

1725-82-3623



BR981070

Universidade de São Paulo
Instituto de Física



Detector Multifilar Bidimensional para
Radiação Ionizante

Carlos Henrique Barberino

Obere Luiz Caldeira

Orientador: Olácio Dietzsch

Comissão examinadora:

Silvio Bruni Herdade - IFUSP

Bernard Marechal - Depto. de Física da UFRJ

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

Olácio Dietzsch

São Paulo
1993

Resumo

Um Contador Proporcional Multifilar com área sensível de $100 \times 100 \text{ mm}^2$ foi desenvolvido. A câmara é formada por três planos: um plano de catodo feito com fios de tungstênio, coberto por ouro, de $50 \mu\text{m}$ de diâmetro, esticados em uma placa de Epoxi; um plano de anodo com fios de tungstênio coberto com ouro, de $20 \mu\text{m}$ de diâmetro, esticados em um ângulo de 45° em relação ao primeiro catodo; um segundo plano de catodo, com pistas a 90° em relação ao primeiro catodo, em placa de circuito impresso. As pistas dos catodos estão conectadas a linhas de atraso discretas. A posição de incidência da radiação é extraída pela diferença de tempo de chegada dos pulsos nas extremidades dos bancos de atraso para cada coordenada. O desempenho do detector foi testado utilizando raios X de $5,89 \text{ keV}$ produzidos por uma fonte de ^{55}Fe e raios X de $8,04 \text{ keV}$ de um gerador de raios X (Rigaku), com o detector trabalhando a uma pressão de 930 mbar de gás $90\% \text{ Ar} + 10\% \text{ CH}_4$. Foi obtida uma resolução em energia de 26% . Uma não linearidade integral melhor que $0,3\%$ e resolução melhor que 1 mm foram observadas. A informação correspondente a cada coordenada foi digitalizada por um TDC (Time to Digital Converter) em um sistema CAMAC e armazenados evento por evento em um micro-computador (IBM-AT).

Abstract

A Multiwire Proportional Counter of $100 \times 100\text{mm}^2$ sensitive area has been developed. The chamber is formed by three planes: a cathode plane of $50\mu\text{m}$ gold coated tungsten wires stretched on an Epoxi frame; an anode plane made of $20\mu\text{m}$ gold plated tungsten wires stretched at 45° with respect to the first cathode wires; and second cathode plane made of copper strips on a printed circuit board at 90° with respect to the first cathode. The cathode strips are connected to the taps of delay-lines chips. The position of the incidence of radiation is extracted by measuring the time difference of the pulse arriving at the extremities of the delay-line chain for each coordinate. The performance of the detector has been tested using 5.89keV X-rays from a ^{55}Fe source, and 8.04keV from Rigaku X-rays generator, operating the detector with $90\% \text{ Ar} + 10\% \text{ CH}_4$ gas mixture at 930mbar . An energy resolution of 26% was obtained. An integral non linearity better than 0.3% and a position resolution better than 1mm have been observed. The information corresponding to each one of the coordinates were digitized by a TDC in a CAMAC system and stored event by event in a micro-computer (IBM-AT).

Índice

1	Introdução	xiii
2	Interação da Radiação com a Matéria	1
2.1	Natureza da Interação	1
2.2	Interação de Partículas Pesadas Carregadas	2
2.3	Interação de Elétrons Rápidos	5
2.4	Interação de Elétrons Lentos	6
2.5	Interações com fótons	7
2.5.1	Absorção Fotoelétrica	7
2.5.2	Probabilidade Relativa da Fluorescência e Emissão Auger	11
2.5.3	Espalhamento Compton	12
2.5.4	Produção de Pares	13
2.5.5	Coefficiente de Atenuação de Massa	14
3	Contadores a Gás	21
3.1	Multiplicação de Cargas no Gás	24
3.2	Resolução em Energia	28
3.3	Contadores Proporcionais Multifilares	30
3.3.1	Formação do Sinal no Anodo	32
3.3.2	Cargas Induzidas nos Catodos	34
3.4	Contadores Proporcionais Sensíveis à Posição	35
4	Construção do Detector	43
4.1	Projeto e Montagem do Detector	43
4.2	Acondicionamento do Detector	46
4.3	Sistema de Gás	47

4.4	Linhas de Atraso	48
4.5	Eficiência de Conversão de Raios X no Detector	50
5	Eletrônica Associada ao Detector	61
5.1	Eletrônica Associada ao Anodo	61
5.2	Eletrônica para medida de Posição	63
6	Caracterização do Detector	71
6.1	Curva de Multiplicação	71
6.2	Linearidade e Resposta a Irradiação Uniforme	76
6.3	Resolução em Posição	77
6.4	Deteção de Imagens	79
7	Medida de Espalhamento de Raios X	93
7.1	Método de Laue e Lei de Bragg.	93
7.2	Procedimento Experimental	100
7.3	Resultados Obtidos	102
7.3.1	Análise dos Resultados	103
8	Conclusão e Comentários Finais	109
A	Formatação do Pulso	111
A.1	Formatação CR e RC	111
A.1.1	Circuitos Diferenciadores CR ou Filtros Passa-Alta	111
A.1.2	Circuitos Integradores RC ou Filtros Passa-Baixa	114
A.1.3	Formatação Semi-Gaussiana	116
B	Cálculo da Seção de Choque para o Efeito Fotoelétrico	119
C	Índices de Müller	123

Figuras

2.1	<i>Seção de choque de frenagem de protons em silício. . . .</i>	4
2.2	<i>Alcance do elétron no argônio à pressão de 700 Torr e temperatura de 298 K.</i>	8
2.3	<i>Seções de Choque Fotoelétricas como função da energia do fóton. As linhas tracejadas mostram os limites correspondentes a E^{-1} e $E^{-\frac{1}{2}}$.</i>	10
2.4	<i>Níveis de energia do Ar. No esquema estão representados os níveis em keV. A linha contínua representa a transição KL_1L_1 e a linha pontilhada representa a transição KL_1L_2.</i>	16
2.5	<i>Taxa de fluorescência da camada K como função do número atômico.</i>	17
2.6	<i>Um fóton incidente $\hbar\omega_0$ interage com um elétron quase-livre, espalhando este a um ângulo θ'.</i>	17
2.7	<i>Um fóton incidente $\hbar\omega_0$ na presença de um núcleo atômico e é aniquilado, sendo criados um pósitron e um elétron; de energia cinética total igual à energia do fóton incidente $\hbar\omega$.</i>	18
2.8	<i>Importância relativa das três maiores interações de radiação γ com a matéria.</i>	18
2.9	<i>Coefficiente de Atenuação de Massa do gás Ar(90%) CH_4(10%), a pressão normal, para: (a) Absorção Fotoelétrica; (b) Espalhamento Compton; (c) Produção de Pares.</i>	19
3.1	<i>Elementos básicos de um contador a gás simples de geometria cilíndrica.</i>	22

3.2	<i>Diferentes regiões de operação de detectores a gás. As duas curvas representam energias distintas (1 e 2 MeV) da partícula incidente.</i>	23
3.3	<i>Seção de choque de ionização em função da energia do elétron para alguns gases nobres.</i>	25
3.4	<i>Variação do coeficiente de Townsend em função da intensidade do campo elétrico ao redor do fio de anodo, para os gases nobres.</i>	27
3.5	<i>Distribuição de cargas em forma de gotículas.</i>	28
3.6	<i>Evolução temporal da avalanche. (a) Produção da carga primária que se dirige ao anodo. (b) Multiplicação da carga à medida que a intensidade do campo elétrico aumenta. (c,d) Devido a difusão lateral a gota começa a envolver o fio. (e) Após a coleta das cargas negativas no anodo, a distribuição de cargas positivas é repelida pelo anodo e se dirige aos planos de catodo.</i>	29
3.7	<i>Linhas equipotenciais de um detector multifilar. Nas proximidades dos fios o campo elétrico se aproxima do campo elétrico no interior de um contador cilíndrico. . .</i>	31
3.8	<i>Variação do campo elétrico em função da distância da distribuição de carga até o centro do fio de anodo.</i>	33
3.9	<i>Sinal induzido nos planos de catodo, devido à avalanche.</i>	35
3.10	<i>Representação esquemática de um detector com anodo resistivo.</i>	36
3.11	<i>Detector com divisão resistiva da carga induzida nas pistas de catodo.</i>	37
3.12	<i>Catodo em forma de tabuleiro de gamão.</i>	38
3.13	<i>Método da divisão capacitiva.</i>	39
3.14	<i>Método do Centro de Gravidade. Na figura o conversor de tempo em amplitude tem como função apenas fazer a coincidência entre o sinal do anodo e o do catodo. A determinação da posição é determinada completamente no "Centroid Finding Filter".</i>	40
3.15	<i>Distribuição de altura de pulso em um catodo de pistas. Cinco canais adjacentes têm uma carga induzida maior que zero.</i>	41

- 3.16 *Circuito equivalente para uma linha de atraso usando componentes discretos. R , L e C são as resistências, indutâncias e capacitâncias da linha, expressas por unidade de comprimento.* 42
- 4.1 *Vista explodida das placas que compõem o detector . . .* 44
- 4.2 *Placa de leitura de posição na direção X . Nas extremidades das pistas há ligações com os "taps" das linhas de atraso.* 53
- 4.3 *Placa de circuito impresso utilizada para o plano de anodo. Os fios são esticados e soldados (paralelos entre si), sobre a placa. As ilhas, para a solda dos fios, são dispostas de maneira a aumentar a distância entre soldas. Esta placa é vazada no centro.* 54
- 4.4 *Placa de leitura de posição na direção Y , perpendicular a placa de leitura anterior. Esta placa também é vazada no centro.* 55
- 4.5 *Vista em corte da Caixa e do detector: a- Plano de Leitura de Posição com pistas (X); b- Plano de Anodo; c- Plano de Leitura de Posição Filar (Y); d- Linhas de Atraso; e- espaçadores.* 56
- 4.6 *Vista explodida da Caixa onde está acondicionado o detector. (a) Tampa Superior: contém a janela do detector onde é colada uma folha de Mylar aluminizado; (b) Parede Lateral: contém furações laterais para a entrada de gás na câmara; (c) Tampa Inferior: superfície onde são presos rigidamente os quatro suportes para a fixação das placas do detector.* 57
- 4.7 *Sistema de gás utilizado com o detector de raios X (figura cedida por M.A.L.Leite). V_i são válvulas e M_i são medidores de pressão.* 58
- 4.8 *Esquema elétrico de uma linha de atraso. Os "taps" numerados de 1 a 9 são ligados às pistas de leitura. . . .* 58

4.9	<i>O pulso positivo, induzido nas pistas do catodo, se propaga ao longo da linha de atraso e tem sua polaridade invertida ao passar pelo transformador toroidal de "ferrite". Este transformador também faz o "casamento" da impedância da linha com a eletrônica subsequente.</i>	59
4.10	<i>A "eficiência" de conversão do detector é calculada a partir das contribuições à absorção pelo Mylar e pela mistura gasosa P-10 na região interna à câmara mas fora da região de detecção e finalmente a contribuição da região ativa do detector. As dimensões não estão em escala.</i>	60
5.1	<i>Diagrama de blocos da eletrônica associada à medida de energia. A partir desta montagem é possível medir a distribuição de altura de pulsos no anodo; AT: fonte alimentadora de alta tensão positiva aplicada ao Anodo; PA: pré-amplificador de carga; AMP: amplificador.</i>	62
5.2	<i>Distribuição de alturas de pulso no Anodo para uma fonte de ^{55}Fe que emite raios X de 5,89keV.</i>	67
5.3	<i>Diagrama de blocos da eletrônica associada à medida de posição.</i>	68
5.4	<i>Pulsos com o mesmo tempo de subida porém com amplitudes diferentes. Tomando um valor de tensão como "threshold", pode-se notar a diferença em tempo para os dois sinais.</i>	68
5.5	<i>Método da Fração Constante onde o pulso é dividido em dois sendo um atenuado e invertido e outro atrasado de t_d.</i>	69
6.1	<i>Fator de Multiplicação em função da tensão aplicada ao anodo.</i>	72
6.2	<i>Esquema de montagem da eletrônica para a medida do Fator de Multiplicação M.</i>	74
6.3	<i>Espectros de Energia de Raios X emitidos por uma fonte de ^{55}Fe para alguns valores de tensão aplicados ao anodo.</i>	80
6.4	<i>Resolução em energia em função da tensão aplicada aos fios de anodo.</i>	81

6.5	<i>'Espectro de posição' ao longo da direção X. Foi utilizada uma fenda de $150\mu\text{m}$. A distância entre picos é de 5mm.</i>	82
6.6	<i>Posição de incidência da radiação X determinada pelo detector em função da posição obtida na leitura direta do relógio comparador.</i>	83
6.7	<i>Não Linearidade Integral Total para o catodo filar (a) e para o catodo de pistas (b).</i>	84
6.8	<i>Resposta do detector para iluminação uniforme. (a) Catodo Filar; (b) Catodo de Pistas de Circuito Impresso. As curvas levemente convexas em (a) e (b) ocorrem devido a distância finita entre a fonte de raios X e a janela do detector.</i>	85
6.9	<i>Não Linearidade Diferencial. a - coordenada Y(catodo filar); b - coordenada X (catodo de pistas de circuito impresso). Ao lado são histogramadas as distribuições de contagens para cada coordenada.</i>	86
6.10	<i>Montagem utilizada para a medida de resolução em posição.</i>	87
6.11	<i>Resolução em posição: (a) na direção y (catodo filar) e (b) na direção x (catodo de pistas) em função da tensão aplicada aos fios de anodo. Estas curvas não foram obtidas simultaneamente.</i>	88
6.12	<i>Iluminação do Detector através de uma máscara de lucite vasada com 81 furos circulares de 1mm de diâmetro com espaçamento de 10mm. A espessura da máscara é de 10mm.</i>	89
6.13	<i>Imagem obtida com o detector Bi-Dimensional. Iluminação feita com uma fonte de ^{55}Fe.</i>	90
6.14	<i>Radiografia de uma folha de parreira com largura de aproximadamente 10cm submetida a iluminação por uma fonte de ^{55}Fe distante 40cm da janela do detector.</i>	91
7.1	<i>Montagem original utilizada por Friedrich e Knipping, os idealizadores da câmara de Laue.</i>	94
7.2	<i>Ilustração representando a disposição das várias ordens de reflexão dos planos formado por átomos em um cristal.</i>	95
7.3	<i>Frente de onda incidindo nos planos atômicos e sua reflexão especular.</i>	96

