:

$$\left(\frac{\sigma_q}{Q} \right)^2 = \frac{1}{n_o} (F+b) \quad (4.25)$$

Vemos que a variança relativa da amplitude de cargas é dominada pelas flutuações do fator de multiplicação e do número de ions primários sendo o último de menor importância.

O desvio padrão relativo é calculado tomando-se a raiz quadrada da expressão anterior,

$$\frac{\sigma_a}{Q} = \left[\frac{F + b}{n_o} \right]^{1/2} \quad (4.26)$$

Como $n_o = E/W$, onde E é a energia depositada em um dado gás pela partícula ionizante e W é a energia média requerida para formar um par de ions a Eq.4.26 pode ser escrita como:

$$\frac{\sigma_a}{Q} = \left[\frac{W (F+b)}{E} \right]^{1/2} \quad (4.27)$$

$$\frac{\sigma_a}{Q} = \left[\frac{C}{E} \right]^{1/2} \quad (4.28)$$

onde $C=W(F+b)$ é uma constante para um dado tipo de gás.

A resolução em energia é definida como o desvio padrão relativo, neste caso dado pela Eq. 4.28 vezes o fator 2,35, ver Fig 4.7.

Dessa forma, o limite estatístico da resolução de energia de um contador proporcional varia inversamente com a raiz quadrada da energia depositada pela radiação incidente e é proporcional à constante C. Usando os dados da tabela 4.2, para uma mistura de 90% de Ar e 10% de CH_4 , estima-se uma resolução em energia de 12,8% para uma radiação incidente de 5,9 KeV.

Fig. 4.7. Definição da resolução de um detector. Para picos com formato gaussiano com desvio σ , a largura total a meia altura (FWHM) é dada por $2,35\sigma$ (Kn89).

IV.4 - Formação do Sinal de Ânodo.

A formação do pulso de ânodo de um detector proporcional pode ser dividida em dois estágios. Primeiramente, temos o tempo gasto pelos elétrons primários para alcançar a região de multiplicação e, em seguida o tempo necessário para a formação da avalanche.

A contribuição das cargas primárias na formação do pulso durante o tempo de arrasto é desprezível frente à grande quantidade de cargas criadas na avalanche. O desenvolvimento temporal do pulso de saída é iniciado após a chegada dos elétrons na região de avalanche.

O intervalo de tempo necessário para que os elétrons alcancem a região de multiplicação é da ordem de alguns microsegundos enquanto o processo de formação da avalanche leva aproximadamente um nanosegundo (Sa77).

Como os elétrons da avalanche são absorvidos rapidamente pelo fio de ânodo, a maior porção do pulso de saída é devida ao movimento dos íons positivos.

Logo após a absorção dos elétrons os íons positivos ficam sujeitos a um forte campo elétrico repulsivo que os afasta rapidamente da região de ânodo, isto se reflete como uma componente inicial rápida no tempo de subida do pulso. Com o gradual afastamento dos íons positivos, estes alcançam regiões de campo elétrico menos intenso fazendo surgir uma componente lenta no tempo de subida restante do sinal, desprezada normalmente pela eletrônica associada.

Vamos a seguir fazer uma análise quantitativa da formação do pulso do detector levando em consideração a coleção dos elétrons e íons positivos criados no processo de avalanche. Esta análise segue de perto a derivação feita por Knoll (Kn89).

Consideremos um detector com geometria cilíndrica como a observada na Fig. 4.8 juntamente com o seu circuito equivalente.

Fig. 4.8. Esquema de um detector cilíndrico e circuito equivalente usado para a derivação da forma do pulso. C representa a capacitância do detector, V_R é a queda de tensão medida na resistência de carga R , e V_{ch} é a tensão remanescente no detector (Kn89).

O campo elétrico para esta geometria é dado por:

$$E = \frac{V_0}{r \ln (b/a)} \quad (4.29)$$

onde V_0 é a tensão aplicada no fio de ânodo, a o raio do fio e b o raio do cilindro.

A energia absorvida $d\mathcal{E}$ pelo movimento de uma carga positiva Q através de uma diferença de potencial $d\varphi$ é dado por:

$$d\mathcal{E} = - Q d\varphi \quad (4.30)$$

O campo elétrico pode ser obtido por meio da relação:

$$E(r) = - \frac{d\varphi(r)}{dr} \quad (4.31)$$

Dessa forma:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dr} = Q E(r) = Q \frac{V_0}{r \ln(b/a)} \quad (4.32)$$

Supondo, primeiramente que, n pares de íons são formados na avalanche a uma distância ρ da superfície do fio de ânodo. Sabendo que, a carga total formada é $Q = ne$, podemos calcular a energia absorvida pelo movimento dos íons positivos em direção do cátodo por meio da relação:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^+ &= \int_{a+\rho}^b \frac{d\mathcal{E}}{dr} dr = \frac{Q V_0}{\ln(b/a)} \int_{a+\rho}^b \frac{dr}{r} \\ \mathcal{E}^+ &= \frac{Q V_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{b}{a + \rho} \end{aligned} \quad (4.33)$$

A energia absorvida pelo movimento dos elétrons em direção do ânodo é dada por:

$$\mathcal{E}^- = - \frac{Q V_0}{\ln(b/a)} \int_{a+\rho}^a \frac{dr}{r} = \frac{Q V_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{a + \rho}{a} \quad (4.34)$$

A energia total absorvida após a coleção completa das duas espécies de cargas é obtida somando-se as Eqs. 4.33 e 4.34:

$$\Delta\mathcal{E} = \mathcal{E}^+ + \mathcal{E}^- = \frac{Q V_o}{\ln(b/a)} \ln \left(\frac{b}{a+\rho} \cdot \frac{a+\rho}{a} \right)$$

$$\Delta\mathcal{E} = Q V_o \quad (4.35)$$

Esta energia é proveniente da energia armazenada na capacitância do detector. Pelo circuito equivalente (Fig. 4.8):

$$\frac{1}{2} C V_{ch}^2 = \frac{1}{2} C V_o^2 - \Delta\mathcal{E}$$

$$\frac{1}{2} C (V_{ch} + V_o) (V_{ch} + V_o) = - \Delta\mathcal{E} \quad (4.36)$$

Usando a aproximação $V_{ch} + V_o \cong 2V_o$ e substituindo $V_R = V_o - V_{ch}$, a queda de tensão na resistência R pode ser escrita como:

$$V_R = \frac{\Delta\mathcal{E}}{C V_o} = \frac{Q V_o}{C V_o} = \frac{Q}{C} \quad (4.37)$$

O valor acima obtido é a amplitude máxima do pulso que seria desenvolvido se a constante de tempo RC fosse maior que o tempo de coleção dos íons pelo detector.

Por meio das Eqs. 4.33 e 4.34 é possível calcular a razão das amplitudes máximas dos sinais provenientes da contribuição dos elétrons e dos íons:

$$\frac{\mathcal{E}^-}{\mathcal{E}^+} = \frac{\ln[(a+\rho)/a]}{\ln[b/(a+\rho)]} \quad (4.38)$$

Escolhendo os valores $a = 10 \mu\text{m}$, $b = 3,5 \text{ mm}$ e considerando $\rho = 3 \mu\text{m}$ a Eq. 4.38 fornece:

$$\frac{\xi^-}{\xi^+} = 0,019$$

Este exemplo mostra que apenas 2% da amplitude máxima do sinal provém da contribuição dos elétrons. Esta contribuição pode ser desprezada, sendo o sinal formado, suposto dependente apenas do movimento dos íons positivos criados nas imediações do fio de ânodo.

Da Eq. 3.7 para a velocidade de arrasto dos íons e da Eq. 4.29 para o campo elétrico de um detector cilíndrico é obtido a velocidade de arrasto em função da posição radial dos íons:

$$w^+(r) = \mu^+ \frac{E(r)}{p} = \frac{\mu^+}{p} \frac{V_0}{\ln(b/a)} \cdot \frac{1}{r} \quad (4.39)$$

Substituindo esta expressão na lei de movimento:

$$\int_a^{r(t)} \frac{dr}{w^+(r)} = \int_c^t dt \quad (4.40)$$

Obtem-se por integração a seguinte expressão para a posição dos íons em função do tempo (Kn89):

$$r(t) = \left(2 \frac{\mu^+}{p} \frac{V_0}{\ln(b/a)} t + a^2 \right)^{1/2} \quad (4.41)$$

O tempo necessário para a coleta dos íons é determinado pela substituição de $r(t) = b$ na expressão anterior:

$$t^+ = \frac{(b^2 - a^2) p \ln(b/a)}{2\mu^+ V_0} \quad (4.42)$$

A energia absorvida pelo movimento dos íons, em função do tempo, é dada por:

$$\mathcal{E}^+(t) = \frac{QV_0}{\ln(b/a)} \int_a^{r(t)} \frac{dr}{r} = \frac{QV_0}{\ln(b/a)} \ln \frac{r(t)}{a} \quad (4.43)$$

Substituindo a Eq. 4.32 na expressão acima e por meio da relação 4.37, desprezando a contribuição dos elétrons, obtemos a expressão do desenvolvimento temporal para o sinal do ânodo:

$$V_R(t) = \frac{Q}{C} \frac{1}{\ln(b/a)} \ln \left[\frac{2\mu^+ V_0}{a^2 p \ln(b/a)} t + 1 \right]^{1/2} \quad (4.44)$$

Por meio desta equação é possível calcular o tempo necessário para que a amplitude do pulso alcance a metade de seu valor máximo:

$$t_{1/2} = \frac{a}{a+b} t^+ \quad (4.45)$$

Substituindo este resultado na Eq. 4.41, a posição radial dos íons será dada por $\sqrt{ab}$, onde por meio da Eq. 4.29 é possível verificar que o valor do campo elétrico cai de uma fração $\sqrt{a/b}$ de seu valor, na superfície do ânodo.

A Tab. 4.3 apresenta os valores para as grandezas t^+ , $t_{1/2}$ e $\sqrt{ab}$ para o caso de um detector cilíndrico utilizando argônio a 1atm ($\mu^+ = 1,7 \text{ cm}^2.\text{atm} / \text{V. s}$), com parâmetros geométricos $a = 10 \text{ } \mu\text{m}$, $b = 3,5 \text{ mm}$ e tensão de trabalho de 1600 V.

Tab. 4.3. Tempo de coleta dos íons positivos (t^+), tempo para a amplitude do pulso alcançar a metade de seu valor ($t_{1/2}$), posição do íons no tempo $t_{1/2}$ ($\sqrt{ab}$) para um detector de geometria cilíndrica e parâmetros $a = 10 \text{ } \mu\text{m}$, $b = 3,5 \text{ mm}$ e tensão de operação 1600 V usando Ar a 1 atm.

t^+	$t_{1/2}$	$\sqrt{ab}$
17 ms	10 μs	840 μm

Pelos resultados da Tab. 4.3 podemos observar, pela comparação das grandezas t^+ e $t_{1/2}$, que uma grande fração do sinal é formada nos instantes iniciais do movimento de arrasto dos íons positivos.

A Fig. 4.9 apresenta o resultado teórico para a razão V/V_0 em função do tempo obtida por meio da Eq. 4.44 para as condições dadas na Tab. 4.3. São apresentadas, também, as curvas correspondentes a circuitos com constantes de tempo RC de 10 μs e 100 μs .

Fig. 4.9. Desenvolvimento temporal para a razão V/V_0 em um detector proporcional associado a um circuito com constantes de tempo de $10 \mu s$ e $100 \mu s$ (La90).

V - Detector Proporcional Com Multifios(MWPC).

V.1 - Campo Eletrostático do Detector.

A utilização de um detector formado por um plano de ânodo constituído por vários fios foi proposta por Charpak e colaboradores em trabalhos realizados no CERN na década de sessenta (Sa77).

Esta geometria possibilita operar o detector em taxas de contagem mais elevadas, uma vez que cada fio de ânodo trabalha como um detector independente, além da ampliação da área de detecção.

A Fig. 5.1 apresenta um esquema da disposição geométrica dos vários planos de um detector desse tipo e a definição dos parâmetros l e s , a distância entre os planos de ânodo e cátodo e a separação entre fios respectivamente (Sa77).

Fig. 5.1. Esquema de montagem e definição dos parâmetros em um detector multifios. O plano de ânodo está posicionado simetricamente aos dois planos de cátodos separados pela distância $2l$ e os fios de ânodo estão espaçados entre si pela distância s (Sa77).