7.4	Representação de uma rede cristalina tri-dimensional com seus diferentes planos de difração.	98
7.5	Montagem do sistema para a medida de difração de raios X pelo Dodecil-Sulfato de Sódio. A fenda, de largura $150\mu\text{m}$, representada na figura está posicionada a $(2, 0 \pm 0, 5)\text{mm}$ da amostra. A distância entre a amostra e o plano de anodo do detector é de $(155, 5 \pm 1, 0)\text{mm}$. O detector está representado pela figura de difração segundo os ângulos de Bragg.	104
7.6	Montagem utilizada para fazer uma "fenda eletrônica" em uma das direções do detector. Os sinais relativos às quatro saídas das linhas de atraso após passarem pelos discriminadores de fração constante-CFD são injetados em dois conversores de tempo em amplitude. Os sinais correspondentes a y_1 e y_2 são injetados em um "conversor de tempo em amplitude com analisador de monocanal" TAC/SCA, que permite a determinação dos níveis de discriminação alto (ULD) e baixo (LLD), fazendo portanto um "janelamento" em y . O sinal lógico padrão NIM gerado na saída do TAC/SCA está em coincidência com a saída do outro TAC que recebe os sinais relativos às coordenadas x . O resultado é apresentado no Multicanal MCA.	105
7.7	Representação pictórica da contribuição de fendas eletrônicas inadequadas. Na parte (a) pode-se verificar o efeito da tomada de uma fenda muito larga. A largura dos picos sofre influência da largura da fenda. Na parte (b) a fenda não está no centro do espalhamento e portando contribui com esta sombra na figura de difração.	106
7.8	Imagem da Difração de raios X no SLS com 49.10^3 eventos.	107
7.9	Figura de difração de raios X em uma amostra de Dodecil Sulfato de Sódio obtido a partir de uma "fenda eletrônica". Os picos de difração são representados na figura anterior por anéis concêntricos.	108
A.1	Circuito Diferenciador	112
A.2	Circuito Integrador	114

A.3	<i>Saída típica unipolar de um amplificador com formatação semi-gaussiana</i>	117
C.1	<i>Representação dos planos principais de um mesmo cristal.</i>	124
C.2	<i>Face unitária ou face fundamental.</i>	125

Capítulo 1

Introdução

Detectores de radiação ionizante têm sido empregados nos mais diversos campos de interesse da Física. Em particular, os contadores proporcionais multifilares apresentam versatilidade, e também o custo relativamente baixo como fatores importantes para sua utilização em experimentos com aceleradores de partículas. Tais dispositivos são utilizados, também, em técnicas de espalhamento de raios X e luz síncrotron.

Este trabalho descreve o projeto, a construção e caracterização de um detector proporcional multifilar com leitura de posição em duas dimensões, para detecção de imagens.

No capítulo 2 são discutidos os principais processos de interação da radiação, que se deseja detectar, com a matéria.

Características gerais como multiplicação de cargas em gás, formação do sinal no anodo e técnicas de leitura de posição são apresentadas no capítulo 3.

Nos capítulos 4.5 e 6 são apresentadas, respectivamente, a escolha da geometria do detector, a montagem do sistema de detecção e a caracterização do detector.

No capítulo 7 é descrita a operação do instrumento em uma medida de espalhamento de raios X por uma amostra policristalina (dodecil sulfato de sódio). É feita, também, a comparação com resultados obtidos através de emulsões fotográficas.

Capítulo 2

Interação da Radiação com a Matéria

2.1 Natureza da Interação

A operação de qualquer detector de radiação depende, basicamente, da maneira como a radiação, a ser detectada, interage com o material constituinte do próprio detector.

As diferentes formas de “radiação” podem ser classificadas em dois grandes grupos: partículas carregadas, tais como elétrons e partículas pesadas carregadas (prótons, partículas α , produtos de fissão, mésons carregados, etc.) e um grupo formado por neutrons, mésons neutros, ondas eletromagnéticas, etc.

2.2 Interação de Partículas Pesadas Carregadas

Partículas pesadas carregadas interagem principalmente por forças coulombianas. A detecção destas partículas depende, essencialmente, do fato de que, direta ou indiretamente, elas transferem energia para o meio que atravessam, através de processos de ionização ou excitação dos átomos constituintes.

Existem vários mecanismos responsáveis pela perda de energia de íons em um dado meio material:

- (i) **Excitação e Ionização**-Principal mecanismo de perda de energia para íons de alta velocidade ($v > v_0 = \frac{e^2}{\hbar} = \frac{c}{137}$, sendo v_0 a velocidade de Bohr ;
- (ii) **Colisão Nuclear**-Mecanismo predominante no caso de projéteis de baixa velocidade ($v < v_0$). Os íons transferem parte de sua energia, por choque elástico, ao átomo alvo que sofre um recuo;
- (iii) **Geração de Fótons**- Este mecanismo é relevante para íons com velocidades relativísticas. Ao serem desacelerados, os projéteis emitem luz ("bremsstrahlung");
- (iv) **Reações Nucleares**- Em combinações específicas de projétil, energia, e alvo, podem ser induzidas certas reações nucleares.

Pode-se definir o “Poder de Frenagem” - (S) para partículas carregadas em um dado absorvedor como a energia (dE) perdida em uma espessura dx do material como:

$$S = - \left(\frac{dE}{dx} \right) \quad (2.1)$$

Uma maneira conveniente para representar as perdas de energia é através da definição da seção de choque de frenagem:

$$\epsilon \equiv \frac{1}{N} \frac{dE}{dx} (eV cm^2) \quad (2.2)$$

onde $N \equiv N_0 \rho / M$ sendo N_0 o número de Avogadro, M a massa atômica e ρ a densidade do alvo.

A Fig.2.1 mostra um diagrama esquemático da seção de choque para frenagem de prótons em silício, para um intervalo de energia entre 100eV e alguns 20GeV.

A fórmula de Bethe e Bloch [Pe 87] descreve a perda média de energia de uma partícula carregada através processos de ionização

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{N_0 z^2 e^4}{m_0 v^2} \frac{Z}{A} \left[\ln \left(\frac{2m_0 v^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.3)$$

onde m_0 é a massa do elétron, z é a carga (em unidades de e) e v a velocidade do projétil, $\beta = \frac{v}{c}$, N_0 o número de Avogadro, Z e A o número atômico e a massa atômica do meio e x o comprimento do caminho medido em $\frac{g}{cm^2}$. O parâmetro I representa o potencial efetivo de ionização do absorvedor, e pode ser aproximado por $I \simeq 10Z(eV)$.

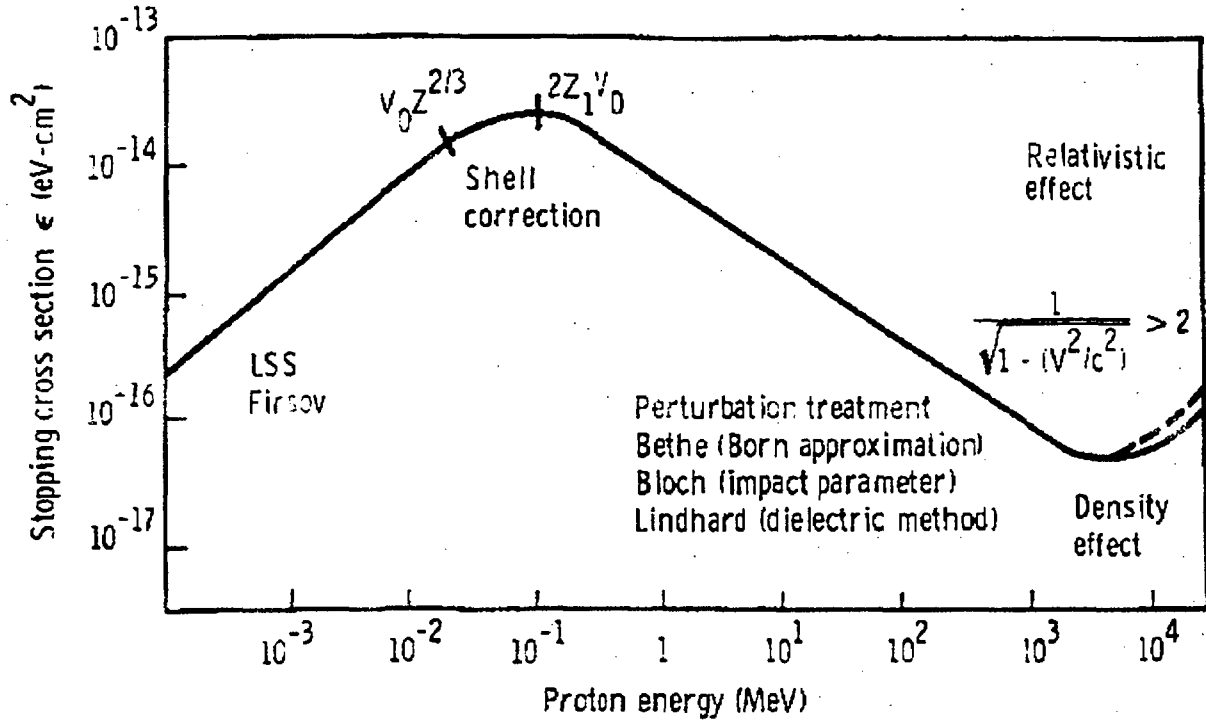


Fig. 2.1: Seção de choque de frenagem de protons em silício.
[Chu 80]

Pode-se notar, de (2.3), que dE/dx não depende da massa M da partícula e varia com o inverso do quadrado da velocidade no caso não relativístico. A dependência de dE/dx com o meio é muito fraca quando $\frac{Z}{A} \simeq 0,5$. dE/dx passa por um mínimo em $E \simeq 3Mc^2$ e aumenta logarithmicamente com $\gamma = E/Mc^2 = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$.

A equação (2.3) é válida na região entre 100keV e 5GeV da Fig.2.1. A partir daí aumentam as perdas de energia por emissão de fótons, “bremsstrahlung” e radiação Čerencov. Esta expressão começa, também,

a apresentar falhas quando a energia da partícula é pequena e a troca de carga com o absorvedor se torna importante. A partícula carregada tende a capturar elétrons do absorvedor reduzindo sua carga efetiva e portanto dE/dx .

A quantidade de energia perdida pode resultar na formação de pares de íons e elétrons no meio (cargas primárias). Os elétrons de maior energia (raios δ), podem produzir novas ionizações (cargas secundárias) na sua trajetória, resultando em uma carga total 3–4 vezes superior às cargas primárias. A máxima energia transferida a um elétron em cada interação, é dada, através da cinemática relativística de dois corpos, pela seguinte expressão[Sa 77]:

$$E_m = \frac{2mc^2\beta^2}{1 - \beta^2} \quad (2.4)$$

2.3 Interação de Elétrons Rápidos

A perda de energia de elétrons rápidos é menor comparativamente às partículas pesadas carregadas. Uma expressão semelhante à descrita por Bethe descreve as perdas de energia devido aos processos de ionização e excitação do meio [Kn 89].

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \frac{2\pi e^4 N Z}{M_0 v^2} \left(\ln \frac{m_0 v^2 E}{2 I^2} \gamma^2 - \ln 2 \left(\frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2} \right) + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8} \left(1 - \frac{1}{\gamma^2} \right) \right) \quad (2.5)$$

onde $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ e os outros símbolos têm o mesmo significado que na eq.2.3.

Elétrons podem ainda perder energia na forma de “bremsstrahlung” ou emissão de radiação eletromagnética. Segundo a teoria clássica, qualquer partícula carregada, acelerada, emite radiação. A perda de energia segundo este processo é dada por [Kn 89]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)}{137m_0^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (2.6)$$

Assim o “poder de frenagem” linear, para elétrons, é a soma das parcelas relativas às colisões e perdas por radiação.

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_c + \left(\frac{dE}{dx}\right)_r \quad (2.7)$$

2.4 Interação de Elétrons Lentos

Quando partículas ionizantes interagem com o meio podem produzir elétrons com energia da ordem de keV (raios δ). Estes têm uma distribuição de probabilidade para receber a energia E dada por [Sa 77]:

$$P(E) = K \frac{Z}{A} \frac{x}{\beta^2 E^2} \quad (2.8)$$

onde (x) é a espessura reduzida $\left(\frac{g}{cm^2}\right)$ e $K = \frac{2\pi N z^2 e^2}{m_0 c^2}$.

Integrando a expressão 2.8 em $E_0 - E_m$ obtém-se o número de elétrons δ neste intervalo de energia.

$$N(E \geq E_0) = \int_{E_0}^{E_m} P(E) dE = \int_{E_0}^{E_m} \frac{K z x dE}{\beta^2 A E^2} = W \left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_m} \right) \quad (2.9)$$

Dependendo da energia, os raios δ percorrem uma certa distância sofrendo choques elásticos e inelásticos com as moléculas do gás. O alcance total R_T para uma dada energia E pode ser calculado a partir da fórmula de Bethe-Bloch integrada sobre o caminho R_T . Levando-se em conta os efeitos aleatórios das colisões múltiplas, pode-se expressar o alcance para elétrons com energia de até algumas centenas de keV , como[Sa 77]:

$$R_P = 0,71 E^{1,72} \quad (2.10)$$

onde o alcance é dado em g/cm^2 e a energia E em MeV .

A Fig.2.2 mostra a variação do alcance do elétron com a energia.

2.5 Interações com fótons

As três formas mais importantes de interação dos fótons com a matéria são: a absorção fotoelétrica, espalhamento Compton ou colisão incoerente e produção de pares. Estes processos conduzem à transferência parcial ou total da energia do fóton para o elétron.

2.5.1 Absorção Fotoelétrica

Quando um átomo é irradiado por fótons de energia suficientemente alta, há uma probabilidade finita de que haja a emissão de elétrons.

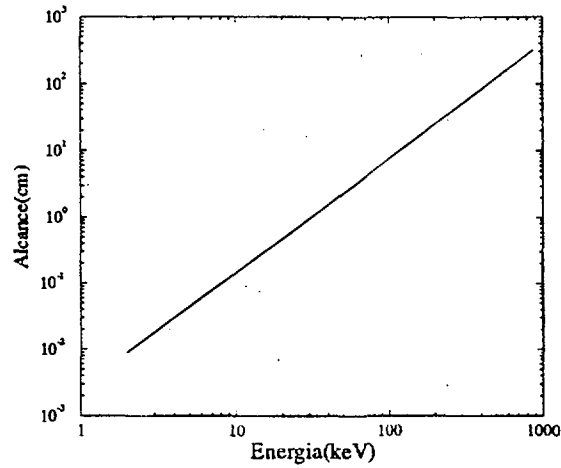


Fig. 2.2: Alcance do elétron no argônio à pressão de 700 Torr e temperatura de 298 K.

[Sa 77]

A este processo se dá o nome de efeito fotoelétrico no caso de átomos. No núcleo há uma interação análoga onde a radiação γ é absorvida por este, que emite um nucleon. A este processo dá-se o nome de fotodesintegração. Este segundo efeito não será discutido, por não estar dentro dos objetivos deste trabalho. Em ambos os casos as partículas ejetadas estão ligadas, já que a presença do átomo, ou núcleo, é fundamental para a conservação da quantidade de movimento total.

No processo de absorção fotoelétrica, um fóton de energia $\hbar\omega$ é aniquilado, sendo criado um elétron livre com energia cinética:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} = \hbar\omega - \epsilon \quad (2.11)$$

onde $\hbar\omega > \epsilon$ e ϵ é a energia do estado ligado do elétron.

A absorção fotoelétrica ocorre mais intensamente quando a energia do fóton é pouco maior que a energia de ligação dos elétrons do absorvedor, como pode ser visto na Fig.2.3.

O cálculo da seção de choque total para o efeito fotoelétrico é feito em detalhes por Heitler [Hei 36] e é reproduzido no Apêndice B.

Para fótons de energia elevada (comparada à energia de ionização da camada K) obtém-se a seção de choque para absorção fotoelétrica pela expressão (V. apêndice B):

$$\sigma_K = \frac{32\sqrt{2}}{3} \pi \frac{Z^5}{137^4} r_0^2 \left(\frac{m_0 c^2}{\hbar\omega} \right)^{\frac{7}{2}} \quad (2.12)$$

onde r_0 é o raio clássico do elétron.

Segundo Dyson [Dy 73], para fótons de energia $\hbar\omega \gg m_0 c^2$ a seção de choque varia muito mais lentamente que $(\hbar\omega)^{-\frac{7}{2}}$, e:

$$\sigma_K = 4\pi r_0^2 \frac{Z^5}{137^4} \frac{m_0 c^2}{\hbar\omega} \quad (2.13)$$

existindo outros processos que se tornam mais importantes que a absorção fotoelétrica, discutidos a seguir.

A variação da seção de choque com a energia do fóton é ilustrada na Fig.2.3. O procedimento é semelhante para os outros níveis, bastando para isto mudar a função de onda do estado ligado do átomo. Isto pode ser visto através dos "saltos" na curva do molibdênio e chumbo (Fig.2.3).

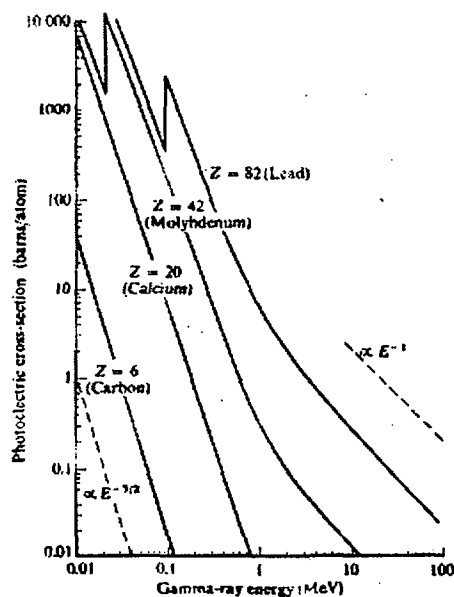


Fig. 2.3: Seções de Choque Fotoelétricas como função da energia do fóton. As linhas tracejadas mostram os limites correspondentes a E^{-1} e $E^{-1/2}$.

[Dy 73]

Quando ocorre a absorção fotoelétrica, a parcela $\hbar\omega - \epsilon$ é transferida sob a forma de energia cinética ao fotoelétron, sendo o restante utilizado em mecanismos de de-excitação do átomo.

Quando há uma vacância em uma camada interna, o átomo sofre mudança para um estado de menor energia, liberando o excedente de energia sob a forma de fótons de raios X, processo conhecido por fluorescência. Alternativamente, uma de-excitação sem a emissão de luz pode ocorrer, onde a energia disponível é usada para liberar um elétron de uma camada mais externa (emissão Auger [Be 65]).

O esquema da Fig.2.4 ilustra o processo Auger para a camada K. Na emissão da linha KL_1L_1 , um elétron $2s$ realiza uma transição para o nível $1s$ enquanto que o outro elétron de $2s$ é ejetado. De forma similar KL_1L_2 , envolve o preenchimento da vacância K por um elétron $2s$ enquanto que $2p$ é ejetado.

2.5.2 Probabilidade Relativa da Fluorescência e Emissão Auger

Pode-se definir probabilidade relativa de fluorescência ω como sendo:
 $\omega = (\text{Número de raios X})/(\text{Número de vacâncias primárias}).$

Para a camada K temos [Be 65]:

$$\omega_K = \frac{P_{KX}}{P_{KX} + P_{KA}} \quad (2.14)$$

onde P_{KX} é a probabilidade de emissão de raios X no decaimento para a camada K e P_{KA} é a probabilidade de emissão de um elétron K-Auger. $\omega_A = 1 - \omega_K$ é a taxa de ocorrência de emissão Auger.

Uma estimativa de Wenzel [We 27] indica que P_{KA} independe de Z enquanto que P_{KX} varia, grosso modo, com Z^5 .

A Fig.2.5 mostra a de-excitação atômica por fluorescência em função do número atômico do elemento. De acordo com 2.14 a emissão de elétron Auger se dá complementarmente à fluorescência. Para o caso do Ar ($Z = 18$) a taxa de fluorescência é 12% enquanto que a emissão de elétron Auger é responsável por 88% do processo de de-excitação.

2.5.3 Espalhamento Compton

Neste processo, um fóton sofre espalhamento ao incidir sobre um elétron do material absorvedor. Este processo começa a se tornar relevante para energias do fóton $\hbar\omega$ comparáveis a $m_0c^2 = 0,511\text{MeV}$.

O fóton γ incidente é espalhado de um ângulo θ em relação à direção original, transferindo parte de sua energia para o elétron espalhado, como mostra a Fig.2.6

Assim, partindo da conservação da energia,

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega + E_e \quad (2.15)$$

e a conservação do momento na direção da onda incidente como

$$\frac{\hbar\omega_0}{c} = \frac{\hbar\omega}{c} \cos \theta + p \cos \theta' \quad (2.16)$$

pode-se escrever a energia do fóton espalhado como

$$\hbar\omega = \frac{1}{1 + \frac{E_e}{m_0c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.17)$$

A probabilidade do espalhamento Compton por átomo do absorvedor [Kn S9], depende do número de elétrons disponíveis como centros espalhadores e portanto cresce (linearmente) com Z .

A distribuição angular dos fótons espalhados, i.e.. a seção de choque diferencial de espalhamento [Ev 55] é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (2.18)$$

onde $\alpha \equiv \hbar\omega/m_0c^2$ e r_0 é o raio clássico do elétron. A dedução da equação 2.18 está feita em detalhes em [Hei 36].

2.5.4 Produção de Pares

Quando a energia dos fótons excede $2m_0c^2 = 1,022\text{MeV}$, ocorre um terceiro tipo de interação γ . Nesta interação, conhecida como Produção de Pares (Fig.2.7), o fóton é completamente absorvido e em seu lugar aparece um par pósitron-elétron cuja energia total é igual a $\hbar\omega$, energia do fóton incidente.

Esta interação só ocorre na presença de um campo coulombiano, gerado pelo núcleo atômico. Pela conservação da energia pode-se escrever que:

$$\hbar\omega = (E_- + m_0c^2) + (E_+ + m_0c^2) \quad (2.19)$$

onde E_+ e E_- são respectivamente as energias cinéticas do pósitron e do elétron.

Em [Hei 36] é deduzida a expressão da seção de choque total para produção de pares criados nesta interação:

$$\sigma = \frac{1}{137} r_0^2 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2\hbar\omega}{m_0c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (2.20)$$

para $m_0c^2 \ll \hbar\omega \ll \frac{137m_0c^2}{Z^{\frac{1}{3}}}$ (algo como 16MeV para o chumbo) e

$$\sigma = \frac{1}{137} r_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \right) \right] \quad (2.21)$$

para $\hbar\omega \gg \frac{137m_0c^2}{Z^{\frac{1}{3}}}$.

A importância dos três processos descritos acima, para diferentes materiais absorvedores e diferentes energias de raios γ está convenientemente ilustrada na Fig.2.8. A curva da esquerda mostra a energia em que a absorção fotoelétrica e o espalhamento Compton são igualmente prováveis como função do número atômico do material absorvedor. A curva da direita representa a energia para igual probabilidade de ocorrência de espalhamento Compton e produção de pares. É possível notar que para o argônio ($Z = 18$) a probabilidade de ocorrência de espalhamento Compton começa a competir com a absorção fotoelétrica para energias acima de 100keV.

2.5.5 Coeficiente de Atenuação de Massa

A probabilidade de um fóton atravessar um absorvedor sem qualquer tipo de interação é o produto das probabilidades da radiação sobreviver a cada particular tipo de interação. Assim pode-se definir o coeficiente de atenuação de massa como:

$$\frac{\mu_0}{\rho} = \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)_{fe} + \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)_{comp} + \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)_{pp} \quad (2.22)$$

onde ρ é a densidade do meio absorvedor e $\sigma_{fe}, \sigma_{comp}, \sigma_{pp}$ são respectivamente as seções de choque total para a absorção fotoelétrica, espalhamento Compton, e produção de pares. A Fig.2.9 mostra a variação do coeficiente de atenuação de massa em função da energia dos fótons incidentes.

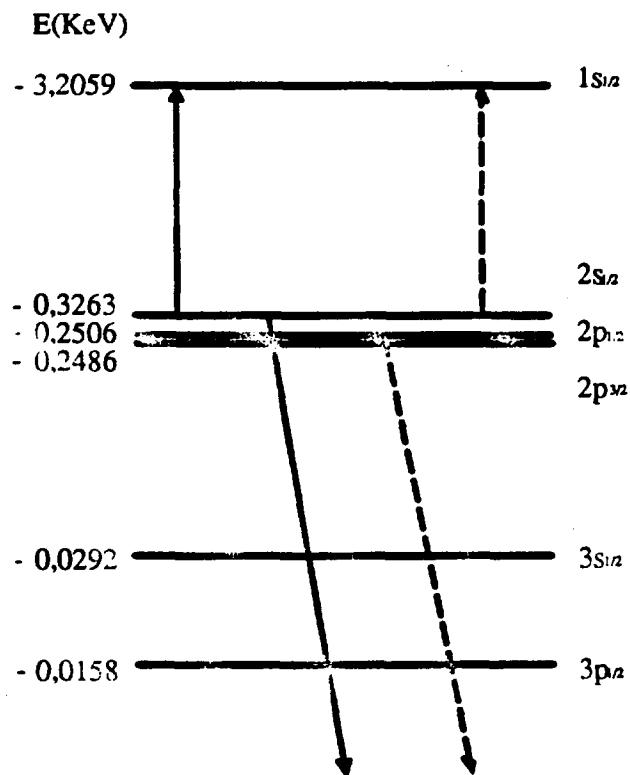


Fig. 2.4: Níveis de energia do Ar. No esquema estão representados os níveis em keV. A linha contínua representa a transição KL_1L_1 e a linha pontilhada representa a transição KL_1L_2 .

[Br 86]

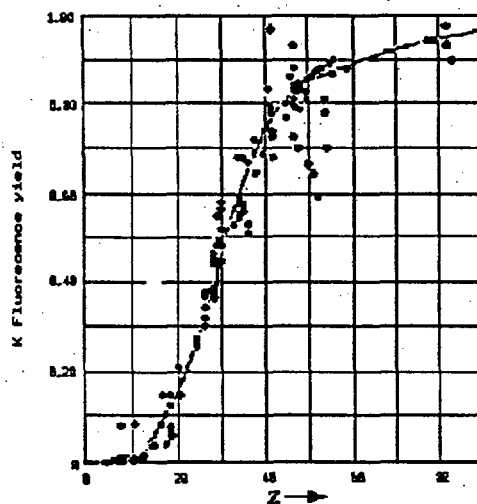


Fig. 2.5: Taxa de fluorescência da camada K como função do número atômico.