Um detector com esta geometria comporta-se, em primeira aproximação, como dois condensadores de placas paralelas associados em paralelo. Entretanto como será visto a seguir, próximo à região do ânodo, o campo elétrico se aproxima do campo de um detector com geometria cilíndrica. As expressões a seguir fornecem o potencial e a intensidade do campo elétrico no interior do detector segundo a geometria definida na Fig. 5.1, e supondo $V(a) = V_0$ e $V(l) = 0$.

$$V(x,y) = \frac{C V_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2\pi l}{s} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi x}{s} + \sinh^2 \frac{\pi y}{s} \right) \right] \right\} \quad (5.1)$$

$$E(x,y) = \frac{C V_0}{2\epsilon_0 s} \left(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{s} \operatorname{tgh}^2 \frac{\pi y}{s} \right)^{1/2} \left(\operatorname{tg}^2 \frac{\pi x}{s} + \operatorname{tgh}^2 \frac{\pi y}{s} \right)^{-1/2} \quad (5.2)$$

sendo C a capacitância por unidade de comprimento dada pela relação:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{(\pi l/s) - \ln(2\pi a/s)} \quad (5.3)$$

onde a é o raio do fio de ânodo.

Esta capacitância é a existente entre os fios de ânodo e o circuito de alta-tensão responsável pela carga fornecida aos fios para a formação do campo elétrico no detector. Ela não deve ser confundida com a capacitância responsável pela formação do sinal de ânodo, pois esta relaciona-se com a capacitância existente entre os fios e o circuito de pré-amplificação.

A Fig. 5.2 apresenta as linhas equipotenciais e as linhas do campo elétrico obtidas por meio das Eqs. 5.1 e 5.2. (Ch84).

Ao longo das linhas de simetria $x=0$ e $y=0$, o campo

elétrico pode ser escrito como:

$$E_y = E(0,y) = \frac{C V_o}{2\epsilon_o S} \coth \frac{\pi y}{S} \quad (5.4)$$

$$E_x = E(x,0) = \frac{C V_o}{2\epsilon_o S} \cotg \frac{\pi x}{S} \quad (5.5)$$

Fig. 5.2. Campo elétrico e equipotenciais no interior de um detector multifilar (Ch84).

É interessante considerar também as aproximações,

para $y \geq S$:

$$E_y = \frac{C V_o}{2\epsilon_o S} \quad (5.6)$$

pois $\coth \frac{\pi y}{S} \cong 1$

Mostrando que as para regiões distantes do plano de ânodo, o campo tem um comportamento uniforme.

e para $y \ll s$:

$$E(x,y) = \frac{C V_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad (5.7)$$

$$\text{com } r = (x^2 + y^2)^{1/2}$$

A Eq. 5.7 mostra que nas proximidades do fio de ânodo o campo possui o mesmo comportamento que o campo no interior de um contador proporcional de geometria cilíndrica, ver Fig. 5.3. Nessa aproximação, é válido utilizar os resultados, obtidos anteriormente, para os detectores cilíndricos, no estudo das características operacionais de detectores proporcionais multifilares.

Fig 5.3. Equipotenciais e campo elétrico nas proximidades do fio de ânodo. Notar o comportamento similar a de um campo com geometria cilíndrica (Ch70).

Vamos agora analisar o comportamento do fator de multiplicação em função da variação dos parâmetros geométricos l e s do detector. Para esse fim é interessante observar como varia a capacitância por unidade de comprimento C dada pela Eq. 5.3.

A tabela 5.1 apresenta valores para a capacitância C em função dos parâmetros geométricos. Como pode ser visto, ao aumentarmos a distância entre os planos, o valor de C diminui, e pela aproximação dada pela Eq. 5.7, para uma mesma tensão V_0 , a intensidade do campo também diminui levando a uma redução do fator de multiplicação.

No caso do espaçamento s entre os fios de ânodo o comportamento verificado é o oposto. Como pode ser visto na Tab. 5.1, ao aproximarmos os fios de ânodo a capacitância diminui, e da mesma forma como foi discutido, anteriormente, verifica-se uma redução no fator de multiplicação.

Tabela 5.1. Valores para a capacitância por unidade de comprimento (pF/m) como uma função dos parâmetros l e s (Sa77).

l (mm)	$2a$ (μm)	s (mm)			
		1	2	3	4
8	20	2,00	3,47	4,55	5,92
4	20	3,63	5,71	6,91	8,10

V.2 - Indução de Cargas nos Cátodos.

A nuvem de íons positivos, produzida no processo de avalanche, além de ser responsável pela formação do sinal de ânodo do detector, também vai induzir cargas nos eletrodos existentes ao seu redor.

Sauli e Charpak estudaram as distribuições de cargas induzidas utilizando câmaras multifilares cujos cátodos eram formados por pistas condutoras, feitas em placas de circuito impresso, ou formadas por fios condutores interconectados usados para a amostragem das cargas (Ch78).

A Fig. 5.4 mostra um esquema da câmara usada, fazendo uma alusão à forma dos pulsos induzidos nos diferentes eletrodos que cercam a avalanche, com as sua respectivas polaridades (Ch79).

Fig. 5.4. Esquema das cargas induzidas ao redor do fio de ânodo, onde se processou a avalanche de cargas. Notar a polaridade da cargas induzidas (Ch78).

Para podermos entender a polaridade dos sinais das induções, tomemos como um exemplo uma carga de prova positiva Q se movimentando no interior do detector multifilar (Fig. 5.5).

Quando a carga se encontra próxima a algum fio de ânodo, uma grande quantidade de linhas de campo conectam a carga $+Q$ e a superfície do fio de ânodo. À medida que esta carga se afasta do fio, a densidade de linhas de campo aumenta nos outros eletrodos, provocando o aumento da densidade de cargas negativas neles induzidas. A formação de pulsos positivos nesses eletrodos é observada, com a exceção do fio de ânodo do qual a carga $+Q$ se afasta.

Fig. 5.5. Esquema da indução de pulsos em um detector multifilar. Os íons positivos formados ao redor do ânodo A_i projetam linhas de força nos eletrodos que o rodeiam (Ch79).

Constata-se no caso de detectores multifilares operando com fatores de multiplicação elevados, que sinais positivos são extraídos nos fios de ânodo adjacentes ao fio onde o processo de avalanche ocorreu. Isto é uma prova, segundo Charpak, de que a avalanche chega realmente a envolver totalmente o fio de ânodo, pois caso contrário sinais de polaridades opostas seriam observados nos ânodos vizinhos (Ch79).

Pulsos negativos podem ser eventualmente induzidos em outros ânodos à medida que a carga $+Q$ se afasta do plano de fios em direção aos cátodos do detector.

Uma expressão para a densidade de cargas induzidas $\sigma(x,y)$ sobre os cátodos de detectores multifilares foi proposta por Endo e colaboradores que a calcularam por meio do método das imagens (En81):

$$\sigma(x,y) = \frac{-Q}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n+1)l}{((2n+1)^2 l^2 + x^2 + y^2)^{3/2}} \quad (5.8)$$

sendo l a distância entre os planos, e o sistema de coordenadas (x,y) definido na Fig. 5.6.

Fig. 5.6. Sistema de coordenadas utilizado para o cálculo das cargas induzidas sobre pistas de largura w (En81).

Se um dos cátodos for constituído por pistas colocadas perpendicularmente aos fios de ânodo, a densidade de cargas induzidas em cada pista é obtida integrando-se $\sigma(x,y)$ em y :

$$\begin{aligned}
 \sigma(x) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(x,y) dy \\
 &= - \frac{Q}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n+1)l}{(2n+1)^2 l^2 + x^2} \\
 &= - \frac{Q}{4l} \operatorname{sech} \frac{\pi x}{2l}
 \end{aligned} \tag{5.9}$$

A Fig. 5.7 (a) apresenta o gráfico desta distribuição para uma distância $l = 6$ mm, comparada a duas outras distribuições para as geometrias mostradas na Fig 5.7 (b) (En81).

A partir da distribuição $\sigma(x)$, é possível estimar a quantidade de carga induzida em cada pista, para uma determinada avalanche, integrando-se a mesma sobre esta coordenada.

A Fig. 5.8 apresenta a simulação da amostragem de cargas para cinco pistas adjacentes juntamente com os resultados obtidos em medidas feitas em um detector multifilar com os mesmos parâmetros geométricos usados na simulação, $l = 6$ mm e $w = 9$ mm para a largura das pistas do cátodo de leitura (En81).

A distribuição relativa das cargas induzidas nas várias pistas de leitura guarda informação sobre a posição da avalanche no detector. É possível medir-se esta posição com uma boa resolução por meio da determinação do centro de gravidade destas cargas.

Fig. 5.7. Distribuição da densidade de cargas induzidas sobre o eixo x para três diferentes geometrias (En81).

Fig. 5.8. Distribuição de cargas induzidas sobre pistas com larguras de 9 mm. A carga livre está posicionada sobre a quinta pista a uma distância $l = 6$ mm. O resultado à esquerda foi obtido por simulação e o da direita, observado experimentalmente em uma câmara com a mesma geometria (En81).

A determinação da centróide por meio de alguma técnica de leitura de posição deve fornecer uma resposta linear com relação à posição real da avalanche, bem como uma adequada resolução espacial. Para que estes dois requisitos sejam alcançados, um número mínimo de pistas de leitura deve sofrer indução com quantidades de carga suficientes para sensibilizar a eletrônica associada acima do nível de ruído existente no sistema.

Para uma escolha adequada dos parâmetros geométricos desses detectores tais como a largura das pistas w , a distância entre os planos l e a distância entre os fios de ânodo h ; Gatti e Langoni (Ga79) estudaram o problema a nível teórico, encontrando relações entre estes parâmetros com as amplitudes dos pulsos

coletados nas pistas de leitura do detector e o ruído eletrônico associado (Ga79).

Tais resultados foram verificados posteriormente, em trabalhos como os de Boie e Smith (Bo82,Sm84). Eles utilizam como condição para o bom desempenho do detector uma relação que envolve os parâmetros geométricos w e l :

$$w \simeq 0,8 l \quad (5.10)$$

Esta expressão serve como uma regra geral para o dimensionamento do detector, e garante que são induzidas pela avalanche de 3 a 4 pistas de leitura com quantidades de carga suficientes para a obtenção da centróide, com linearidade e resolução espacial adequadas para a medida de posição.

Dessa forma uma vez definida a espessura do detector (2l), que deve levar em conta a eficiência de detecção e o problema da paralaxe do dispositivo, fica determinado o espaçamento entre as pistas w .

O comprimento S do detector vai fixar o número de pistas N uma vez que:

$$N \simeq \frac{S}{w} \quad (5.11)$$

Outros parâmetros relevantes a serem mencionados são a distância entre os fios de ânodo, que deve ser da ordem da distância entre os planos de ânodo e cátodo, como Gatti (Ga79) demonstrou, e a largura da janela cuja dimensão independe dos demais parâmetros do detector. Esta largura deve permitir a distribuição do fluxo de fótons sobre vários fios de ânodo, possibilitando uma diminuição da densidade de carga espacial e conseqüentemente fazendo aumentar a vida útil do detector.

VI - Detectores Proporcionais Sensíveis à Posição.

Detectores sensíveis à posição são utilizados em várias áreas de pesquisa, desde experimentos em física de alta energia até estudos de espalhamento de raios X em cristalografia. Tais detectores podem ser construídos com materiais semicondutores, cintiladores, gases nobres e outros, sendo a sua utilização dependente do tipo de partícula a ser detectada. Trabalhos de revisão como os de Charpak (Ch84) para física de alta energia e o de Arndt (Ar86) para detectores de raios X apresentam uma variedade destes detectores, comparando suas características e desempenhos frente às inúmeras aplicações existentes para esses dispositivos.

Este trabalho tem o interesse voltado para detectores proporcionais sensíveis à posição que possuam características adequadas para estudos de espalhamento de raios X. É encontrada na literatura uma grande quantidade de configurações quanto à geometria e método de leitura de posição para esses detectores. Será centrada atenção apenas em algumas das principais técnicas de leitura empregadas.

Na Fig. 6.1 está esquematizado o processo de leitura conhecido como método da divisão de cargas. Neste caso o plano de leitura é recoberto por uma película resistiva e nos extremos do detector, pré-amplificadores coletam a carga produzida por um evento ionizante sobre este plano. A posição é determinada fazendo-se a razão entre a carga coletada em um dos pré-amplificadores pela carga total induzida no plano. O processo de divisão é realizado por meio de técnicas analógicas ou digitais (Lou63, Ku66, Ka67, Ow68, Ra74, Fi77).

A Fig. 6.2 apresenta outro método onde o plano de leitura também é resistivo. Neste caso a película possui alta resistividade, fazendo com que o detector se comporte como uma linha RC distribuída. A leitura da posição é feita pela comparação do tempo de subida dos pulsos nos extremos da linha, que dependem da constante de tempo dada pela capacitância de entrada dos pré-amplificadores e da resistência formada pelo trajeto do sinal do ponto de detecção até os extremos do detector. Este processo de leitura também é conhecido como método de difusão temporal e foi desenvolvido por Borkowski (Bo68, Ow68, Bo70, Ra74).

Fig. 6.1. Método de determinação da posição por meio da divisão de cargas (Ar86).

Fig. 6.2. Método da difusão temporal ou Borkowski (Ra74).

O método conhecido como "jogo de gamão" (backgammon) utiliza um plano de leitura com geometria como a esquematizada na Fig. 6.3. O plano é formado por dois setores que se interpenetram. A posição é determinada pela razão entre a carga induzida em um dos setores pela carga total induzida no plano, da mesma maneira que o método de divisão de cargas (An66 ,Al76 , Ma81, Du84, Sc85).

Uma outra técnica bastante difundida é a que faz uso de uma linha de atraso LC conectada às pistas de leitura (Fig 6.4). O sinal induzido sobre o plano de leitura se propaga pela linha até seus extremos com diferentes atrasos. A diferença de tempo existente entre os sinais é proporcional à posição do evento detectado. O pulso proveniente do detector é formado pela interpolação, na linha de atraso, das cargas induzidas provenientes das pistas de leitura (Gr70, Gi72, Gr72, Le72, Gr73, Ra74, Le78, Bo82, En84, Sm84).

Fig. 6.3. Método do jogo de gamão (Du84).

Fig. 6.4. Método da linha de atraso (Sm84).

Para finalizar, a Fig 6.5 apresenta o esquema do método de "centro de gravidade", onde um amplificador é conectado diretamente a cada pista de leitura. Nos primeiros dispositivos a resolução limitava-se ao espaçamento entre as pistas ou fios de amostragem, porém com o posterior desenvolvimento de técnicas de determinação do centróide de cargas por vias analógicas e digitais, este processo tornou-se poderoso, fornecendo um alto grau de resolução espacial (Ch73, Ra74, Alb76, Alb77, Bol79, Fi86).

Fig. 6.5. Método do "centro de gravidade" (Fi86).

Uma comparação do desempenho das técnicas acima descritas - a resistiva, a linha de atraso e a centróide de cargas - foi realizada por RadeKa (Ra74), indicando que a última apresenta os melhores resultados quanto a resolução espacial, linearidade e homogeneidade. O único senão a esta técnica é a necessidade do uso de um grande número de amplificadores conectados em cada uma das pistas, todos eles possuindo as mesmas características quanto ao ganho e ruído eletrônico, de tal forma que a posição possa ser determinada sem distorções. Dependendo da aplicação, tal quantidade de equipamento não é justificada, podendo ser feita a opção por alguma das outras técnicas descritas, de mais fácil aplicação (Ra74).

No caso dos métodos resistivos de leitura, devido ao caráter dissipativo dos mesmos, eles possuem o inconveniente de não possibilitar a construção de grandes detectores desde que os sinais são deteriorados, prejudicando a resolução espacial do dispositivo. Quando, porém, a resolução não for essencial, esta técnica é a de mais fácil aplicação.

Dentre as técnicas onde apenas dois canais de leitura são utilizados, o método da linha de atraso é o que fornece os melhores resultados quanto à resolução espacial, linearidade e homogeneidade, desde que linhas de alta qualidade e técnicas de medida de tempo adequadas sejam empregadas.

Em nosso projeto de detector optamos em usar o método da linha de atraso por tratar-se de uma técnica de fácil emprego e que fornece resultados satisfatórios nas aplicações em experimentos com espalhamento de raios X.

Outra razão para a escolha é devido a técnica ser largamente utilizada em nosso laboratório de pesquisa em detectores empregados em experimentos na área de Física Nuclear (Ta88, Ko89,

Ta90). Nesses trabalhos, as linhas de atraso utilizadas nos detectores foram projetadas e construídas no próprio laboratório. No presente trabalho, são utilizadas linhas de atraso disponíveis comercialmente, utilizadas em aplicações de transmissão de sinais digitais.

VI.1 - A Linha de Atraso no Sistema de Medida de Posição.

Uma característica importante das linhas de atraso empregadas em detectores sensíveis à posição é a razão entre o tempo total de atraso da linha T_l e o tempo de subida do sinal t_s que por ela se propaga. A resolução espacial do detector é afetada diretamente por essa razão como será visto no próximo capítulo.

Outra característica influenciada pela razão T_l/t_s é a capacidade de separação de dois eventos simultâneos ao longo do detector, quando o intervalo de tempo ΔT existente entre eles é inferior a T_l . Se ΔT for da ordem do tempo de subida dos pulsos t_s , estes vão se interferir provocando uma determinação errônea da posição desses dois eventos (Le78). Pode-se escrever para o caso de um detector com o comprimento fixo a seguinte regra geral :

$$\frac{T_l}{t_s} \propto \frac{1}{\Delta T} \quad (6.1)$$

Não é possível aumentar livremente o tempo total de atraso da linha para melhorar esta razão pois após um certo limite, problemas com o tempo morto do sistema são verificados (Le78).

A conexão da linha com o detector pode ser feita por meio de um acoplamento capacitivo ou, se a linha assim o permitir, pela conexão direta. A última situação é a mais desejável pois os sinais transmitidos terão maior amplitude, o que deve melhorar a razão sinal-ruído do sistema.

A forma do pulso de saída da linha depende de uma série de fatores, entre eles a difusão dos elétrons primários e da avalanche no interior do detector, a forma da corrente induzida devido ao movimento dos íons positivos, problemas de atenuação e dispersão dos sinais da linha e principalmente devido ao atraso

existente entre pistas.

Como foi visto anteriormente, se a condição fornecida pela Eq. 5.10 for obedecida, de três a quatro pistas vão ter cargas induzidas pela avalanche, com quantidades adequadas para a determinação da centróide. Na linha de atraso, estas cargas formam um pulso cujo tempo de subida é de aproximadamente três vezes o tempo de atraso entre as pistas.

A Fig. 6.6 apresenta um esquema (Bo82) mostrando a indução de cargas nas pistas de leitura em um detector proporcional, juntamente com a distribuição contínua de cargas induzidas e a forma do sinal na saída da linha, em termos de unidades de atraso por pista.

Fig. 6.6. Distribuição de cargas induzidas sobre pistas no cátodo de leitura. A curva composta por pontos e traços representa a carga coletada nos extremos da linha de atraso em função do tempo, dado em unidades de atraso por pista (Bo82).

A razão entre o tempo total de atraso e o tempo de subida do pulso T_t/t_s anteriormente mencionada, fica limitada pela geometria da câmara, uma vez que ela será dependente do número total de pistas do detector N e do número de pista induzidas pela avalanche. Supondo que há indução em três pistas e utilizando a Eq. 5.11:

$$\frac{T_t}{t_s} \approx \frac{N}{3} = \frac{S}{3 w} \quad (6.2)$$

Fazendo uso da Eq. 5.10 pode-se escrever ainda:

$$\frac{T_t}{t_s} \approx \frac{S}{2,4 l} \quad (6.3)$$

Boie em um de seus trabalhos (Bo 82) mostra que, para o método de leitura de posição utilizando linhas de atraso, a mínima razão T_t/t_s que satisfaz os critérios necessários se encontra entre 15:1 a 20:1.

Na prática, as linhas de atraso podem apresentar problemas que limitam a técnica de medida de posição. Uma dessas limitações provém da não-linearidade dos parâmetros elétricos ao longo da linha, resultando em reflexões e variações no atraso por unidade de comprimento. As reflexões são de certa forma toleráveis, uma vez que ao se propagarem pela linha, são atenuadas e podem ser eliminadas por meio de discriminação eletrônica. Entretanto, no caso de variações do atraso por unidade de comprimento, a situação fica difícil de ser contornada pois para corrigi-las se faz necessária uma calibração do sistema que é, em geral, uma complicação indesejável.

VI.2 - Fatores Limitantes da Resolução Espacial em Detectores Proporcionais Sensíveis à Posição.

Quatro efeitos principais são responsáveis pela limitação da resolução espacial de detectores proporcionais sensíveis à posição para raios X:

- o alcance do deslocamento dos elétrons primários.
- a difusão dos elétrons secundários.
- as flutuações no processo de formação da avalanche ao longo do fio de ânodo.
- o ruído eletrônico do sistema de leitura.

Considerando que estes quatro efeitos são independentes entre si a resolução total do instrumento é definida como a soma quadrática das contribuições de cada um desses efeitos (Kn89):

$$\sigma_T = \left(\sigma_R^2 + \sigma_D^2 + \sigma_A^2 + \sigma_E^2 \right)^{1/2} \quad (6.4)$$

onde σ_R , σ_D , σ_A e σ_E são as contribuições do alcance dos elétrons primários, da difusão dos elétrons secundários, das flutuações do processo de formação da avalanche e o ruído eletrônico respectivamente.

A resolução espacial é limitada, em última instância, pelos três primeiros efeitos acima citados. O ruído eletrônico do sistema vai determinar a mínima magnitude do sinal portador da informação da posição para que o limite físico da resolução possa ser alcançado.

Em princípio, a técnica de leitura por meio de linhas de atraso é um processo não dissipativo e, dessa forma, a principal fonte de ruídos vai se encontrar nas terminações e nos

amplificadores associados ao sistema.

Radeka (Ra74), estudando as contribuições do ruído eletrônico nos vários métodos de leitura de posição, apresenta, para o método da linha de atraso, uma expressão envolvendo os principais fatores que influenciam a resolução espacial relativa $\delta l/l$:

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{K}{Q} \frac{Z_0}{Z_0} \frac{t_s^{3/2}}{T_D} \quad (6.5)$$

onde:

K é uma constante contendo as contribuições do ruído proveniente dos pré-amplificadores conectados aos extremos da linha.

Q é a carga induzida no cátodo contendo a informação da posição.

Z_0 é a impedância característica da linha de atraso.

t_s é um parâmetro temporal associado ao formato do sinal proveniente da linha. A grosso modo, pode ser encarado como o tempo de subida do pulso gerado na linha.

T_D é o tempo de atraso total da linha.

A resolução relativa $\delta l/l$ varia, pois, inversamente com a carga da avalanche e depende da razão entre o tempo de subida do pulso na linha e o tempo total de atraso desta. A expressão também indica que linhas com baixas impedâncias características são prejudiciais à resolução espacial do sistema.

A carga Q é coletada nos primeiros 50 a 80ns do início da indução, sendo seu valor de aproximadamente um quinto da carga Q_a formada no processo de avalanche, pois a carga $-Q_a$ induzida é distribuída nos fios de ânodos adjacentes ao da avalanche, no próprio fio onde o processo se iniciou e no cátodo oposto ao de leitura (Bo82).

Quando o ruído eletrônico é o principal fator limitante da resolução espacial em um sistema de detecção é verificado que a mobilidade dos íons positivos do componente principal da mistura influencia a resolução, uma vez que esta mobilidade é um dos fatores determinantes do tempo de subida do pulso no detector. Tal situação pode ser verificada no caso de misturas com Xe, quando comparada às de argônio. A primeira, por possuir uma menor mobilidade para os seus íons positivos, fornece uma pior resolução espacial de acordo com a Eq. 6.5, por formar pulsos com tempo de subida mais longo que o argônio (Bo82).

Uma vez que o ruído eletrônico no sistema de detecção tenha sido minimizado os três outros fatores citados passam a ser preponderantes.

No capítulo referente à interação de fótons com a matéria foi visto que o processo fotoelétrico, ao liberar um fotoelétron, pode ser acompanhado de um elétron Auger. Estes elétrons vão ionizar novas moléculas do gás até que as suas energias cinéticas sejam totalmente absorvidas.

A extensão da "trajetória projetada" percorrida por estes elétrons leva ao limite físico da resolução espacial dos detectores sensíveis à posição. O alcance desses elétrons depende da energia cinética, como foi visto na seção III-1. A Fig. 6.2 apresenta o alcance dos fotoelétrons e elétrons Auger produzidos no argônio e xenônio em função da energia dos fótons de raios X incidentes.

A resolução espacial máxima é alcançada quando a energia do fóton de raios X é igualmente dividida entre o fotoelétron e o elétron Auger (Fi86, Bo82). Na Fig. 3.1 da seção III.1 é possível ver que isto ocorre para o argônio e o xenônio para as energias de raios X da ordem 5,5 keV e 8,0 keV respectivamente.

Fig. 6.2. Alcance dos fotoelétrons e elétrons Auger em função da energia dos fótons incidentes, para o argônio e o xenônio em condições normais. (E1) representa o alcance dos fotoelétrons e (E2) a dos elétrons Auger, entre parenteses é apresentada a probabilidade de emissão de elétrons Auger pelas moléculas dos gases. (Ch78).