[Dy 73]

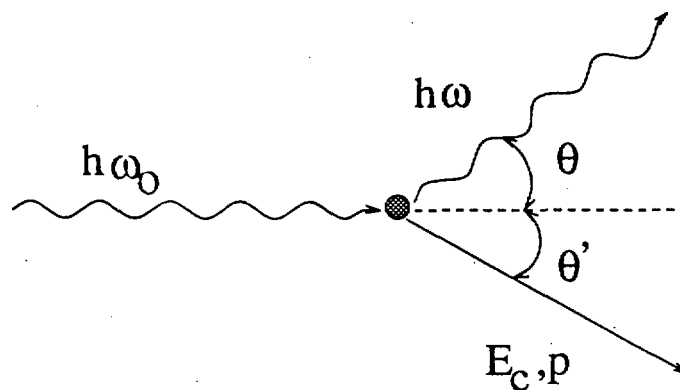


Fig. 2.6: Um fóton incidente $h\omega_0$ interage com um elétron quase-livre, espalhando este a um ângulo θ' .

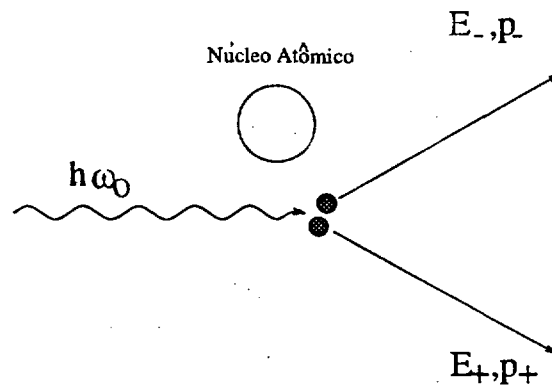


Fig. 2.7: Um fóton incidente $h\omega_0$ na presença de um núcleo atômico e é aniquilado, sendo criados um pósitron e um elétron, de energia cinética total igual à energia do fóton incidente $h\omega$.

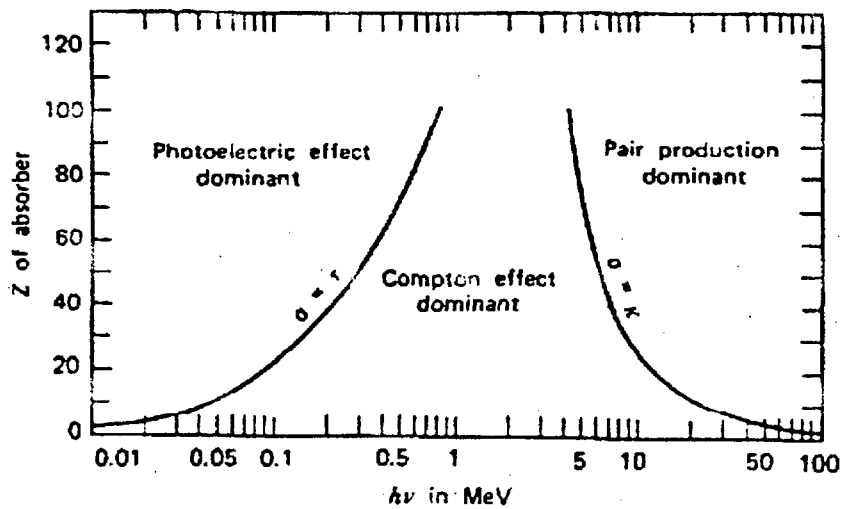


Fig. 2.8: Importância relativa das três maiores interações de radiação γ com a matéria.

[Ev 55]

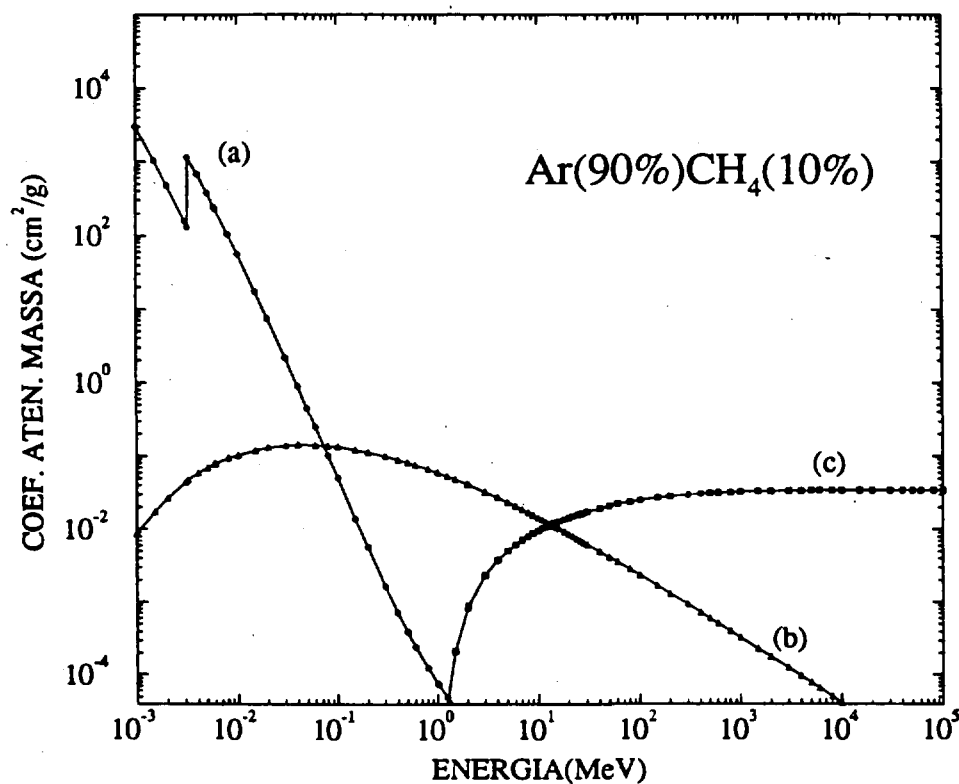


Fig. 2.9: Coeficiente de Atenuação de Massa do gás Ar(90%) CH₄(10%), a pressão normal, para: (a) Absorção Fotoelétrica; (b) Espalhamento Compton; (c) Produção de Pares.
[XCo 87]

NEXT PAGE(S)
left BLANK

Capítulo 3

Contadores a Gás

Contadores preenchidos com gás estão entre os mais antigos detectores de partículas ionizantes. Câmaras de ionização já eram usadas no século XIX em trabalhos de condução elétrica em gases. Sua operação se baseia na coleção da carga criada pela ionização do gás, através de um campo elétrico.

Contadores proporcionais, desenvolvidos pela primeira vez por Rutherford e Geiger (1908), têm como características principais o fenômeno de multiplicação de cargas no gás e a proporcionalidade entre a carga coletada e a produzida na interação primária. O contador Geiger-Müller(1928) tem características semelhantes ao contador proporcional, entretanto não consegue discriminar as energias das partículas que o atingem.

Um contador com geometria simples (Fig.3.1) é formado por um fio metálico esticado, ligado à alta tensão positiva e envolvido por um tubo também metálico “aterrado”. O tubo é preenchido com um gás

inerte. Após uma partícula ionizante interagir com o gás do detector é produzida uma carga q_0 , chamada carga primária. A quantidade de carga q coletada no fio de anodo em função da tensão aplicada pode ser vista na Fig.3.2.

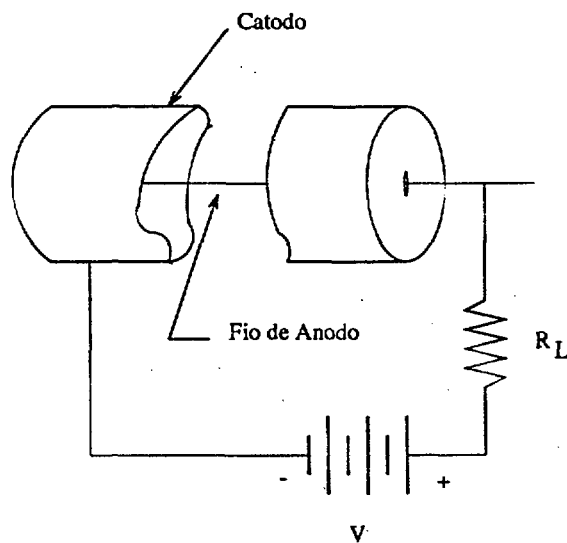


Fig. 3.1: Elementos básicos de um contador a gás simples de geometria cilíndrica.

Quando a tensão é muito baixa (região I), algumas ou todas as cargas são recombinadas, não chegando ao fio de anodo. A partir de uma certa tensão (região II) todas as cargas produzidas na ionização primária são coletadas. A esta região dá-se o nome de “região de câmara de ionização”.

Aumentando-se ainda mais a tensão (região III) cada elétron primário, sob a ação do campo elétrico, pode adquirir energia cinética suficiente para produzir novas ionizações. O número de cargas co-

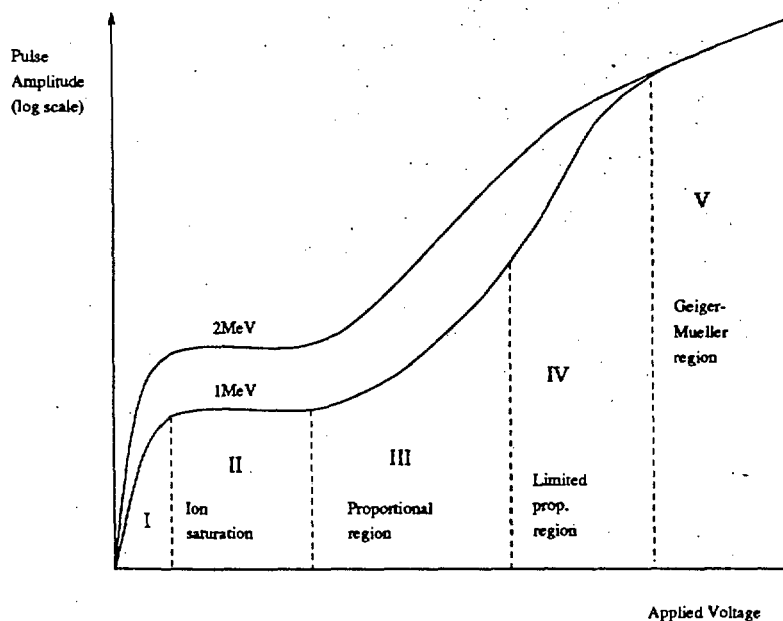


Fig. 3.2: Diferentes regiões de operação de detectores a gás. As duas curvas representam energias distintas (1 e 2 MeV) da partícula incidente.

[Kn 89]

letadas no anodo é proporcional ao número de elétrons primários produzidos, daí a região ser chamada de “região proporcional”.

Na região IV começam a aparecer efeitos “não lineares”. Embora os elétrons sejam coletados rapidamente, os íons positivos movem-se mais lentamente causando deformação no campo elétrico na região do fio envolvida pela distribuição de carga (efeito de carga espacial). Se a tensão aplicada é suficientemente alta (região V), a descarga produzida no interior do detector se propaga ao longo do fio de anodo devido à emissão de fótons ultravioleta e consequente ionização. A descarga não

é mais localizada. A carga espacial criada pelos íons positivos pode se tornar dominante e o detector perde completamente a capacidade de discriminar a energia da partícula incidente. Esta região é chamada "Geiger-Müller".

3.1 Multiplicação de Cargas no Gás

A carga produzida na interação da partícula ionizante que se deseja detectar, com o gás do contador proporcional, tem energia cinética suficiente para produzir novas cargas através de interações coulombianas.

Os elétrons liberados por essas ionizações vão ser acelerados na direção do anodo devido ao campo elétrico existente. Dependendo da intensidade do campo elétrico aplicado, os elétrons livres podem provocar diferentes modos de excitação e ionização das moléculas do gás.

Uma molécula tem vários modos característicos de excitação que crescem em número e complexidade para moléculas poliatômicas. Em particular para gases nobres, largamente utilizados em contadores proporcionais, as excitações ocorrem sobre a forma de absorção de fótons. Já para moléculas poliatômicas tais como hidrocarbonetos, freon, metano, etc., usados normalmente como gases de "quenching" [Kn 89] em contadores proporcionais, podem ocorrer transições de natureza rotacional ou vibracional como formas de excitação.

Durante o deslocamento, as cargas livres colidem com átomos neutros do gás produzindo novas ionizações. Este processo de multiplicação

de cargas em cascata é conhecido como avalanche de Townsend [Kn 89]. A Fig.3.3 mostra a seção de choque de ionização por elétrons, em função da energia do elétron (em eV).

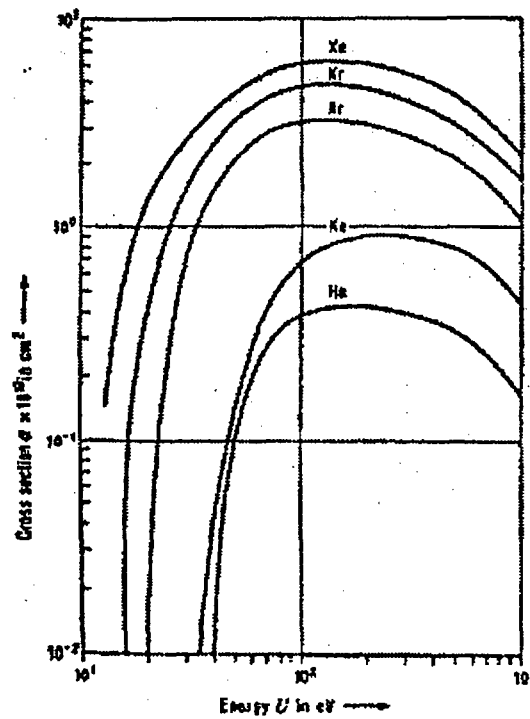


Fig. 3.3: Seção de choque de ionização em função da energia do elétron para alguns gases nobres.