Para raios X com energias acima de 6 KeV para o Ar e 15 KeV para o Xe o alcance dos fotoelétrons torna-se o fator preponderante na limitação da resolução espacial, pois os elétrons Auger possuem energias cinéticas menores e características para cada átomo enquanto para os fotoelétrons ela depende da diferença entre a energia do fóton detectado e da energia de ligação do elétron no átomo (ver Fig. 3.1 na seção III-1).

Uma forma de minimizar o problema do alcance dos elétrons primários é aumentar a pressão de trabalho do detector forçando a diminuição do comprimento de suas trajetórias (Fi86).

Em detectores de grande espessura, o fator de maior importância na limitação da resolução é a difusão de cargas durante o arrasto provocado pelo campo elétrico nos elétrons primários e secundários até a região de avalanche. Tal problema foi analisado na seções III-3 a III-5.

Quando um detector é operado em ganhos altos para a obtenção de uma razão sinal-ruído adequada, há o inconveniente da propagação da avalanche ao longo do fio de ânodo, situação prejudicial à resolução do equipamento. Dessa forma, deve-se tentar encontrar um compromisso entre a razão sinal ruído e a tensão de operação do detector, que torne máxima a resolução do sistema.

VII - Projeto e Construção do Detector.

A Fig. 7.1 apresenta uma "vista explodida" da versão final do detector construído. Os vários planos são confeccionados a partir de placas de material G10, recobertas por uma fina camada de cobre, removível por meio de uma solução de perclorato de ferro. Os planos são montados paralelamente e estão separados por espaçadores de "epoxy" associados a uma lamina de "teflon". A distância entre eles é de 3,4 mm.

Na Fig. 7.2 está indicada a moldura que sustenta uma folha de "mylar" aluminizado de $6\mu\text{m}$ de espessura. Ela constitui ao mesmo tempo um dos cátodos e a janela por onde os fótons de raios X penetram no interior do detector. Esta folha de "mylar" é colada sobre a face cobreada da moldura após ter sido devidamente esticada, com o lado aluminizado voltado para o cobre. Para a colagem, emprega-se uma resina à base de "epoxy" (Araldite lenta) e o contato elétrico da folha com o cobre é garantido com a aplicação de uma solução de prata coloidal nas bordas.

Como a Fig. 7.2 ilustra, a placa contém as furações necessárias para a fixação dessa placa na tampa da caixa de acondicionamento do detector, bem como orifícios para a montagem das outras placas por meio de parafusos e espaçadores.

A moldura para a fixação dos fios de ânodo é ilustrada na Fig. 7.3. Os fios de ânodo são de tungstênio recoberto por uma fina camada de ouro. Seis fios centrais de $20\mu\text{m}$, e dois laterais, de $50\mu\text{m}$ que constituem os fios de guarda, são soldados em pistas de cobre curto-circuitadas e espaçadas entre si por uma distância de 3 mm. Cada fio de $20\mu\text{m}$, ao ser soldado, é tensionado por uma carga de 50 g e os de $50\mu\text{m}$ com uma de 100 g.

Fig. 7.1. Vista explodida do detector mostrando os três planos (dois de cátodo e um de ânodo) e a placa das linhas de atraso.

0 1 2
cm

Fig. 7.2. Moldura para sustentação da janela de "mylar" aluminizado, com as indicações das furações para fixação e montagem do detector.

0 1 2
cm

Fig. 7.3. Placa de sustentação dos fios de ânodo. Os seis fios centrais são de W/Au de 20 μm de diâmetro e os dois laterais de 50 μm .

A montagem deste plano deve levar em conta o problema da isolamento elétrica, já que este fica sujeito à alta voltagem de polarização do detector. Dessa forma as pistas de cobre são posicionadas em uma região limitada da moldura impedindo correntes de fuga para as demais partes do dispositivo, em especial nos parafusos de fixação dos planos, que passam pelas furações existentes nesta placa.

A terceira placa, mostrada na Fig. 7.4, constitui o cátodo de leitura de posição que consta de 60 pistas de cobre colocadas perpendicularmente aos fios de ânodo do detector. Estas pistas possuem uma largura de 2,0 mm, comprimento de 25 mm e estão separadas entre si por distâncias de 0,5 mm.

Fig. 7.4. Cátodo de leitura do detector. A placa possui 60 pistas de cobre com 2,0 mm de largura por 25,0 mm de comprimento separadas entre si por 0,5 mm. Cada pista possui prolongamentos até a borda da placa onde conectores estão soldados permitindo a ligação das pistas aos pinos da linha de atraso.

Prolongamentos existentes nas pistas são ligados a pequenas ilhas de cobre onde conectores estão soldados, permitindo a ligação das pistas aos pinos da linha de atraso do sistema de leitura de posição.

VII.1 - Acondicionamento do Detector

O detector encontra-se acondicionado em uma caixa retangular, com paredes feitas de aço inoxidável. A caixa possui uma "aba" com um canal contínuo, onde uma guarnição de "viton" está instalada, permitindo a vedação do interior por meio de uma tampa de alumínio, ver Fig. 7.5. (a). A tampa onde o detector está fixado é mostrada na Fig. 7.5 (b). Detalhes das furações e da janela para a entrada da radiação (de 120 mm de comprimento por 10 mm de largura) estão aparentes nesta figura. A janela é fechada por meio de uma folha de "mylar" de 12 μ m de espessura colada na tampa por uma resina a base de "epoxy".

As furações existentes são para a instalação dos seguintes conectores: dois conectores BNC, usados para a extração dos sinais da linha de atraso do detector, um conector SHV, para a aplicação da tensão de polarização do detector e dois conectores NPT (1/8") usados para a entrada e saída de gás.

O detector, quando em fluxo de gás, usa o sistema esquematizado na Fig. 7.6. Este sistema permite o monitoramento do fluxo e da pressão do gás no interior da caixa do detector através de dois manômetros mecânicos de diafragma (Wallace & Tiernan) com escalas de 100 e 760 mm de Hg. Este sistema permite também a troca do gás da caixa do detector, para sua limpeza.

Fig. 7.5. (a) Vista isométrica da caixa de acondicionamento do detector de raios X mostrando as furações e o canal para a colocação da guarnição de "viton". (b) tampa da caixa e fixação do detector mostrando as furações para a colocação dos conectores elétricos e de gás.

Fig. 7.6. Sistema de gás do detector. O gás entra pela válvula A1 que regula o seu fluxo; a saída se faz por meio da válvula V2 (para grande vazão) ou A1 (válvula-agulha). Os medidores WT760 e WT100 medem a pressão do sistema o primeiro até 760 mm de Hg e o segundo até 100 mm de Hg. A válvula V1 comunica WT100 à linha de gás.

Para a operação do detector com o gás confinado é usada outra caixa de aço-inoxidável projetada para essa finalidade. A Fig. 7.7 (a) apresenta a fotografia do interior da caixa, com o detector instalado, e na Fig. 7.7 (b) é apresentada a tampa do sistema, onde está colocada uma janela de berílio de 250 μ m de espessura de 80 mm de comprimento por 10 mm de largura. Na parte traseira da caixa estão soldados dois conectores BNC, um conector SHV e conexões para gases.

As vedações são feitas com guarnições metálicas de alumínio de um mm de diâmetro, que são esmagadas entre os ressaltos existentes na tampa e na caixa. Na vedação da janela de berílio é usado um fio de índio de um mm de diâmetro, prensado entre as superfícies da lâmina e da tampa. Testes feitos com o gás mantido sob confinamento, durante um período de tempo superior a noventa dias, mostram que o detector continua a operar sem alterações de suas características, indicando a perfeita vedação do sistema.

(a)

(b)

Fig. 7.7. (a) Fotografia da caixa utilizada na operação do detector com o gás confinado. (b) Tampa da caixa com a janela de berílio.

VII.2 - Eficiência do detector.

A eficiência de detecção foi calculada a partir da geometria do detector apresentada esquematicamente na Fig. 7.8.

Nos cálculos foram consideradas as seguintes camadas absorvedoras (os números correspondem aos da Fig. 7.8):

- 1 - janela de "mylar" de $12\ \mu\text{m}$ ou berílio com $250\ \mu\text{m}$ de espessura.
- 2 - camada de argônio "inativa" existente entre a janela da caixa e o primeiro cátodo do detector, com $1,6\ \text{mm}$ de espessura.
- 3 - folha de "mylar" aluminizada da janela do detector de $6\ \mu\text{m}$ de espessura.
- 4 - camada de argônio "ativa" existente dentro do detector com $6,8\ \text{mm}$ de espessura.

Fig. 7.8. Corte do detector no interior da caixa de aço inox, mostrando as quatro camadas absorvedoras de raios X.

As três primeiras camadas contribuem "negativamente" para a eficiência do detector, uma vez que absorvem os raios X que poderiam ser detectados na camada 4. Assim, no cálculo da eficiência, há interesse em saber qual a porcentagem de fótons de raios X que passam por estas três camadas.

A seguinte expressão é utilizada no cálculo da eficiência:

$$\varepsilon(\%) = \left(\frac{I}{I_0}\right)_1 \times \left(\frac{I}{I_0}\right)_2 \times \left(\frac{I}{I_0}\right)_3 \times \left[1 - \left(\frac{I}{I_0}\right)_4\right] \times 100\% \quad (7.1)$$

sendo:

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_n = \exp - (\mu/\rho)_n \rho_n x_n \quad (7.2)$$

a porcentagem de fótons transmitidos, $(\mu/\rho)_n$ o coeficiente de absorção de massa e ρ_n a densidade do material das camadas de $n = 1$ a 4.

Os resultados apresentados na Tab. 7.1, levam em consideração duas misturas gasosas, a de $\text{Ar} + \text{CH}_4$ (10%) e a de $\text{Xe} + \text{CO}_2$ (10%), à pressão atmosférica, para as energias de fótons de raios X de 8,04 keV e 5,89 keV usados em nossos testes e medidas.

Em nosso trabalho é utilizado apenas a mistura de $\text{Ar} + \text{CH}_4$ (10%), pois várias dificuldades impediram a aquisição da segunda.

Os valores para os coeficientes de absorção de massa e as densidades dos materiais foram obtidos das referências (Ha71) e (Ga79)

Tabela 7.1. Eficiência (calculada) do detector com janela de "mylar" ou berílio para a absorção de fótons de raios X com energias de 5,89 KeV e 8,04 KeV para as misturas de Ar+CH₄(10%) e Xe+CO₂(10%) a TPN. Espessura útil para detecção: 6,8 mm.

Gases (700torr)	"Mylar"		Berílio	
	5,89 keV	8,04 keV	5,89 keV	8,04 keV
Ar+CH ₄ (10%)	20%	10%	19%	9%
Xe+CO ₂ (10%)	40%	28%	37%	27%

VII.3 - Especificações da Linha de Atraso Usada no Detector

No detector são usadas linhas de atraso comerciais (Pulse Eletronics) utilizadas normalmente em aplicações de transmissão de sinais digitais.

A Fig. 7.9 apresenta o desenho do encapsulamento da linha com suas dimensões e a disposição dos pinos. Dos quatorze pinos disponíveis, onze são utilizados para a conexão das pistas de leitura do detector. A Fig. 7.10 reproduz o diagrama elétrico da linha, fornecido pelo fabricante.

Fig 7.9. Formato e dimensões de encapsulamento da linha de atraso (Pulse Eletronics) usada no detector.

Fig. 7.10. Diagrama elétrico da linha de atraso. A numeração corresponde aos pinos do encapsulamento.

Na tabela 7.2 são apresentadas as especificações elétricas da linha fornecidas pelo fabricante. As características da linha foram medidas segundo o fabricante fazendo-se uso de um pulso elétrico de 3,0 V de amplitude e 2 ns de tempo de subida e descida.

Tabela 7.2. Especificações elétricas da linha.

Impedância característica (Z_0)	200 Ω
Atraso da linha	(50 $\pm$ 5%) ns
Atraso entre pinos	(5,0 $\pm$ 1,5) ns
Tempo de subida máximo	9,0 ns
Resistência elétrica	9,0 Ω
Distorção máxima	$\pm$ 15%
Atenuação máxima	4%

No detector são usadas seis dessas linhas associadas em série fornecendo um atraso total de 300 ns, e uma resistência DC de 48,5 Ω .

Os extremos da linha são conectados a pré-amplificadores de carga que possuem uma impedância de entrada de 75Ω . Para que os pulsos provenientes da linha não sofram reflexões, ela é terminada por meio de transformadores de impedância que invertem a polaridade do pulso da linha (Fig. 7.11). Os transformadores de pulso são confeccionados com toróides de ferrite de alta permeabilidade magnética (Constanta 3H1) garantindo uma excelente transmissão do sinal sem grandes perdas (Ta85).

Fig. 7.11. Esquema do casamento de impedância da linha de atraso.

A razão entre o número de espiras do primário com o secundário do transformador para o casamento de impedâncias é dada pela relação:

$$\left(\frac{Z_1}{Z_2} \right)^{1/2} = \frac{N_1}{N_2} \quad (7.3)$$

onde Z_1 e Z_2 são as impedâncias da linha e do pré-amplificador, e N_1 e N_2 são o número de espiras necessárias para o casamento de impedâncias.

A Eq. 7.3 fornece um valor da ordem de 1,633 para a razão N_1/N_2 no caso das impedâncias de 200 Ω e 75 Ω . Testes realizados com pulsos rápidos injetados na linha, com tempo de subida de 3 ns, possibilitaram a determinação empírica do número de espiras, sendo obtido os valores de $N_1 = 33$ e $N_2 = 20$ ($N_1/N_2 = 1,65$). Estes testes também serviram para levantar as características elétricas do sistema constituído pelas linhas de atraso mais os transformadores de pulso. Os resultados estão presentes na tabela 7.3.

Tabela 7.3. Características elétricas do sistema constituído pelas linhas de atraso mais os transformadores de pulso. Os testes foram realizados com pulsos com tempo de subida de 3ns e 2,0V de amplitude.

número de linhas	6
atraso total	300 ns
resistência elétrica	48,5 Ω
razão N_1/N_2	1,65
tempo de subida	18 ns
atenuação	30 %
frequência de corte	20 MHz

A frequência de corte do sistema foi determinada por meio da expressão (Ma69):

$$f_c = \frac{0,35}{t_s} \quad (7.4)$$

onde t_s é o tempo de subida do sinal na saída do transformador de pulsos dado na tabela 7.3.

As linhas estão conectadas a 60 pistas de leitura. A razão entre o tempo total de atraso (300 ns) para com o tempo de subida do sinal na linha será no mínimo da ordem de 20, isto devido a imposição do atraso de 5 ns entre pistas e supondo que apenas 3 pistas vão ter cargas induzidas pela avalanche.

A Fig. 7.12 apresenta a placa de circuito impresso onde são instaladas as linhas de atraso e os transformadores de impedância. Esta placa possui a furação para a colocação de conectores que permitem o acoplamento direto das linhas com as pistas de leitura do detector.

0 1 2
cm

Fig. 7.12 Placa de circuito impresso para a colocação das linhas de atraso e transformadores de impedância.

VII.4 - Eletrônica Associada.

Nas medidas e testes do detector são utilizados dois conjuntos de módulos eletrônicos padrão NIM. Um dos conjuntos está voltado para as medidas da energia dos fótons de raios X e o outro dedica-se à medidas da determinação da posição dos eventos ao longo do detector.

VII.4.1 - Eletrônica para Medidas de Energia.

Na Fig. 7.13 é apresentado o diagrama de blocos da eletrônica utilizada em medidas de energia.

Fig. 7.13. Diagrama de blocos da eletrônica utilizada para medidas de energia mostrando o detector (DET), a fonte de alta tensão (AT), o pré-amplificador (PRE), o segundo estágio de amplificação (AMP) e o analisador multicanal (MULT).

Os sinais do detector são enviados inicialmente até um pré-amplificador (ORTEC 142PC) por meio de um cabo coaxial que utiliza conectores do tipo SHV.

Além de coletar os sinais e amplificá-los o pré-amplificador possui uma entrada para aplicar a tensão ("bias") de polarização positiva no plano de ânodo do detector. O pré-amplificador possui filtros cuja finalidade é eliminar os eventuais ruídos provenientes da fonte de alta tensão.

O sinal da saída do pré-amplificador é enviado até um amplificador (ORTEC 572) para a formação e amplificação do sinal. A conexão entre os dispositivos é feita por meio de um cabo coaxial de 93 Ω de impedância. O amplificador fornece em sua saída dois tipos de sinais: um unipolar com formato quase gaussiano e outro bipolar usados comumente em medidas de energia. A Fig. 7.14 apresenta a foto obtida com uma câmara CCD dos sinais unipolares na tela de um osciloscópio.

Estes sinais foram obtidos pela detecção de fótons de 5,89 keV produzidos por uma fonte de ^{55}Fe . Duas distribuições de pulsos são observadas, uma com maior amplitude relacionada com os eventos onde houve a ocorrência da absorção total da energia do fóton e uma mais baixa referente ao pico de "escape" do Ar.

No amplificador é possível selecionar a constante de tempo para a coleção das cargas vindas do detector por meio do controle de "shapping time". Em nossas medidas utilizamos uma constante de tempo de 2 μs , adequada para a obtenção de uma boa resolução em energia do detector.

Fig. 7.14. Pulsos unipolares provenientes do amplificador. Os sinais são gerados pela detecção de fótons de raios X de 5,89 keV. Pode-se observar duas distribuições de pulsos uma devido a absorção total da energia dos fótons e outra relacionada ao pico de "escape" do Ar.

O sinal do amplificador a seguir é enviado, por um cabo coaxial de $93\ \Omega$ de impedância, a um analisador multicanal (Nucleos-8000) onde são armazenados os dados para posterior análise.

VII.4.2 - Eletrônica para Medida de Posição.

A posição x , de um evento ionizante ao longo do comprimento S do detector, está relacionada a t_1 e t_2 , os tempos de chegada dos sinais da linha em seus extremos, pela relação:

$$\frac{(t_2 - t_1)}{T_D} = 1 - \frac{2x}{S} \quad (7.5)$$

sendo T_D o tempo total de atraso da linha.

Para a implementação desta medida são utilizados módulos eletrônicos padrão NIM, conectados por meio de cabos coaxiais de 50 Ω de impedância.

A Fig. 7.15 apresenta o diagrama de blocos da eletrônica utilizada.

Os sinais provenientes da linha, terminada por meio de transformadores de impedância, são enviados inicialmente a pré-amplificadores de carga. A Fig. 7.16 mostra os pulsos típicos na saída dos pré-amplificadores. Associado aos pulsos é possível notar um ruído de alta frequência ("jitter"). A foto também mostra o intervalo de tempo existente entre os dois sinais devido aos diferentes atrasos a que estão sujeitos até atingirem os extremos da linha ($\Delta t \cong 159$ ns).

Na próxima etapa, os sinais são novamente amplificados por meio de amplificadores rápidos com filtros (ORTEC 579). Este módulo possibilita o ajuste do ganho e dos fatores de integração e diferenciação do amplificador para o ajuste do melhor filtro para eliminação de parte do ruído de alta frequência.

Fig. 7.15 Diagrama de blocos da eletrônica modular padrão NIM usada para medidas de posição mostrando o detector sensível à posição (DET), os pré-amplificadores, os amplificadores rápidos com filtros (ARF), os discriminadores de fração constante (DFC), a linha de atraso extra (LA), o conversor de tempo a amplitude (CTA) e o analisador multicanal (MULT).

Fig. 7.16. Sinais nas saídas dos pré-amplificadores. A diferença de tempo entre os pulsos é de aproximadamente 159 ns.

A Fig. 7.17 (a) mostra os sinais na saída dos amplificadores e a Fig. 7.17 (b) apresenta um detalhe de um dos pulsos, mostrando o nível de ruído associado.

(a)

(b)

Fig. 7.17. (a) Sinais do detector após a amplificação e filtragem, (b) detalhe mostrando o nível de ruído associado ao pulso.

O próximo módulo, o discriminador de fração constante (Tennelec 454), utiliza os sinais provenientes dos amplificadores para o disparo de um sinal rápido utilizado no acionamento do módulo seguinte.

Neste ponto um dos ramos da eletrônica possui uma linha de atraso extra (LA), como pode ser visto na Fig. 7.15. Este atraso é da ordem do atraso da linha do sistema de leitura do detector e tem por finalidade garantir que um dos ramos sempre chegue atrasado ao módulo de medida de diferenças temporais.

A medida do intervalo de tempo existente entre estes pulsos é feita por meio de um conversor tempo-amplitude (ORTEC 564), que possui duas entradas, uma para iniciar a medida temporal ("START"), e outra que recebe o sinal com atraso extra e interrompe a medida ("STOP"). Uma vez que a conversão de tempo tenha terminado o módulo envia um sinal analógico (cuja amplitude está relacionada à diferença de tempo) ao analisador multicanal, que armazena os dados.

VIII - Testes do Detector

VIII.1 - Curva de Multiplicação.

A "curva de multiplicação" do detector é obtida medindo-se espectros de energia de uma fonte de raios X com energia bem definida, para vários níveis de tensão de operação do detector. A eletrônica utilizada é aquela descrita na seção VII.4.1.

Antes do início das medidas o detector é preenchido com uma mistura de $\text{Ar} + \text{CH}_4$ (10%). Nesse processo são feitas várias trocas do gás, com a finalidade de eliminar quaisquer resíduos de contaminantes. Após a limpeza, a carga de gás definitiva é mantida a uma pressão de 700 torr.

A fonte de raios X utilizada nessas medidas (^{55}Fe) produz fótons com energias de 5,9 keV. Para essa energia, a eficiência de detecção do detector, usando a mistura gasosa nas condições mencionadas, é estimada em 20 % (seção VII.2). Para colimação da fonte, é usada uma fenda de 1,5 mm de diâmetro feita de lucite com 25 mm de comprimento e 25 mm de diâmetro.

Na Fig. 8.1 é apresentada a curva de multiplicação obtida para esse detector. A região de proporcionalidade encontra-se entre as tensões de 1100 e 1750 Volts. Para valores abaixo 850 Volts não foram realizadas medidas devido ao ruído eletrônico existente. Acima de 1850 Volts, há o aparecimento de faíscas e correntes de fuga no interior do detector. Estas, além de deteriorar o espectro de energia, podem causar sérios danos ao equipamento.

Fig. 8.1. Curva de multiplicação do detector obtida a partir das centróides dos picos de energia de 5,89 keV, em função da tensão de operação do detector.

Um espectro de energia com o detector operando na região proporcional, a uma tensão de 1400Volts, é apresentado na Fig. 8.2. Estão presentes dois picos posicionados nas energias de 2,9 keV e 5,9 keV. O pico mais intenso corresponde a eventos de absorção total da energia dos fótons de raios X, e o menor refere-se ao pico de "escape" do argônio.

As moléculas ionizadas pelos fótons de raios X, além da emissão dos fotoelétrons podem, ao retornar ao estado fundamental, emitir elétrons Auger ou fótons característicos do argônio. O primeiro destes processos contribui ao pico de 5,9 keV. O segundo, por não ser absorvido no interior do detector esta relacionado ao pico de absorção parcial de 2,9 keV.

Os dois processos competem entre si e a fração (w) de produção de eventos com a emissão de fótons característicos do argônio pode ser estimada pela divisão da área do pico de 2,9 keV com a soma das áreas dos dois picos. O valor obtido por esse cálculo é de 0,08 que está abaixo dos valores encontrados na literatura de 0,12 (Ch78).

A resolução em energia do pico de 5,9keV é da ordem de 17%. O limite para a resolução em energia para misturas de Ar+CH₄ (10%) (Tab. 4.2 da seção IV.3), é de 12,8% quando considerados apenas as contribuições dos processos estatísticos de formação dos íons primários e da avalanche de carga. No resultado obtido, além desses efeitos existe a contribuição do ruído eletrônico associado ao sistema e influências da geometria do detector que não é a mais adequada para medidas de energia em detectores proporcionais.

Fig. 8.2. Espectro de energia para fótons de raios X de 5,89 keV de energia com o detector operando a 1400 Volts. O pico de menor intensidade com 2,9 keV refere-se ao pico de "escape" do Ar.

Para tensões acima de 1750 Volts o detector passa a operar na região de limite de proporcionalidade. Nesta região há a perda da capacidade de discriminação de energia do detector. Tal situação é mostrada na Fig. 8.3. O detector operando a uma tensão de 1830 Volts não consegue separar os dois picos como no Fig. 8.2.

Fig. 8.3 Espectro de energia de raios X de 5,89 keV, com o detector operando na região de limite da proporcional. Tensão de operação de 1830 Volts.

A fim de determinar o comportamento do ganho do detector ao longo de seu comprimento foram feitas determinações do espectro de energia em diferentes posições para uma tensão de 1400 Volts. Para essa medida foi usado um gerador de raios X provido de um tubo de cobre que fornece fótons com energias de 8,04 keV. O arranjo experimental está representado na Fig. 8.4.

Fig. 8.4 Esquema da montagem do detector para medidas do ganho ao longo de seu comprimento, sendo (RX) o tubo de raios X, (f1) e (f2) fendas de colimação com $50 \mu\text{m} \times 1,5 \text{ mm}$, (DET) o detector instalado sobre uma mesa XY.