[Cha 70]

O incremento no número de elétrons por unidade de comprimento é dado por:

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (3.1)$$

onde α é o primeiro coeficiente de Townsend para o gás [Kn 89]. Este coeficiente é o inverso do livre caminho médio para a ionização [Sa 77].

Assim, o fator de multiplicação para uma dada região de interesse é obtido pela integração de 3.1.

$$M = \exp \left[\int_{x_c}^a \alpha(x) dx \right] \quad (3.2)$$

onde a é o raio do fio e x_c é a distância crítica a partir da qual começa a avalanche.

Uma expressão analítica para o fator de multiplicação em gases foi obtida por Rose e Korff [Ro 41]:

$$M = \exp \left[\sqrt{\left(\frac{4kN}{V_T} \left(\frac{C}{l} \right) a \right)} \left(V - \sqrt{VV_T} \right) \right] \quad (3.3)$$

onde a é o raio do fio de anodo, $\frac{C}{l}$ é a capacitância por unidade de comprimento do detector (pF/m), $\epsilon_0 = 8,85 pF/m$, N o número de moléculas por unidade de volume (cm^{-3}), k o coeficiente de Korff em cm^2/kV e V_T o limiar de tensão, a partir do qual se dá início à multiplicação de cargas.

O livre caminho médio para a ionização é definido como a distância média que um elétron tem que percorrer antes que seja envolvido em uma colisão que provoque a ionização do gás. A Fig.3.4 mostra a variação do coeficiente de Townsend (α/p), em função da intensidade do campo elétrico (E/p), para os gases nobres, onde p é a pressão do gás em $mmHg$. Para a geometria cilíndrica o campo elétrico aumenta

na direção da avalanche.

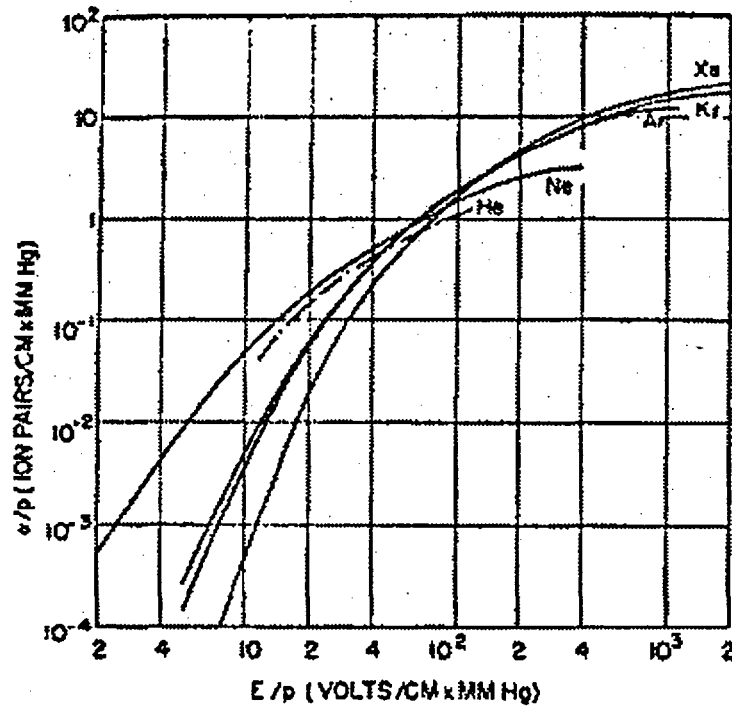


Fig. 3.4: Variação do coeficiente de Townsend em função da intensidade do campo elétrico ao redor do fio de anodo, para os gases nobres. [Cha 70]

Devido à diferença na mobilidade de elétrons e íons [Sa 77] no gás, o fenômeno da avalanche produz uma distribuição de cargas no formato de uma “gota”, como é representado na Fig.3.5.

A Fig.3.6 ilustra o desenvolvimento de uma avalanche em um contador proporcional, com geometria cilíndrica. Graças à difusão lateral e ao diâmetro do fio de anodo, a avalanche envolve o anodo. Os elétrons são rapidamente coletados e os íons são repelidos na direção dos catodos.

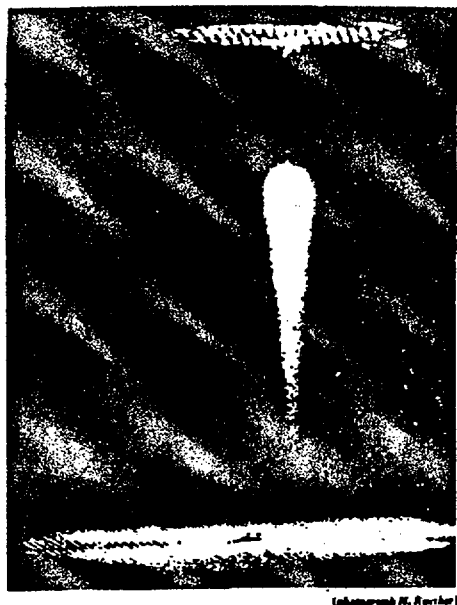


Fig. 3.5: Distribuição de cargas em forma de gotículas.

[Lo 61]

dos.

3.2 Resolução em Energia

Supondo que a distribuição das alturas de pulso no detector é da forma gaussiana, que na ausência de ruído o pulso de saída tem amplitude constante; que o ruído tem uma tensão máxima V_n e está a todo momento superposto ao sinal, a tensão resultante é $v = V + V_n$. A distribuição de tensão é dada segundo [Ni 74]:

$$P(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}V_n} \exp\left(-\frac{(V-v)^2}{2V_n^2}\right) \quad (3.4)$$

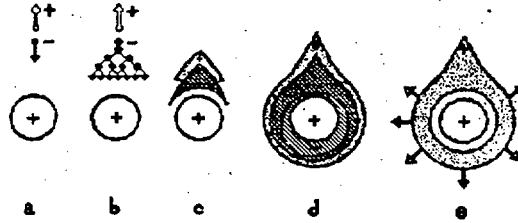


Fig. 3.6: Evolução temporal da avalanche. (a) Produção da carga primária que se dirige ao anodo. (b) Multiplicação da carga à medida que a intensidade do campo elétrico aumenta. (c,d) Devido a difusão lateral a gota começa a envolver o fio. (e) Após a coleta das cargas negativas no anodo, a distribuição de cargas positivas é repelida pelo anodo e se dirige aos planos de catodo.

[Sa 77]

onde V_n^2 é a tensão quadrática média do ruído.

O valor de v para que a probabilidade $P(v)$ caia para a metade do seu valor máximo é dada por:

$$v = V \pm V_n \sqrt{2 \ln 2} = V \pm \frac{V_{fwhm}}{2} \quad (3.5)$$

Portanto, $V_{fwhm} = 2,36V_n$.

Um analisador multicanal de altura de pulso converte o sinal para uma palavra digital e incrementa o canal correspondente ao intervalo que contem aquele valor de tensão. Assim a resolução em energia pode ser dada por:

$$\frac{E_{fwhm}}{E} = 2,36 \frac{\sigma}{H_0} \quad (3.6)$$

onde H_0 é a posição do pico ajustado por uma função gaussiana com desvio padrão σ .

3.3 Contadores Proporcionais Multifilares

Contadores proporcionais multifilares, hoje largamente utilizados em Física de Altas Energias, foram concebidos no final da década de 60 por George Charpak¹ e desenvolvido por seu grupo de pesquisa no CERN²[Ch 68]. Uma característica fundamental destes dispositivos é o ganho na carga primária, produzida na interação da partícula com o detector, devido ao efeito de multiplicação de cargas no gás.

O primeiro contador desenvolvido por Charpak consistia de um plano formado por fios, de aço inoxidável com diâmetro de $40\mu\text{m}$, paralelos entre si, esticados entre dois planos. Os planos, também de fios de aço inoxidável, com diâmetro $50\mu\text{m}$ espaçados entre si de $0,5\text{mm}$ delimitavam a região útil do detector. A distância entre as placas era de $0,75\text{cm}$.

A Fig.3.7 mostra, a partir das linhas equipotenciais, que o contador multifilar se comporta, nas imediações dos fios de anodo como contadores unifilares de geometria cilíndrica, sujeitos a um campo elétrico

¹George Charpak recebeu o prêmio Nobel de Física de 1992 por suas pesquisas no desenvolvimento de contadores proporcionais.

²CERN-Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire-Suiça

dado por:

$$E = \frac{V_0}{r \ln \left(\frac{b}{a} \right)} \quad (3.7)$$

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

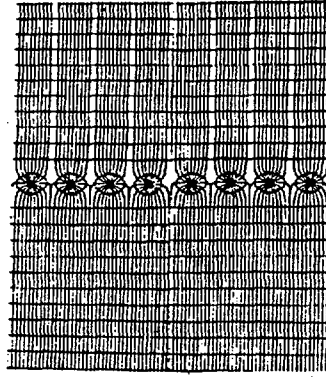


Fig. 3.7: Linhas equipotenciais de um detector multifilar. Nas proximidades dos fios o campo elétrico se aproxima do campo elétrico no interior de um contador cilíndrico.

Para uma montagem infinita de fios de diâmetro d espaçados, entre si, de uma distância s e separados de L de cada plano de catodo, o potencial é dado por [Sa 77]:

$$V(x, y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{2\pi l}{s} - \ln \left[\sin^2 \frac{\pi x}{s} + \sinh^2 \frac{\pi y}{2} \right] \right) \quad (3.8)$$

e a capacitância por unidade de comprimento é dada por:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{\pi l}{s} - \ln \left(\frac{\pi d}{s} \right)} \quad (3.9)$$

Ao longo das linhas de simetria $x = 0$, $y = 0$ e $x = s/2$ temos:

$$\begin{aligned} V(0, y) &= \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(\sinh \frac{\pi y}{s} \right) \rightarrow E_y = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \coth \frac{\pi y}{s} \\ V(x, 0) &= \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(\sinh \frac{\pi x}{s} \right) \rightarrow E_x = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \cot \frac{\pi x}{s} \\ V\left(\frac{s}{2}, y\right) &= \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0} \ln \left(\cosh \frac{\pi y}{s} \right) \rightarrow E_y = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \tanh \frac{\pi y}{s} \end{aligned} \quad (3.10)$$

A grandes distâncias, o campo elétrico se torna uniforme. Para $y = s/2$, $\tanh$ e $\coth$ são iguais dentro de $\pm 9\%$. Para uma dada tensão V_0 aplicada entre os eletrodos, a carga q é dada por:

$$q = \frac{CV_0}{2 \left(\ln \sinh \left(\frac{\pi L}{s} \right) - \ln \sinh \left(\frac{\pi d}{2s} \right) \right)} \quad (3.11)$$

3.3.1 Formação do Sinal no Anodo

Na região em torno do fio, o campo elétrico é $2q/r$. A Fig.3.8 mostra a variação do campo elétrico em função da distância a partir do centro do fio de anodo.

Uma carga Ne que se move na direção do fio de anodo, provoca uma queda de tensão ΔU . Isto equivale a um trabalho $Ne\Delta U$ realizado contra a força eletrostática. Isto é compensado pelo circuito externo que se encarrega de manter a tensão constante. A carga é:

$$\Delta Q = \frac{Ne\Delta U}{V_0} \quad (3.12)$$

Se as cargas se movem no campo elétrico E , ΔQ varia com o tempo

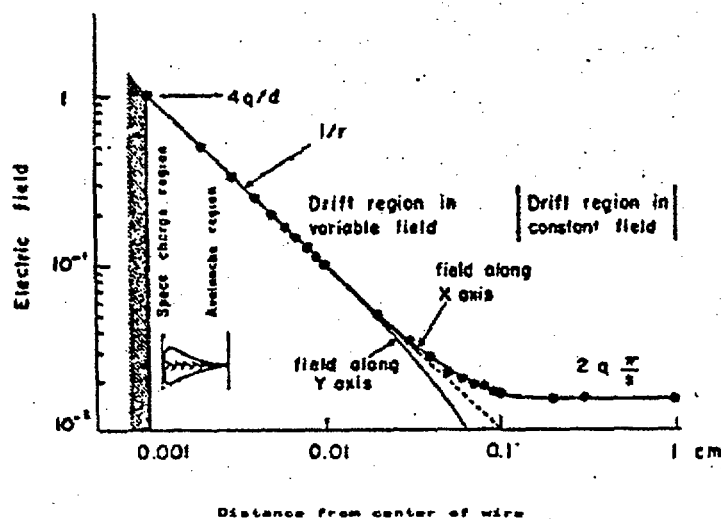


Fig. 3.8: Variação do campo elétrico em função da distância da distribuição de carga até o centro do fio de anodo.

[Cha 70]

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta r} \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{Ne \Delta U}{V_0 \Delta r} w E \quad (3.13)$$

é a corrente elétrica no fio, para w representando a mobilidade das cargas. Desde que as cargas são liberadas simultaneamente, a corrente será a soma das contribuições do movimento dos íons e dos elétrons.

Próximo ao fio, o campo elétrico é tão intenso que apesar da menor mobilidade dos íons positivos, estes contribuem com a maior parte do pulso durante os primeiros 100ns.

Segundo Charpak [Cha 70] a formação do pulso como função do tempo para um contador multifilar é dada por:

$$Q(t) = \frac{q}{CV_0} Ne \left[\ln \frac{e^{2\beta(t+t_0)} - 1}{e^{2\beta t_0} - 1} \right] \quad (3.14)$$

onde q é a carga por unidade de comprimento do fio, $\beta = \frac{2q\pi^2 w}{s^2}$, w a mobilidade dos íons positivos, $t_0 = \beta^{-1} \ln \left(\cosh \frac{\pi d}{2s} \right)$, d é o diâmetro do fio de anodo e s a distância entre fios.