O feixe de raios X é colimado por um sistema de duas fendas de $50\text{ }\mu\text{m}$ de largura por $1,5\text{ mm}$ de comprimento fixas em um trilho que permite o alinhamento do sistema. Entre fendas foi instalado um tubo de alumínio cuja finalidade é absorver em suas paredes os raios X espalhados pelo ar. A distância entre fendas é de $448,5\text{ mm}$ e a janela do detector encontra-se a uma distância de $41,8\text{ mm}$ da segunda fenda. O detector é montado sobre uma mesa X-Y, que permite o seu deslocamento à frente do feixe, cuja posição é ajustada para incidir à meia altura da janela do detector.

Os resultados com os valores das centróides dos picos de $8,04\text{ keV}$ em função da posição de incidência do feixe ao longo do detector a intervalos de 9 mm estão na Fig. 8.5. A reta marca o valor médio das centróides, sendo $\pm 4\%$ a variação percentual máxima em torno da média.

Fig. 8.5. Ganho ao longo do detector para fótons de $8,04\text{ keV}$.

VIII.2 - Sistema de Posição.

Testes do sistema de leitura de posição são realizados com o detector montado segundo o arranjo experimental apresentado na Fig. 8.4. O conjunto de fendas descrito previamente projeta uma imagem do feixe de raios X no interior do detector, na região do plano de ânodo, com largura de 60 μm .

O detector utiliza a mistura de $\text{Ar}+\text{CH}_4$ (10%) a 700 torr e as medidas são realizadas com fótons de 5,89 keV, fornecida pela fonte radiativa de ^{55}Fe , ou de 8,04 keV provenientes de um tubo de cobre instalado em um gerador de raios X. No último caso, a potência do tubo de cobre é ajustada para que a intensidade do feixe não seja demasiadamente alta, pois tal situação prejudica as medidas e pode provocar danos no detector. A eletrônica utilizada é aquela descrita na seção VI.2.

VIII.2.1 - Resolução Espacial.

Em primeiro lugar, a tensão de trabalho do detector deve ser determinada. Com esse intuito, medidas da resolução espacial do detector são realizadas em vários níveis de tensão. O feixe colimado de raios X (de 8,04 keV) incide sobre uma posição fixa na janela do detector e a resolução espacial é obtida com a determinação da largura à meia altura do pico, armazenado em um analisador multicanal, formado pelas contagens fornecidas pelo detector para aquela posição.

A Fig. 8.6 apresenta os resultados para a resolução do detector em função de sua tensão de operação. Os melhores valores de resolução espacial encontra-se na faixa de tensões de 1800 a 1900 Volts.

Fig.8.6. Resolução espacial em função da tensão de operação do detector. As retas marcam as seguintes contribuições: (1) ruído eletrônico, (2) soma quadrática das contribuições (3) e (4) do alcance dos fotoelétrons e da largura do feixe respectivamente.

O limite de resolução alcançado é $(330 \pm 13) \mu\text{m}$, estando incluídos nesse resultado as contribuições da largura do feixe de raios X, o limite físico imposto pelo alcance dos fotoelétrons e o ruído eletrônico associado ao sistema.

A reta 1 presente na Fig. 8.6 está relacionada com o limite imposto pela razão sinal-ruído do sistema. Na região de proporcionalidade do detector, como mencionado na seção IV, a carga da avalanche aumenta com a tensão de operação. Dessa forma a razão sinal-ruído também é aumentada, o que se reflete em um aumento da resolução espacial do sistema de detecção.

Aproximadamente a 1800 Volts, inicia-se a região de limite de proporcionalidade do detector, onde a avalanche de carga chega à saturação. Acima dessa tensão, a razão sinal-ruído fica estabilizada e a resolução máxima do sistema é alcançada.

Medidas feitas por Boie (Bo82), com raios X de 8,04 keV usando a mistura de Ar+CH₄ (10%) a 700 torr, em sistemas onde apenas o alcance dos fotoelétrons é o fator limitante da resolução, mostram que a melhor resolução alcançada é da ordem de 250 μm .

Na Fig. 8.6 as retas tracejadas 3 e 4 mostram respectivamente as contribuições do alcance dos fotoelétrons (dados de Bo82) e da largura da fenda. A reta 2 é o resultado da soma quadrática dessas duas contribuições, sendo da ordem de 260 μm . De posse desses resultados é possível determinar que acima de 1800 Volts a contribuição do ruído eletrônico é de 200 μm , supondo mais uma vez que todas as contribuições possam ser somadas quadraticamente.

Um possível meio de aumentar a resolução espacial do detector com a atual geometria seria trabalhar com uma pressão do gás mais elevada, de tal forma a diminuir o alcance dos fotoelétrons. Outra possibilidade é utilizar uma outra técnica de discriminação temporal. Segundo Smith (Sm84) a técnica conhecida como "zero-crossing" fornece intrinsecamente uma maior resolução espacial que a utilizada nesse trabalho de discriminação com fração

constante ("constant fraction discriminator").

Uma outra possibilidade para aumentar a resolução, mas nesse caso alterando a geometria do detector, seria diminuir a sua espessura o que por outro lado vai comprometer a eficiência de detecção do aparelho.

A tensão de trabalho de 1830 Volts é a escolhida para operação do detector uma vez que pouco acima dessa tensão é verificado o aparecimento de faíscas e correntes de fuga.

A resolução ao longo do detector é apresentada na Fig. 8.7, onde a reta é indicativa do valor médio da resolução do sistema de $330\text{ }\mu\text{m}$, cuja variação percentual é de $\pm 4\%$. Um detalhe ampliado do espectro de posição é visto na Fig. 8.8.

Fig. 8.7. Resolução espacial ao longo do detector. A reta assinala o valor médio ($330\text{ }\mu\text{m}$).

Fig. 8.8. Detalhe ampliado dos picos de posição usados para as medida da resolução espacial ao longo do detector.

A fim de verificar o efeito da intensidade do feixe sobre a resolução espacial do detector medidas foram feitas para diferentes taxas de contagem, dentro da faixa de $3,7 \times 10^4$ a $2,7 \times 10^5$ contagens por segundo. Os resultados obtidos são apresentados na Fig. 8.9. Observa-se que a resolução é prejudicada para taxas acima de 10^5 contagens/segundo. Esta degradação ocorre devido a dois efeitos: a formação de uma grande quantidade de cargas espaciais no interior do detector, que reduz o campo elétrico ao redor do fio de ânodo e conseqüentemente prejudica a coleção da carga da avalanche, e o empilhamento de sinais quando um fóton é detectado enquanto o sinal produzido pelo fóton anterior ainda está se propagando pela linha de atraso. Segundo Boie (Bo82), estudos cuidadosos ainda devem ser realizados a fim de determinar os meios adequados para minimizar tais efeitos.

Fig. 8.9. Resolução espacial em função da taxa de contagem.

VIII.2.2 - Linearidade e Homogeneidade.

Afim de verificar as características de linearidade do detector, seus resultados são confrontadas com os resultados obtidos por um relógio comparador com precisão de centésimos de milímetro.

O arranjo experimental utilizado é o mesmo da seção anterior, bem como as condições de operação do detector e a energia dos fótons de raios X (8,04 keV).

A Fig. 8.10 apresenta o espectro obtido no teste de linearidade do instrumento. Os vários picos foram obtidos deslocando-se a posição do detector de 9 mm entre as sucessivas medidas.

Fig. 8.10. Espectro do detector para diferentes posições de incidência do feixe de raios X (8,04 keV).

A calibração do espectro é feita com o ajuste de uma reta para os valores das centróides dos picos em função da posição de incidência do feixe, medida por meio do relógio comparador.

Uma comparação entre os resultados fornecidos pelo detector com os do relógio comparador é apresentada na Fig. 8.11 sob a forma dos desvios absolutos das posições medidas com o detector ao longo de seu comprimento. A não-linearidade integral máxima definida como o desvio absoluto máximo da posição normalizada pelo comprimento do detector, é inferior a 0,1%.

Fig. 8.11. Desvios absolutos das medidas obtidas com o detector para as posições de incidência do feixe de raios X .

As oscilações nos desvios apresentados na Fig. 8.11 indicam efeitos não-lineares nas medidas de posição que vão se refletir na homogeneidade do detector.

A não-linearidade diferencial informa o grau de inomogeneidades do detector, e pode ser medida com a iluminação total da janela do aparelho. Isto é feito posicionando-se uma fonte de ^{55}Fe a uma distância de 250 mm da janela do detector. A Fig. 8.12 apresenta o espectro do detector obtido nas condições mencionadas acima.

Fig. 8.12. Teste da homogeneidade da resposta do detector.

Se a resposta do detector fosse uniforme o espectro deveria ser da forma de um patamar ligeiramente curvado devido à distância finita entre a fonte de raios X e o detector. Verifica-se, entretanto, a existência de oscilações no espectro cujas amplitudes médias indicam uma não-linearidade diferencial da ordem de $\pm 4,0\%$.

As oscilações observadas nos resultados acima apresentados podem estar relacionadas com um mal casamento de impedâncias entre as linhas de atraso usadas no sistema de leitura do detector. Entretanto, um estudo mais aprofundado deve ser realizado para melhor caracterizar a origem desses efeitos e, se possível, corrigi-los.

IX - Medidas de Espalhamento de Raios X.

IX.1 - Procedimento Experimental.

Nesta seção são apresentados os resultados sobre o espalhamento de raios X por duas amostras, estudados com o detector sensível à posição, sendo elas: (i) um material amorfo, o carvão vítreo, analisado anteriormente por Itri (It86), utilizando um difratômetro de baixo ângulo, cujo sistema de detecção consistia de um cintilador de NaI(Tl), e (ii) o pó anfifílico dodecil sulfato de sódio $\text{CH}_3[\text{CH}_2]_{11}\text{OSO}_3\text{Na}$ (SLS), analisado anteriormente por Bittencourt (Bi86) com métodos fotográficos. Estas amostras serviram como padrões para a verificação da qualidade dos resultados fornecidos pelo detector sensível à posição.

A Fig. 9.1 apresenta o esquema da montagem experimental utilizada nas duas medidas. O feixe de raios X usado é gerado por um tubo de cobre, que produz radiações com comprimentos de onda de $1,5418 \text{ \AA}$ (K_α) e $1,39217 \text{ \AA}$ (K_β). Duas fendas de $50 \mu\text{m}$ de largura são usadas para a colimação do feixe, estando distanciadas de 98 mm uma da outra. Nas medidas com o carvão vítreo a fenda f_1 tem comprimento de 10 mm e a fenda f_2 , 1,5 mm. No caso do SLS, as duas fendas possuem comprimento de 10 mm.

As fendas são dispostas sobre um trilho que permite o alinhamento do sistema. Antes da fenda f_1 , logo após a janela do tubo, é colocada uma folha de níquel para a filtragem das emissões K_β do cobre. As amostras são montadas em um suporte posicionado a 7,7 mm da fenda f_2 e a 404,5 mm do detector, de tal forma que a sua janela abrange uma região angular de $\pm 12^\circ$, em relação ao centro espalhador. Um anteparo de chumbo com 3 mm de largura, 20 mm de comprimento e 2 mm de espessura é instalado na região central do detector para bloquear o feixe direto durante as medidas.

Fig. 9.1. Esquema da montagem experimental. $f1$ e $f2$ são as fendas do sistema de colimação com $50\mu\text{m}$ de largura.

A amostra de carvão vítreo é constituída de uma fatia de $0,9\text{ mm}$ de espessura montada entre duas molduras metálicas e a de SLS é colocada no interior de um tubo capilar de quartzo com $1,5\text{ mm}$ de diâmetro. Antes do início das medidas com as amostras o anteparo de chumbo para bloquear o feixe é retirado, a potência do tubo reduzida e medidas do feixe direto são realizadas, com a finalidade de determinar a posição central do espectro de posição fornecido pelo detector. Após o procedimento anterior, medidas são realizadas ainda sem as amostras espalhadoras, fazendo o feixe incidir sobre o bloqueador no caso do carvão vítreo e sobre o bloqueador mais um tubo capilar vazio colocado no suporte da amostra, no caso do SLS.

Os espectros assim obtidos fornecem as intensidades das radiações de fundo (I_F) usadas para as correções das medidas das duas amostras. A intensidade corrigida (I_A) da amostra é calculada por:

$$I_A = I_E - \left(I_F \times T \right) \quad (9.1)$$

onde I_E é a intensidade do espectro experimental obtido pelo detector, e T o fator de normalização referente à transmissão do feixe direto pela amostra.

Os fatores de transmissão (T) para o carvão vítreo e o SLS são de 0,5 e 0,568 respectivamente. Estes fatores são fornecidos nos dois trabalhos citados no início da seção. Os intervalos de tempo utilizados na medida dos espectros foram de 600 s para o carvão vítreo e 120 s para o SLS.

IX.2 - Resultados Experimentais.

IX.2.1 - Carvão Vítreo.

O espectro de espalhamento em baixo ângulo para o carvão vítreo é apresentado na Fig. 9.2. A depressão central existente é devida ao anteparo colocado à frente da janela do detector para a obstrução do feixe direto.

Fig. 9.2. Perfil de espalhamento de raios X de 8,04keV pelo carvão vítreo.

A Fig. 9.3 apresenta um detalhe de um dos lados do padrão de espalhamento após a subtração da radiação de fundo e a calibração da abscissa em graus.

Fig. 9.3. Detalhe mostrando um dos lados do perfil de espalhamento do carvão vítreo.

IX.2.2. - Dodecil Sulfato de Sódio SLS.

O padrão de difração de Bragg das reflexões 001, 002 e 003 do sistema SLS, após a subtração da radiação de fundo, é apresentado na Fig. 9.4. Um dos picos satélites, de pequena intensidade, existentes na base dos picos de difração é mostrado em detalhe na Fig. 9.5. Tais picos são devidos às difrações da radiação K_{β} presentes no feixe incidente apesar do uso de filtros de níquel.

Fig. 9.4. Diagrama de difração do dodecil sulfato de sódio (SLS) para as reflexões 001, 002, 003.

Fig. 9.5. Detalhe mostrando o pico de difração referente a radiação K_{β} para a reflexão 001.

IX.3 - Tratamento e Análise de Dados.

IX.3.1 - Carvão Vítreo.

Do carvão vítreo é obtido o raio de giro médio R_g das partículas constituintes do material, por meio da análise da região de Guinier ($0,4^\circ$ a $1,2^\circ$) no padrão de espalhamento, e o comportamento funcional deste mesmo padrão na região de Porod ($1,9^\circ$ a $4,2^\circ$). A análise está baseada no trabalho anteriormente desenvolvido por Itri (It86).

Guinier (Gu55) demonstrou que o raio de giro R_g pode ser obtido através das curvas de intensidade experimentais para o espalhamento em baixo ângulo, se for respeitada a aproximação para a intensidade espalhada:

$$I(h) = I_0 \exp \left[-\frac{h^2 R_g^2}{3} \right] \quad (9.2)$$

para $h \approx 0$

onde $h = (4\pi/\lambda) \sin \theta$ é o vetor de espalhamento, λ o comprimento de onda da radiação incidente, 2θ o ângulo de espalhamento e I_0 a intensidade do feixe incidente.

O coeficiente angular α de uma reta ajustada aos dados experimentais em um gráfico de $\ln(I) \times h^2$ na região de Guinier fornece o raio de giro R_g por meio de (It86):

$$\alpha = R_g^2/3 \longrightarrow R_g = (3\alpha)^{1/2} \quad (9.3)$$

No caso de um feixe linear de raios X pode ser demonstrado (Gu55 citado por It86) que a região de Porod no perfil de espalhamento de uma amostra de carvão vítreo em baixo ângulo segue o seguinte comportamento:

$$I(h) = k h^{-3} \quad (9.4)$$

onde h é o vetor espalhamento definido acima e k uma constante.

Nos ajustes das retas para as duas regiões citadas, através do método de mínimos quadrados, as incertezas são consideradas apenas na variável dependente, proveniente do desvio padrão da contagem por canal. As contribuições das incertezas associadas às medidas angulares mostram-se desprezíveis frente ao desvio padrão da contagem.

Quatro medidas com a amostra de carvão vítreo foram feitas e análises das regiões de Guinier e Porod realizadas em ambos os lados dos perfis. Os resultados obtidos estão Tab. 9.1. Os desvios presentes estão associados a contribuição do desvio padrão das contagens por canal.

Tab. 9.1. Resultados para o raio de giro médio R_g e o coeficiente angular das retas (α) ajustadas na região de Porod obtidos para os lados esquerdo (E), direito (D) e a média (M) dos perfis do carvão vítreo.

	E	D	M
R_g (Å)	$21,9 \pm 0,1$	$22,1 \pm 0,1$	$22,0 \pm 0,1$
α	$2,93 \pm 0,02$	$3,00 \pm 0,03$	$2,97 \pm 0,02$

Na Fig. 9.6 e 9.7 são apresentados, respectivamente, os gráficos referentes às regiões de Guinier e Porod, juntamente com as retas dos ajustes para um dos espectros de carvão vítreo analisado.

Fig. 9.6. Ajuste da reta na região de Guinier para um dos perfis de espalhamento do carvão vítreo.

Fig. 9.7. Ajuste da reta na região de Porod para um dos perfis de espalhamento do carvão vítreo.

IX.3.2 - Dodecil Sulfato de Sódio (SLS).

Em um diagrama de pó, os espaçamentos interplanares $d(hkl)$ são dados por (Bi86):

$$d(hkl) = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (9.5)$$

onde h , k e l são os índices de Miller do plano responsável pela difração, λ é o comprimento de onda da radiação e 2θ o ângulo de espalhamento.

No caso da amostra de SLS, o parâmetro c da célula unitária do material é determinado por meio da medida dos picos de difração de Bragg de ordens 001, 002 e 003, sendo dada por (Bi86):

$$c = d(001) = 2 d(002) = 3 d(003) \quad (9.6)$$

Após a calibração angular dos espectros, são determinados os ângulos de espalhamento 2θ relativos aos picos de difração.

A Tab. 9.2 apresenta os resultados para as distâncias interplanares $d(hkl)$ das três reflexões, comparadas com os resultados obtidos no trabalho de Bittencourt para o mesmo material utilizando métodos fotográficos (Bi86). As incertezas associadas aos resultados são provenientes dos desvios existentes nas medidas angulares da posição dos picos de difração.

Tab. 9.2. Espaçamentos interplanares $d(hkl)$ relativos as difrações de ordem 001, 002 e 003 para as medidas feitas com o detector sensível  posição $d_1(hkl)$ juntamente com os resultados anteriores obtidos por meio de processos fotográficos $d_2(hkl)$ (Bi86).

hkl	$d_1(hkl)$	$d_2(hkl)$
001	39,1(0,2)	38,4(0,5)
002	19,6(0,1)	19,45(0,15)
003	13,02(0,07)	12,95(0,05)

X - Comentários.

O detector sensível à posição descrito neste trabalho e utilizado nas medidas de espalhamento de raios X por amostras de carvão vítreo e o dodecil sulfato de sódio (SLS) mostrou características adequadas para tais aplicações, uma vez que seus resultados estão de acordo com os obtidos anteriormente com técnicas tradicionais que utilizam cintiladores de NaI(Tl) e chapas fotográficas.

Como pode ser apreciado no trabalho de Itri (It86), o carvão vítreo estudado por meio de um difratômetro de baixo ângulo que utilizava um sistema provido de um cintilador de NaI(Tl) forneceu um raio de giro R_g da ordem de $20\text{\AA}$. Tal grandeza em seu estudo mostrou-se susceptível à geometria do sistema de medida, sendo apresentados valores extremos para R_g de $(20,93 \pm 0,06)\text{\AA}$ e de $(23,98 \pm 0,06)\text{\AA}$, o primeiro obtido através de uma montagem munida de uma câmara Kratky que produz um feixe linear com grande colimação e o segundo em um sistema empregando fendas pontuais. O valor de $(22,0 \pm 0,1)\text{\AA}$ obtido com o detector sensível à posição encontra-se portanto dentro do esperado.

Em relação ao coeficiente obtido nos ajustes da região de Porod para este mesmo material, o valor médio encontrado nas medidas com o detector sensível à posição de $2,97 \pm 0,02$ mostra-se também em concordância com os valores de Itri obtido com um sistema de fendas similar ao nosso que forneceu um valor médio de $2,993 \pm 0,003$. Tais resultados indicam ser aceitável a hipótese do uso da aproximação dada pela Eq. 9.3 válida para sistemas que utilizam um feixe de raios X linear e infinito.

As determinações do parâmetro c para o dodecil sulfato de sódio se encontra de pleno acordo, como pode ser apreciado na Tab. 9.2, com os resultados obtidos no trabalho de Bittencourt (Bi86),

que utilizou chapas fotográficas para este fim (métodos de Laue e Debye-Scherrer).

Além dos resultados obtidos, outro fator que torna atraente a utilização de detectores sensíveis à posição em medidas de espalhamento de raios X é a rapidez de aquisição de dados. Comparativamente às técnicas que empregam cintiladores ou chapas fotográficas é possível a redução do tempo de aquisição de um fator de até 10^3 , com a vantagem adicional dos dados serem automaticamente armazenados de uma forma que facilita a sua posterior análise em sistemas computadorizados. Tal característica torna viável o estudo de materiais sujeitos a danos por radiação tais como certos produtos orgânicos que se degeneram ao serem expostos ao raios X durante um longo período de tempo.

Particularmente em relação aos sistemas que empregam cintiladores, os detectores sensíveis à posição possuem a vantagem adicional de não terem os seus dados afetados por eventuais instabilidades do feixe de raios X uma vez que tais dispositivos armazenam todo o perfil de espalhamento de uma só vez o que difere dos cintiladores que constroem o perfil ponto a ponto.

Em medidas que são realizadas tradicionalmente com métodos fotográficos, a utilização de detectores sensíveis à posição possui a vantagem de eliminar as várias etapas associadas a esses métodos necessárias para a obtenção de resultados experimentais satisfatórios.

Outra característica importante dos detectores sensíveis à posição é a possibilidade do seu emprego em estudos de sistemas dinâmicos como nos processos de transição de fase (Cu90) e medidas biológicas de alterações estruturais de compostos orgânicos por ativação térmica ou química (Do85).

XI - Considerações Finais.

As características do detector mostraram-se satisfatórias para o seu emprego na área de cristalografia como ficou demonstrado pelos dois experimentos realizados com amostras de carvão vítreo e de dodecil sulfato de sódio. O "know how" adquirido nesse trabalho irá permitir o desenvolvimento de novos projetos de detectores sensíveis à posição para uso em aplicações mais específicas onde, por exemplo, faz-se necessário um maior grau de resolução espacial.

Em continuidade, outros detectores estão sendo desenvolvidos com diferentes configurações físicas e utilizando linhas de atraso desenvolvidas em nosso laboratório visando a melhoria das características desses instrumentos (Le90). Atualmente encontra-se em testes um detector bidimensional para uso na área de física médica e cristalografia, fazendo uso de um sistema CAMAC para a análise de dados multiparamétricos (Ba90). Há interesse de grupos de pesquisa no desenvolvimento conjunto de um sistema que utilize um detector sensível à posição para a análise das características estruturais de filmes finos.

Além do uso específico na área de cristalografia aqui abordado, o detector que descrevemos já se prestou à formação de recursos humanos na área de instrumentação em Física de Alta Energia (Ma91) e Física Nuclear. Outras aplicações em estudo são nas áreas de Física Médica, com o emprego de detectores uni e bidimensionais para a produção de imagens de raios X do corpo humano; e no setor industrial, nas áreas de pesquisa e desenvolvimento (P&D) e processos de controle de qualidade.

A.1 - Algumas Considerações sobre Linhas de Atraso

As linhas de atraso utilizadas para a leitura de posição em detectores proporcionais podem ser construídas de formas variadas. Há linhas confeccionadas com componentes discretos, linhas contínuas helicoidais de secção circular ou plana, com núcleos cerâmicos ou de epoxy, feitas em placas de circuito impresso, etc. Para uma discussão mais detalhada, ver o trabalho de Lecomte e Perez-Mendez (Le78).

Genericamente uma linha de atraso pode ser descrita como uma rede de componentes interligados como a esquematizada na Fig. A.1.

Fig. A.1. Circuitos equivalentes para uma linha de atraso usando componentes discretos. R , L , C , G , são as resistências, indutâncias, capacitâncias e condutâncias da linha, expressas por unidade de comprimento (Ma69).

A célula básica da linha é formada pela resistência R , a indutância L , a capacitância C e a condutância G por unidade de

comprimento.

A lei de Kirchhoff aplicada à linha de atraso em um elemento incremental Δx , e sujeita a uma excitação qualquer fornece as seguintes equações diferenciais para a queda de tensão v_x e a corrente i_x , neste intervalo da linha (Ma69):

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = - R i_x - L \frac{\partial i_x}{\partial t} \quad (A.1)$$

$$\frac{\partial i_x}{\partial x} = - G v_x - C \frac{\partial v_x}{\partial t} \quad (A.2)$$

No caso da excitação ser de forma senoidal estas equações tornam-se:

$$\frac{dv_x}{dx} = - (R + j\omega L) i_x \quad (A.3)$$

$$\frac{di_x}{dx} = - (G + j\omega C) v_x \quad (A.4)$$

onde j é o índice que indica a parte complexa dessa relação e ω é a frequência do sinal aplicado.