Para uma câmara com espaçamento entre fios de anodo $s = 2\text{mm}$, distância entre planos de anodo e catodo $L = 8\text{mm}$, tomando a mobilidade para o argônio como $w = 1,3 \frac{\text{cm s}^{-1}}{\text{V cm}^{-1}}$ com uma tensão aplicada de $V_0 = 3000\text{V}$, os íons chegam até os catodos em $t_{\text{max}} = 145\mu\text{s}$, enquanto que o tempo de coleção dos elétrons é de $t_0 = 1,8\text{ns}$ e $\beta = 7\mu\text{s}^{-1}$.

3.3.2 Cargas Induzidas nos Catodos

A nuvem de íons positivos, além do sinal do anodo, também é responsável pela indução de cargas nos planos de catodo. A Fig.3.9 mostra os pulsos induzidos nos catodos. Se a distância entre planos de catodo e o anodo é L e a carga Q_A é pontual e está localizada no plano de anodo, a densidade de carga induzida sobre os catodos pode ser escrita, segundo Endo [En 81] como:

$$\rho(x, y) = -\frac{Q_A}{2\pi} \sum_{i=1}^{\infty} (-1)^i \frac{(2i+1)L}{[(2i+1)^2 L^2 + x^2 + y^2]^{\frac{3}{2}}} \quad (3.15)$$

Integrando a distribuição de cargas em uma dimensão pode-se obter

$$\rho(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y) dy = -\frac{Q_A}{4L} \cosh^{-1} \frac{\pi x}{2L} \quad (3.16)$$

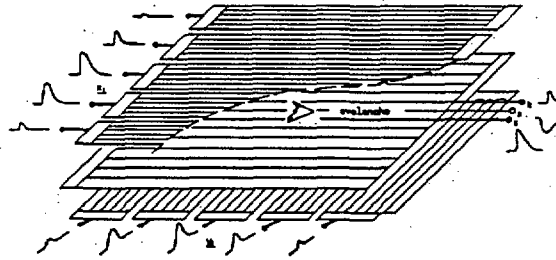


Fig. 3.9: Sinal induzido nos planos de catodo, devido à avalanche.
[Ch 79]

A medida da distribuição de cargas induzidas nas pistas de catodo fornece informações sobre a posição onde se deu a avalanche.

3.4 Contadores Proporcionais Sensíveis à Posição

Como a avalanche ocorre em uma região localizada do fio de anodo, alguns métodos foram desenvolvidos para a determinação da posição da avalanche. É comum o emprego de eletrodos resistivos para a leitura de posição onde o anodo e/ou catodos têm uma resistência finita. Outras técnicas usam linhas de transmissão.

A eletrônica de medida de posição, através da utilização de eletrodos resistivos [Ch 63, Oh 88], é esquematicamente mostrada na Fig.3.10. Na Fig.3.11 a medida de posição também se dá pela divisão resistiva, contudo esta utiliza o sinal induzido nas pistas de catodo, que estão

acopladas por elementos resistivos.

Em ambos os casos a carga, produzida na avalanche, chega a uma determinada posição do anodo, e é dividida no eletrodo resistivo. As frações da carga total são coletadas nas extremidades do eletrodo por amplificadores.

A posição é dada pela razão entre a carga total coletada e carga em uma das extremidades do eletrodo, segundo a expressão:

$$x = \frac{Q_A}{Q_A + Q_B} \quad (3.17)$$

onde Q_A e Q_B são as frações da carga total e x é a posição da avalanche.

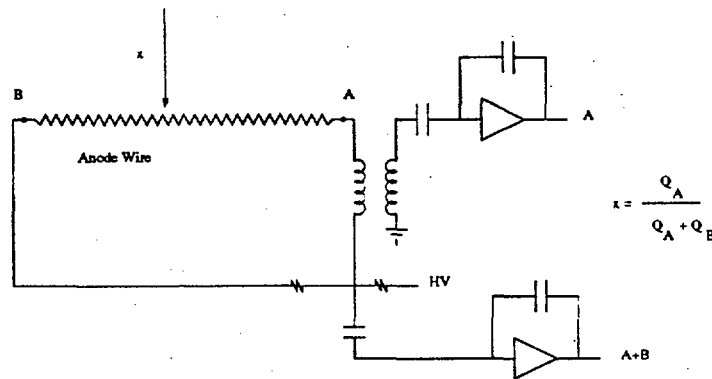


Fig. 3.10: Representação esquemática de um detector com anodo resistivo.

[Yu 91]

Uma outra técnica, conhecida como “método do tempo de subida” [Bor 68], utiliza anodos altamente resistivos como camadas de grafite pirolítico ($2 - 8\text{k}\Omega/\text{mm}$) depositado em uma fina fibra de quartzo. O detector com estas características atua como uma linha de atraso RC.

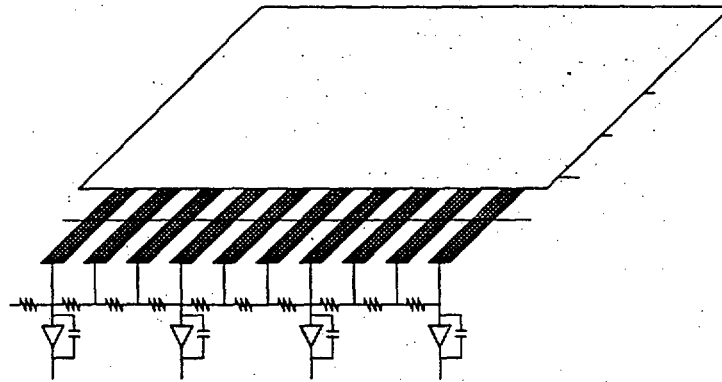


Fig. 3.11: Detector com divisão resistiva da carga induzida nas pistas de catodo.

[Yu 91]

Assim, se os extremos do anodo são terminados com uma rede RC conveniente, o tempo de subida do sinal que chega aos extremos do anodo é proporcional à distância entre as extremidades e a posição da avalanche. Este método apresenta limitações para altas taxas de contagens ou medidas de coincidência rápida.

Desenvolvido por Allemand e Thomas [Al 76], o “método do jogo de gamão” utiliza uma geometria que lembra um tabuleiro de gamão, como pode ser visto na Fig.3.12, onde o plano de leitura é dividido em duas partes que se interpenetram. A posição é dada pela razão entre as cargas em uma das duas partes e a carga total.

O método da “divisão capacitiva de carga” [Sm 88] utiliza a divisão de carga de forma semelhante ao método resistivo, todavia considera-se a capacitância de acoplamento entre as pistas de catodo. Este método é ilustrado na Fig.3.13. No catodo com uma pista intermediária simples,

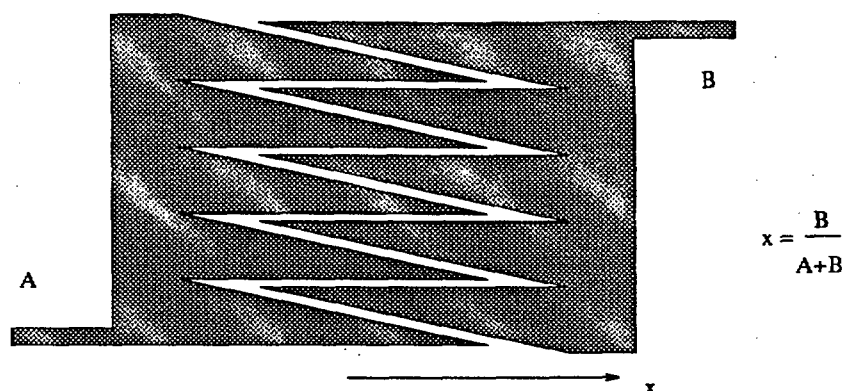


Fig. 3.12: Catodo em forma de tabuleiro de gamão.
[Yu 91]

a carga induzida nesta pista é acoplada a duas pistas vizinhas através da capacitância C_1 . Uma fração da carga induzida é perdida para “terra” devido à capacitância C_2 , causando uma não linearidade na divisão de carga. Se $C_1 \gg C_2$ essa não linearidade é desprezível. Uma vantagem da divisão capacitiva de carga é a redução da capacitância de entrada do pré-amplificador.

No “método do centro de gravidade” [Ch 73, Ch 79], as pistas de leitura são ligadas diretamente a amplificadores (Fig.3.14). Se q_i é a carga efetiva na pista S_i , o centro de gravidade ($\bar{s}$) é definido para um grupo de cargas induzidas em pistas adjacentes como:

$$\bar{s} = \sum (q_i - b) \frac{S_i}{Q} \quad (3.18)$$

onde $q = \sum (q_i - b)$ e b é o nível de discriminação de carga. A soma se estende apenas para valores positivos de $(q_i - b)$, medidos em gru-

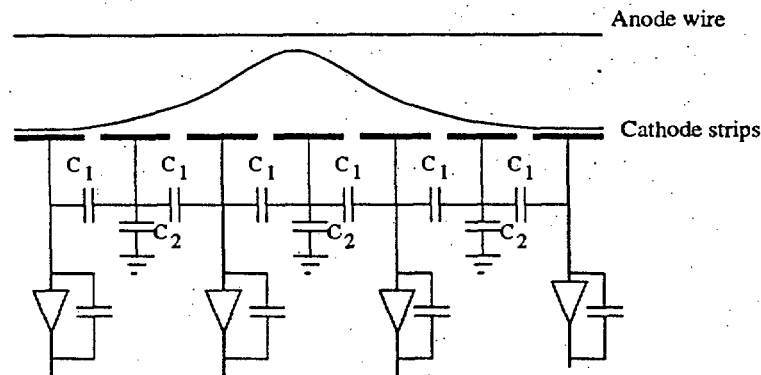


Fig. 3.13: Método da divisão capacitiva.

[Yu 91]

pos adjacentes de pistas. A escolha do nível de discriminação permite reduzir a influência do ruído eletrônico na determinação do centro de gravidade. Uma distribuição típica de carga no plano de catodo é apresentada na Fig.3.15.

Finalmente, pode-se utilizar linhas de atraso do tipo LC para medida de posição. Esta técnica, aplicada a contadores proporcionais e utilizada no presente trabalho, apresenta algumas vantagens interessantes. A primeira vantagem é o baixo custo das linhas de atraso (comparativamente aos outros métodos descritos) podendo utilizar amplificadores por planos de leitura. Outra facilidade consiste na possibilidade do contador operar no modo "auto-trigger" utilizando-se três linhas de atraso, uma no anodo e uma em cada catodo de leitura, o que segundo [Lec 78] permite atingir uma resolução espacial melhor que $1/6$ da distância entre os fios de anodo. Um sinal rápido utilizado como gatilho para o

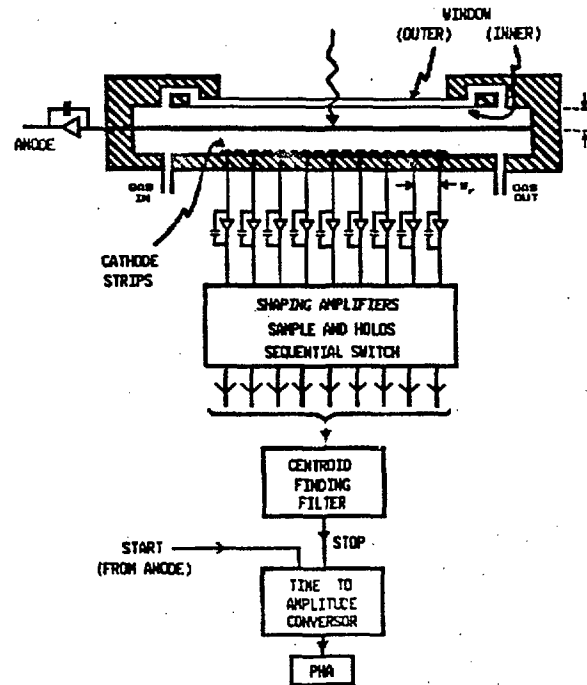


Fig. 3.14: Método do Centro de Gravidade. Na figura o conversor de tempo em amplitude tem como função apenas fazer a coincidência entre o sinal do anodo e o do catodo. A determinação da posição é determinada completamente no "Centroid Finding Filter".

[Fi 86]

circuito eletrônico, na medida de tempo, pode ser dado tanto pelo anodo quanto por uma das extremidades de qualquer catodo. Em geral são utilizados atrasos entre 5 e 100ns/cm, dependendo da eletrônica disponível, da resolução espacial e do tempo morto do detector³. É desejável que a razão entre o atraso total e o tempo de subida do pulso seja

³Tempo morto é o nome dado ao menor intervalo de tempo entre dois eventos válidos que podem ser distinguidos pelo detector.

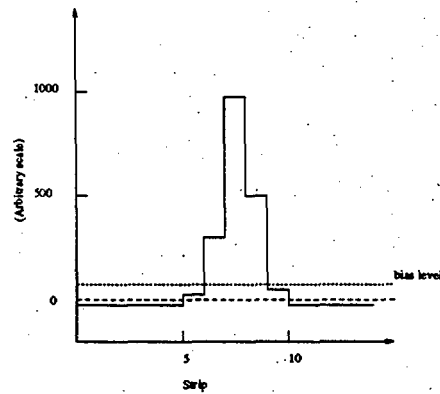


Fig. 3.15: Distribuição de altura de pulso em um catodo de pistas. Cinco canais adjacentes têm uma carga induzida maior que zero.
[Ch 79]

alta, o que minimiza o tempo morto do contador e melhora a resolução espacial.