Tomando a segunda derivada em relação a x das duas expressões acima, rearranjando e fazendo as substituições necessárias, obtém-se o seguinte par de equações:

$$\frac{d^2 v_x}{dx^2} = \gamma^2 v_x \quad (A.5)$$

$$\frac{d^2 i_x}{dx^2} = \gamma^2 i_x \quad (A.6)$$

onde $\gamma = [(R + j\omega L) (G + j\omega C)]^{1/2} = \alpha + j\beta$

As soluções gerais das Eqs. A.5 e A.6 são da forma:

$$v_x = (V_A e^{-\gamma x} + V_B e^{\gamma x}) e^{j\omega t} \quad (A.7)$$

$$i_x = (I_A e^{-\gamma x} + I_B e^{\gamma x}) e^{j\omega t} \quad (A.8)$$

A impedância característica em um ponto x da linha é igual à razão da voltagem dividida pela corrente naquele ponto:

$$Z_o = \frac{v_x}{i_x} \quad (A.9)$$

Esta razão pode ser obtida da Eq. A.3 em conjunto com a solução geral dada pela Eq. A.8, como segue:

$$i_x = - \frac{1}{R+j\omega L} \frac{dv_x}{dx} \quad (A.10)$$

A derivada no lado direito é obtida da Eq. A.7:

$$\frac{dv_x}{dx} = (-\gamma V_A e^{-\gamma x} + \gamma V_B e^{\gamma x}) e^{j\omega t} \quad (A.11)$$

Substituindo na Eq. A.10:

$$i_x = \frac{-\gamma}{R+j\omega L} (-V_A e^{-\gamma x} + V_B e^{\gamma x}) e^{j\omega t} \quad (A.12)$$

Pela Eq. A.9:

$$Z_o = \frac{v_x}{i_x} = \frac{(V_A e^{-\gamma x} + V_B e^{\gamma x})}{(-V_A e^{-\gamma x} + V_B e^{\gamma x})} \frac{R+j\omega L}{(-\gamma)} \quad (A.13)$$

Supondo que o sinal se propague apenas para a direção positiva de x a constante V_B deve ser nula. Assim após o cancelamento dos termos apropriados:

$$Z_o = \frac{R+j\omega L}{\gamma} = \left(\frac{R+j\omega L}{G+j\omega C} \right)^{1/2} \quad (A.14)$$

Em linhas onde a dissipação e a dispersão são desprezíveis $R = 0$ e $G = 0$. A impedância por unidade e comprimento torna-se então:

$$Z_o = \left(\frac{L}{C} \right)^{1/2} \quad (A.15)$$

Caso a dissipação esteja presente mas seu valor não seja demasiado grande a impedância dada pela Eq. A.14 pode ter a forma aproximada da relação:

$$Z \simeq Z_o \left(1 - \frac{j R}{2\omega L} \right), \text{ se } \frac{R}{2\omega L} < 1 \quad (A.16)$$

Por essa aproximação resulta ainda que:

$$\alpha = \frac{R}{2Z_o} \quad \text{e} \quad \beta = \omega (LC)^{1/2} \quad (A.17)$$

Partindo das Eqs. A.1 e A.2 após alguma manipulação matemática e supondo que $R = 0$ e $G = 0$ é possível obter o seguinte par de equações:

$$\frac{\delta^2 v_x}{\delta x^2} = LC \frac{\delta^2 v_x}{\delta t^2} \quad (A.18)$$

$$\frac{\delta^2 i_x}{\delta x^2} = LC \frac{\delta^2 i_x}{\delta t^2} \quad (A.19)$$

Estas duas expressões são conhecidas como equações de onda. Elas descrevem a propagação de ondas na direção x da linha de atraso com uma velocidade dada por:

$$v_p = (LC)^{1/2} \quad (A.20)$$

O tempo de atraso por unidade de comprimento para uma linha não dissipativa pode ser calculado por meio do inverso da Eq. A.20:

$$t = (LC)^{1/2} \quad (A.21)$$

Referências

- Alb76 - Alberti, J. L., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS23 (1976) 251.
- Alb77 - Alberti, J. L., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS24 (1977) 188.
- Al76 - Allemand, R. & Thomas, G., Nucl. Instr. & Meth. 137 (1976) 141.
- An66 - Anger, H.O., Instr. Soc. Am. Trans., 5 (1966) 311.
- Ar86 - Arndt, V. W., J. Appl. Cryst. 19 (1986) 145.
- Ba90 - Barberino, G. H., dissertação de mestrado em andamento.
- Be30 - Bethe, H. A., Ann. Phys. 5 (1930) 325
- Bi86 - Bittencourt, D da R., Estudo de Liomesofases Nemáticas Uniaxiais por Difração de Raios X e Técnicas Auxiliares, Ph. D. thesis (1986).
- Bo68 - Borkowski, G.J., Rev. Instr. 39 (1968) 1515.
- Bo70 - Borkowski, G.J., IEEE Trans. Nucl. Sci. Ns-17 (1970) 340.
- Bol79 - Bolon, G., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS26 (1979) 200.
- Bo82 - Boie, R.A., Fischer, J., Inagaki, Y., Merritt, F.C., Radeka, V., Rogers, L.C. & Xi, D.M., Nucl. Instr. Meth. 201 (1982) 93.
- Ch70 - Charpak, G., Rahm, D. & Steiner, H., Nucl. Instr. & Meth. 80 (1970) 13.
- Ch73 - Charpak, G., Nucl. Instr. & Meth. 113 (1973) 381.

Ch78 - Charpak, G.; Sauli, F. & Kahn, R., Nucl. Instr. & Meth. 152 (1978) 185.

Ch79 - Charpak, G. & Sauli, F., Nucl. Instr. & Meth. 162 (1979) 405.

Ch84 - Charpak, G. & Sauli, F., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 34 (1984) 285.

Co64 - Cosslett, V. E., J. Appl. Phys. 15 (1964) 1283.

Cu90 - Cunningham, D., "Crystallisation from Liquid Phase: Recent In-Situ Diffraction Experiments using Synchrotron Radiation at Daresbury SRS", Proceedings of the Second Workshop of Synchrotron Light: Applications and Related Instrumentation II, Aldo Craievich, World Scientific, 1990.

Do85 - Doniach, S., Phys. Today n.5 (1985) 2.

Du84 - Duval, B.P., Barth, J., Deslattes, R.D., Henins, A. & Luther, G.G., Nucl. Instr. & Meth. 222 (1984) 274.

En81 - Endo, I., Kawamoto, T., Mizuno, Y., Ohsugi, T., Taniguchi, T. & Takeshita, T., Nucl. Instr. Meth. 188 (1981) 51.

En84 - Engelen, C. P. M., Nucl. Instr. & Meth. 219 (1984) 529.

Ev68 - Evans, R. D., "X-Ray and γ -Ray Interactions", Radiation Dosimetry, ed. Attix, F. H. & Roesch, W. C. , Academic Press,(1968).

Fi77 - Fischer, J., Nucl. Instr. & Meth. 141 (1977) 173.

Fi86 - Fischer, J., Nucl. Instr. & Meth. A246 (1986) 511.

Ga79 - Gatti, E., Longoni, A., Okuno, H. & Semenza, P., Nucl. Instr. & Meth. 163 (1979) 83.

Ga79 - Gas Enciclopedia, L'Air Liquide Division Scientifique, Elsevier Scientific Publishing Company, The Netherlands, 1976.

Gi72 - Gilland, J. R., Nucl. Instr. & Meth. 99 (1972) 381.

Gr70 - Grove, R., Lee, K., Perez-Mendez, V. & Sperinde, J., Nucl. Instr. & Meth. 89 (1970) 257.

Gr73 - Grove, R., Perez-Mendez, V. & Sperinde, J., Nucl. Instr. & Meth. 106 (1973) 407.

Gu55 - Guinier, A. & Fournet, G., Small Angle Scattering of X-Rays, J. Wiley Sons, New York, 1955.

Ha71 - Handbook of Chemistry and Physics, Robert C. Weast, Ph. D., Chemical Rubber Publishing Company, EUA, Ohio, 1972.

He81 - Helene, O. A. M. & Vanin, V. R., Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental, Edgard Blücher Ltda., 1981.

It86 - Itri, R., Estudo de Partículas em Solução por Espalhamento de Raios X em Baixo Ângulo, dissertação de mestrado (1986).

Ka67 - Kalbitzer, G. & Melzer, W., Nucl. Instr. & Meth. 56 (1967) 301.

Kn89 - Knoll, G. F., Radiation Detection & Measurement. John Wiley & Sons, Inc., 1989.

Ko68 - Kobetich, E. J., Phys. Rev. 170 (1968) 393.

Ku66 - Kuhlmann, et al., Nucl. Instr. & Meth. 22 (1966) 40.

Ko83 - Koide, K., Bairrio Nuevo Jr., A., Takai, H., Marechal, B. & Dietzsch, O., Nucl. Instr. & Meth. 215 (1983) 177.

Ko89 - Koide, K., Dietzsch O., Takai H. & Bairrio Nuevo Jr., A., Phys. Rev. C 39 (1989) 1636.

La90 - Lanza, A. C., Comunicação particular.

Le72 - Lee, D. M., Nucl. Instr. & Meth. 104 (1972) 179.

Le78 - Lecomte, P., Perez-Mendez, V. & Stoker G., Nucl. Instr. & Meth. 153 (1978) 543.

Le90 - Leite, M.A.L., dissertação de mestrado em andamento.

Lo61 - Loeb, L. B., Basic Processes of Gaseous Eletronics, University of California Press, Berkeley (1961).

Lou63 - Louterjung, et al., Nucl. Instr. & meth. 22 (1963) 117.

Ma69 - Matick, R. E., Transmission Lines for Digital and Communication Networks, Mc Graw-Hill Book Company, EUA, New York, (1969).

Ma81 - Martin, C., Jelinsky, P., Lampton, M., Malina, R.F. & Anger, H.O., Rec Sci. Instr. 52 (1981) 1067.

Ma89 - Macchione, E.L.A., Koide, K., Leite, M.A.L., Sini, S., Dietzsch, O. & Bairrio Nuevo Jr., "Position Sensitive Gas Counter for X-Ray Detection", Proceedings of the First Workshop of Synchrotron Light: Applications and Related Instrumentation I, Aldo Craievich, World Scientific, 1989.

Ma90 - Macchione, E.L.A., Koide, K., Dietzsch, O. & Bairrio Nuevo Jr., "Performance of a Position Sensitive Gas Counter for Low Angle", Proceedings of the Second Workshop of Synchrotron Light: Applications and Related Instrumentation II, Aldo Craievich, World Scientific, 1990.

Ma91 - Macchione, E.L.A., Koide, K., Dietzsch, O. & Bairrio Nuevo Jr., A., "Principles of Position Sensitive Proportional Chambers", Third ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics, Rio de Janeiro, 1990. - a ser publicado.

Me70 - Perez-Mendez, V., Nucl Instr. & Meth. 89 (1970) 257.

Mo85 - Monnet, F., Systeme de Detectetion a Large Acceptance Angulaire et Grande Dynamique en Energie, Destine a la Physique des Ions Lourd aux Energies Intermediaires : Detecteur M. E. Ω , Ph.D. thesis. Université Paris-Sud, 1985.

Ow68 - Owen, R.B., IEEE Trans Nucl. Sci. NS-15 (1968) 290.

Pa75 - Palladino, V. & Saudolet, B., Nucl. Instr. & Meth. 128 (1975) 323.

Ra66 - Rao, B. N. S., Nucl. Instr. & Meth. 44 (1966) 155.

Ra74 - Radeka, V., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-21 (1974) 51.

Sa77 - Sauli, F., Principles of Operation of Multiwire Proportional & Drift Chambers, CERN, Genève, 1977.

Sc85 - Schwarz, H.E. & Mason, I.M., IEEE Trans. Nucl. Sci. Ns-32 (1985) 516.

Sm83 - Smith, G. C.; Fischer, J. & Radeka, V., Nuclear Science Symposium (1983) 4.

Sm84 - Smith, G.C., Nucl Instr. & Meth. 222 (1984) 230.

St70 - Storm, E. & Israel, H. I., Nucl. Data Table A7 (1970) 565.

Ta72 - Tabata, I., Nucl. Instr. & Meth. 103 (1972) 85.

Ta85 - Takai, H., Comunicação particular.

Ta88 - Takai, H., Takagui, E. M. & Dietzsch O., Phys. Rev.C 37 (1988) 571.

Ta90 - Takagui, E. M., Satchler, G. R., Takai, H., Koide, K. & Dietzsch, O., Nucl. Phys. A514 (1990) 120.

To47 - Townsend, J., Electrons in Gases, Hutchinson, London, 1947.

Wa51 - Wannier, G. H., Phys. Rev. 82 (1951) 458.

Wi50 - Wilkinson, D. H., Ionization Chambers and Counters, Cambridge University Press, 1950.