O pulso produzido no contador pode ser transmitido às linhas de atraso ou diretamente ou por acoplamento capacitivo.

As linhas de atraso, tanto as helicoidais, como as feitas em placas de circuito impresso ou as discretas produzidas comercialmente apresentam analogia com o circuito da Fig.3.16. Assim, a impedância por unidade de comprimento para linhas com dissipação e dispersão desprezíveis pode ser expresso por:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.19)$$

O tempo de atraso por unidade de comprimento para linhas não dissipativas é dado por [Mt 69]:

$$t = \sqrt{LC} \quad (3.20)$$

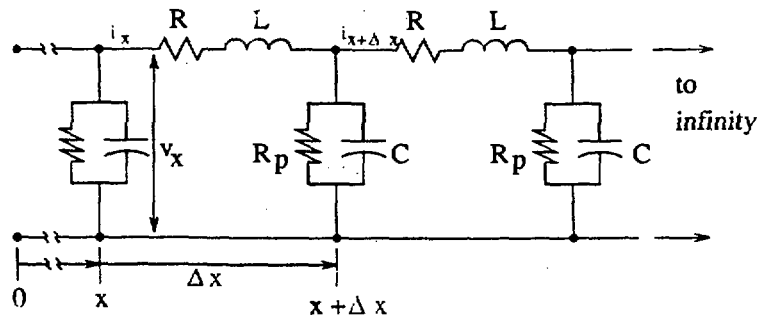


Fig. 3.16: Circuito equivalente para uma linha de atraso usando componentes discretos. R , L e C são as resistências, indutâncias e capacitâncias da linha, expressas por unidade de comprimento.

[Mt 69]

Capítulo 4

Construção do Detector

4.1 Projeto e Montagem do Detector

O detector bidimensional é apresentado na Fig. 4.1 em uma vista explodida. Os planos de detecção, confeccionados inteiramente em placas de G10¹ são dispostos paralelamente entre si e separados por uma distância de 3,4mm.

O primeiro plano de leitura de posição pode ser visto na Fig.4.2. A placa de circuito impresso tem pistas de cobre de largura 2mm separadas de 0,5mm entre si, tratadas com um banho de estanho. O banho de estanho químico é feito com o objetivo de evitar emissão de fótons provenientes do cobre exposto aos raios X.

A Fig.4.3 ilustra o plano de anodo feito com fios de tungstênio recobertos com uma fina camada de ouro. Estes fios, de diâmetro 20 μ m, são esticados sob tensão constante de (48 ± 1) gf cada e soldados à placa

¹G-10 é um material composto por fibra de vidro e epoxi utilizado na confecção de placas de circuito impresso.

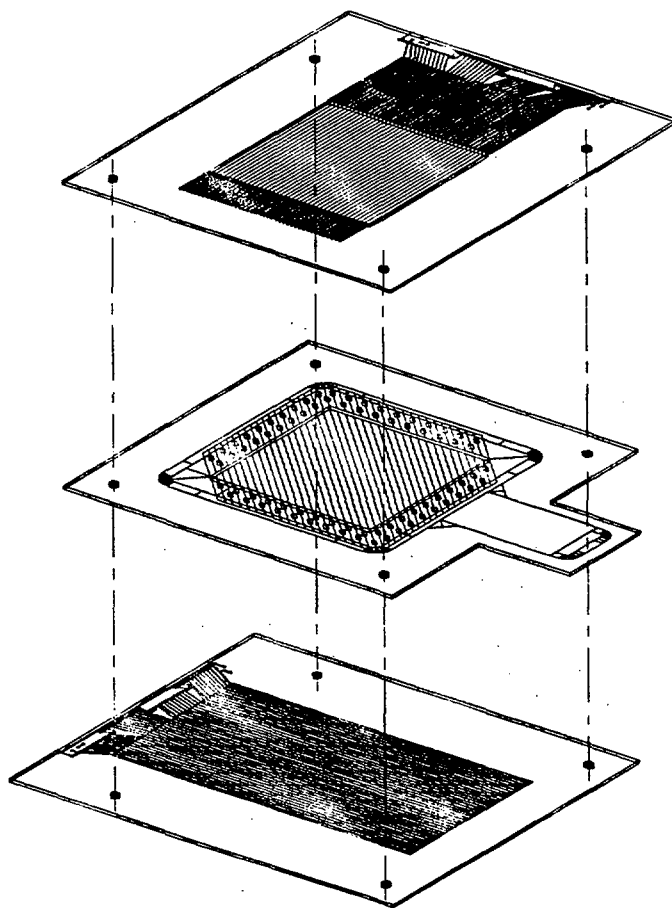


Fig. 4.1: Vista explodida das placas que compõem o detector

à distância de $(2,0 \pm 0,1)$ mm. Os fios deste plano estão dispostos de maneira a formar um ângulo de 45° em relação às pistas dos dois planos perpendiculares de leitura de posição.

O terceiro plano que, tal como o anodo, é constituído por fios paralelos, pode ser visto em detalhes na Fig.4.4. Aqui, fios de tungstênio de diâmetro $50\mu\text{m}$ revestido com ouro, dispostos paralelamente entre si,

são esticados sob uma tensão mecânica de (96 ± 2) gf. O espaçamento entre fios é de $(1,2 \pm 0,2)$ mm e estes fios estão ligados aos pares aos “taps” das linhas de atraso.

Este plano é posicionado de maneira que os fios formem um ângulo de 90° em relação às pistas do primeiro plano de catodos e 45° em relação aos fios do plano de anodo. Esta geometria foi escolhida com o objetivo de se obter resoluções em posição equiparáveis nas duas coordenadas.[Ba 85, Ba 87]

Para esticar os fios nas molduras foi construído um bastidor de alumínio com pentes cujos dentes são espaçados do valor desejado para cada “frame”. Os fios são esticados manualmente, em uma etapa considerada crítica, da montagem do detector. A tensão nos fios é dada por massores presos à extremidade do fio. Esta tensão mecânica está dentro do limite apresentado por Sauli [Sa 77]. Um ponto de vital importância nesta etapa é a limpeza dos fios, visto que o anodo é submetido a alta tensão e a presença de qualquer tipo de ponta, quer de poeira ou pedaços do próprio fio, pode provocar a ocorrência de faíscas no detector dando lugar a uma região “cega” ou com ganho reduzido.

No afã de minimizar tais problemas, toda a manipulação do detector, enquanto aberto, é feita dentro de uma câmara especial com sobrepressão positiva e de fluxo laminar. Após soldados os fios, as molduras são limpas com solvente orgânico para retirar gordura eventualmente depositada durante a manipulação. Finalmente as partes são montadas

com separadores de G-10 e acondicionadas na câmara, como pode ser visto na Fig.4.5 do detector em corte.

4.2 Acondicionamento do Detector

O detector está acondicionado em uma caixa de duralumínio de dimensões externas de $320 \times 280 \times 50\text{mm}^3$, composta de três partes como pode ser visto na Fig.4.6.

Na parte *a* da Fig.4.6 pode ser vista a tampa da câmara que tem espessura de 12,7mm. A ela é colada uma folha de Mylar² aluminizado de $12\mu\text{m}$ de espessura, com um adesivo de epoxi (Araldite lenta)³.

A parte *b* da Fig.4.6 representa uma moldura de duralumínio de 25,4mm de espessura. Nas partes superior e inferior desta moldura são feitos canais de "O-rings" para a vedação da câmara.

Uma terceira chapa de duralumínio de 12,7mm de espessura representada na parte *c* da Fig.4.6, contém os suportes de sustentação do detector. Contém também os "passadores" de sinal, posicionados próximos às extremidades das linhas de atraso, e um para conectar a alta tensão aos fios de anodo.

Os suportes de altura 12mm, além de darem rigidez mecânica à montagem das placas de detecção, têm por objetivo aproximar o conjunto de placas da janela de Mylar. Isto reduz a ocorrência de ionização fora do volume de detecção.

²Mylar é o nome comercial do tereftalato de polietileno produzido pela DuPont

³Araldite é marca registrada de propriedade da Ciba-Geigy S.A

Em protótipos anteriores, onde se utilizava graxa de vácuo para selar o detector, se verificava que a corrente de fuga no detector era alta. A construção da câmara teve por objetivo reduzir essa corrente de fuga e blindar o detector reduzindo o ruído. Em duas extremidades diametralmente opostas do bloco *c* da Fig.4.6 há furações para válvula NPT(1/8") para permitir o fluxo de gás. A maior distância possível entre as válvulas, bem como um fluxo baixo ($134\text{mm}^3/\text{min}$) no regime de operação do detector garantem uma boa uniformidade na troca de gás.

4.3 Sistema de Gás

O sistema de gás utilizado no controle e monitoração da pressão interna do detector [Le 93] está representado na Fig.4.7. A câmara é submetida a uma pressão de 30mbar, obtida através de uma bomba mecânica de vácuo, por aproximadamente 30min. Nesta situação as válvulas V_2, V_4, V_5, V_6, V_7 e a válvula agulha estão fechadas, enquanto que V_1, V_3 são abertas. Atingidas as condições acima, V_1 é fechada e V_4 aberta para que se possa permitir a entrada da mistura gasosa P-10⁴. A válvula V_5 permite o controle de fluxo pelo rotâmetro. O medidor M_2 permite o monitoramento da pressão dentro da câmara.

Este procedimento se repete por três vezes, para que se reduza a quantidade de outros gases que não o P-10 dentro da câmara. Ao final

⁴P-10 é o nome comercial dado à mistura gasosa contendo 90% de Argônio e 10% de Metano.

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	9,0ns
Resistência Elétrica	9,0 Ω
Distorção máxima	$\pm$ 15%
Atenuação máxima	4%

Tabela 4.1: *Especificações Técnicas de uma linha de atraso*

da última troca de gás, quando a câmara atinge a pressão ambiente, a válvula V_6 é aberta e o fluxo de saída do gás pode ser controlado pelo borbulhador.

4.4 Linhas de Atraso

Ambos os catodos têm, ligadas às pistas de leitura, linhas de atraso comerciais (tipo PE-20xxx) ⁵, de uso normal em aplicações de transmissão de sinais digitais. A Fig.4.8 mostra o esquema elétrico de uma linha de atraso utilizada.

Na Tab.4.1 são reproduzidas as especificações técnicas da linha de atraso fornecidas pelo fabricante, obtidas com pulsos elétricos de 3,0V de amplitude e 2ns de tempo de subida e descida do sinal.

São utilizadas quatro linhas em cada banco de atraso perfazendo um atraso total de 210ns. Este atraso foi medido com a injeção de um sinal quadrado (produzido em um gerador de função)⁶ em uma das

⁵Linhas de atraso produzidas pela Pulse Eletronics Inc.

⁶Gerador de Função FG540 com frequência máxima de 40MHz produzido pela

extremidades da linha. A razão entre as amplitudes do sinal de entrada e saída de cada linha é $IN/OUT = 1,1$.

Os sinais provenientes das linhas de atraso são injetados em pré-amplificadores rápidos ⁷. São utilizados transformadores toroidais de “ferrite” [Bir 76, Ko 83] para o “casamento” de impedâncias entre as linhas (200Ω) e a eletrônica subsequente (50Ω). Além disso, sendo positivo o pulso induzido nas pistas (veja Fig.4.9), os transformadores são usados para inverter a polarizade para a adequação do sinal à eletrônica rápida.

A relação entre o número de espiras do primário e secundário em um transformador, dada por:

$$\sqrt{\frac{Z_2}{Z_1}} = N \quad (4.1)$$

onde $N = N_2/N_1$ é a razão entre o número de espiras e os índices 1 e 2 referem-se, respectivamente, ao primário e secundário do transformador. Z_1 e Z_2 são, respectivamente, as impedâncias da linha e da eletrônica subsequente. A relação entre espiras utilizada foi $N = 2 = 12/6$;

A Tab.4.2 mostra as características elétricas do sistema composto pelas linhas e os transformadores. Os testes foram realizados com um pulsador rápido, injetando um pulso quadrado de 1,8ns de tempo de

Tektronix Inc.

⁷FAT810 é um “Fast Timing Amplifier” de alto desempenho, banda passante de (10 Hz a 350 MHz) e impedância de entrada de 50Ω .

Características das linhas	catodo filar	catodo com pistas
Total de linhas	4	4
Atraso da Total	230ns	220ns
Tempo de subida	25ns	27ns
Atenuação máxima	20%	20%
Freq. de Corte	14MHz	13MHz

Tabela 4.2: *Características do sistema formado pelas linhas e transformadores.*

subida, e amplitude 1V a uma frequência de 4,22MHz.

A frequência de corte do sistema é calculada [Mt 69] pela expressão:

$$f_{\text{corte}} = \frac{0,35}{t_{\text{subida}}} \quad (4.2)$$

onde t_{subida} é o tempo de subida do sinal na saída do transformador.

4.5 Eficiência de Conversão de Raios X no Detector

Os fótons emitidos pela fonte ou gerador de raios X, ao atingirem o detector, atravessam várias camadas (Fig.4.10). Parte destes fótons será absorvida segundo a expressão:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} \quad (4.3)$$

onde I é a intensidade de fótons transmitidos e I_0 a intensidade de fótons na ausência do absorvedor.

O coeficiente de atenuação linear μ é de uso restrito por variar com a densidade do material que constitui o absorvedor. Portanto é mais conveniente e largamente utilizado o coeficiente de atenuação de massa $\frac{\mu}{\rho}$ onde ρ é a densidade do meio. Assim para uma dada energia o coeficiente de atenuação de massa para uma mistura de elementos pode ser calculada por:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{mistura} = \sum_i \omega_i \times \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \quad (4.4)$$

onde ω_i representam as frações de cada componente da mistura.

A eq.4.3 pode portanto ser escrita como:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right) \times \rho x} \quad (4.5)$$

Assim, a “eficiência” na conversão do detector para raios X será (V.Fig.4.10):

$$\epsilon(\%) = \left(\frac{I}{I_0}\right)_1 \left(\frac{I}{I_0}\right)_2 \left(1 - \left(\frac{I}{I_0}\right)_3\right) \times 100\% \quad (4.6)$$

onde o índice 1 refere-se à absorção pelo Mylar da janela; o índice 2 representa a região não ativa do detector, $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ é o coeficiente de absorção de massa; ρ é a densidade do material e x é a espessura do material. Os cálculos foram feitos para $x_1 = 12\mu\text{m}$, $x_2 = 4,9\text{mm}$ e $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ calculado através de [XCo 87] e os resultados são apresentados na

Energia	Eficiência	
	5,89keV	8,04keV
Ar(90%)CH ₄ (10%)	23,7%	11,1%
Xe(90%)CO ₂ (10%)	83,9%	61,0%
Xe(80%)CO ₂ (20%)	82,8%	54,4%

Tabela 4.3: *Eficiência (calculada) da absorção de raios X com energias 5,89keV e 8,04keV na região ativa do detector utilizando-se uma janela de Mylar de espessura 12 μ m.*

Tab.4.3. Os cálculos são feitos para raios X de 5,89keV característicos de uma fonte de ⁵⁵Fe e K_{α} = 8,04keV característicos da fluorescência do cobre. proveniente de um gerador de raios X (Rigaku), disponíveis para a caracterização do detector.

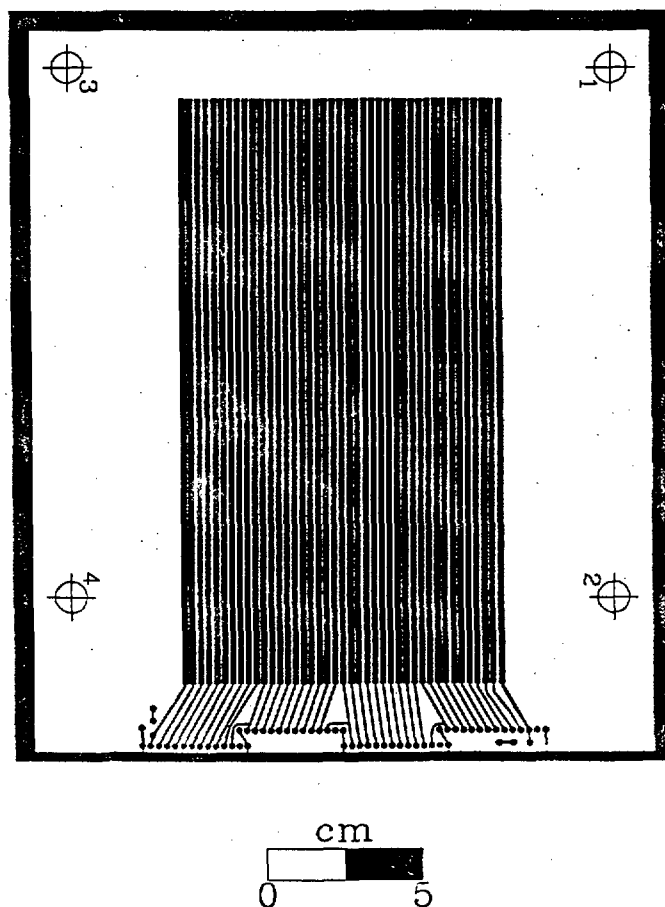


Fig. 4.2: Placa de leitura de posição na direção X. Nas extremidades das pistas há ligações com os "taps" das linhas de atraso.

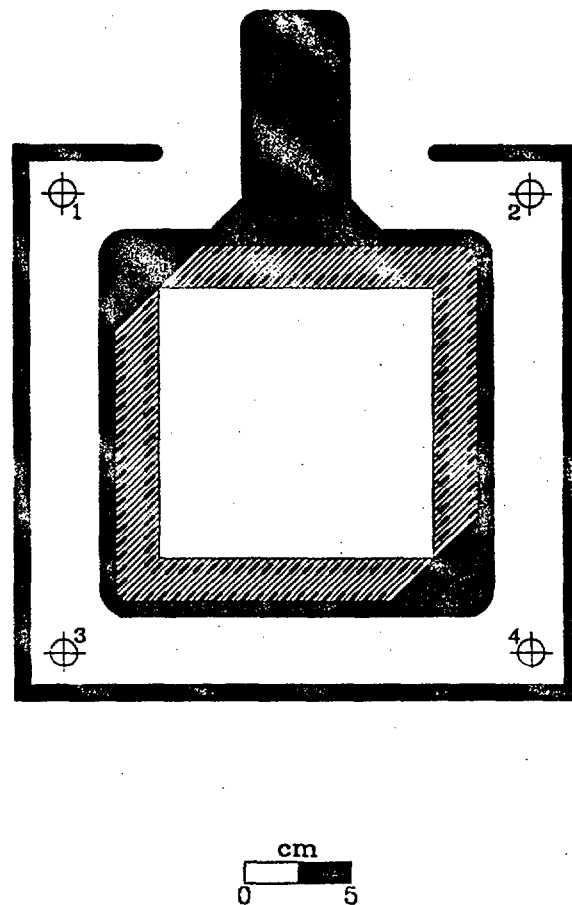


Fig. 4.3: Placa de circuito impresso utilizada para o plano de anodo. Os fios são esticados e soldados (paralelos entre si), sobre a placa. As ilhas, para a solda dos fios, são dispostas de maneira a aumentar a distância entre soldas. Esta placa é vazada no centro.

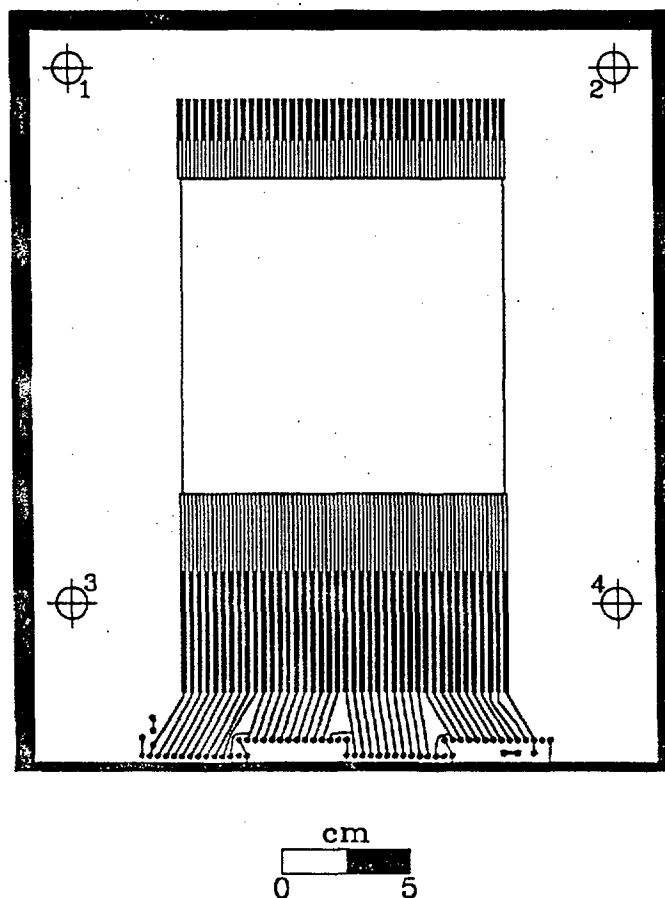


Fig. 4.4: Placa de leitura de posição na direção Y, perpendicular a placa de leitura anterior. Esta placa também é vazada no centro.

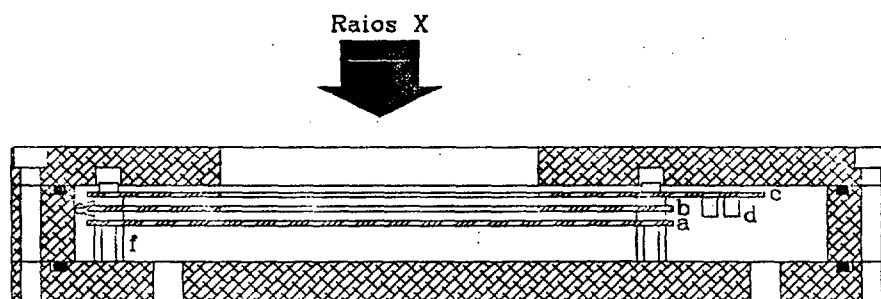


Fig. 4.5: Vista em corte da Caixa e do detector: a- Plano de Leitura de Posição com pistas (X); b- Plano de Anodo; c- Plano de Leitura de Posição Filar (Y); d- Linhas de Atraso; e- espaçadores.

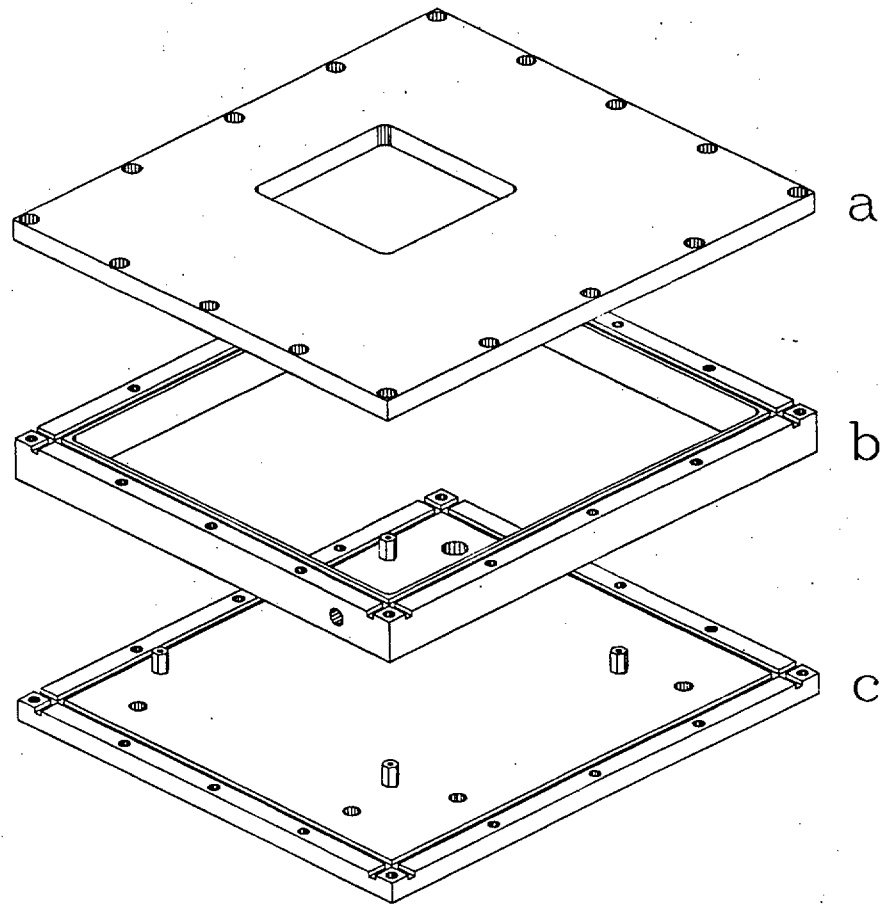


Fig. 4.6: Vista explodida da Caixa onde está acondicionado o detector. (a) Tampa Superior: contém a janela do detector onde é colada uma folha de Mylar aluminizado; (b) Parede Lateral: contém furações laterais para a entrada de gás na câmara; (c) Tampa Inferior: superfície onde são presos rigidamente os quatro suportes para a fixação das placas do detector.

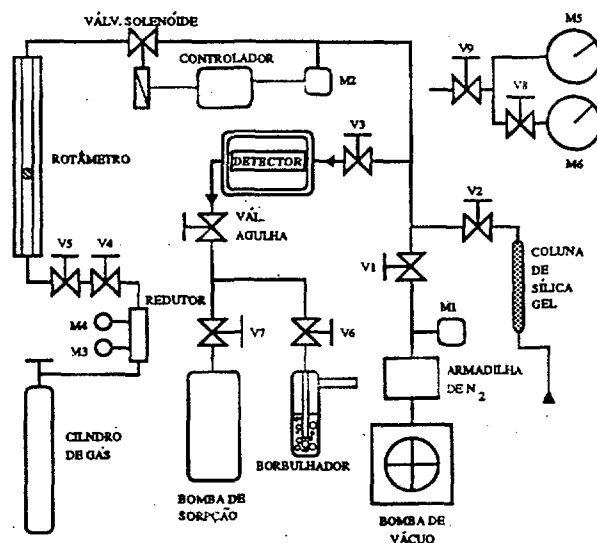


Fig. 4.7: Sistema de gás utilizado com o detector de raios X (figura cedida por M.A.L.Leite). V_i são válvulas e M_i são medidores de pressão. [Le 93]

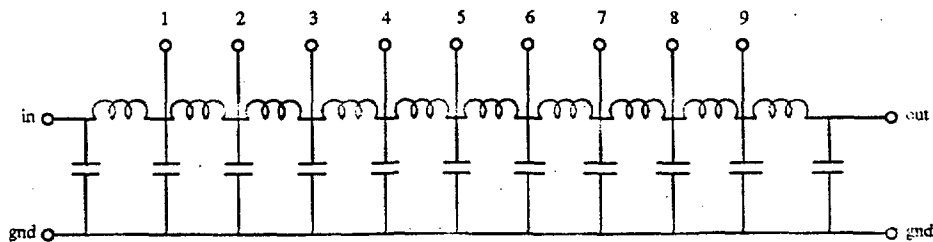


Fig. 4.8: Esquema elétrico de uma linha de atraso. Os "taps" numerados de 1 a 9 são ligados às pistas de leitura.

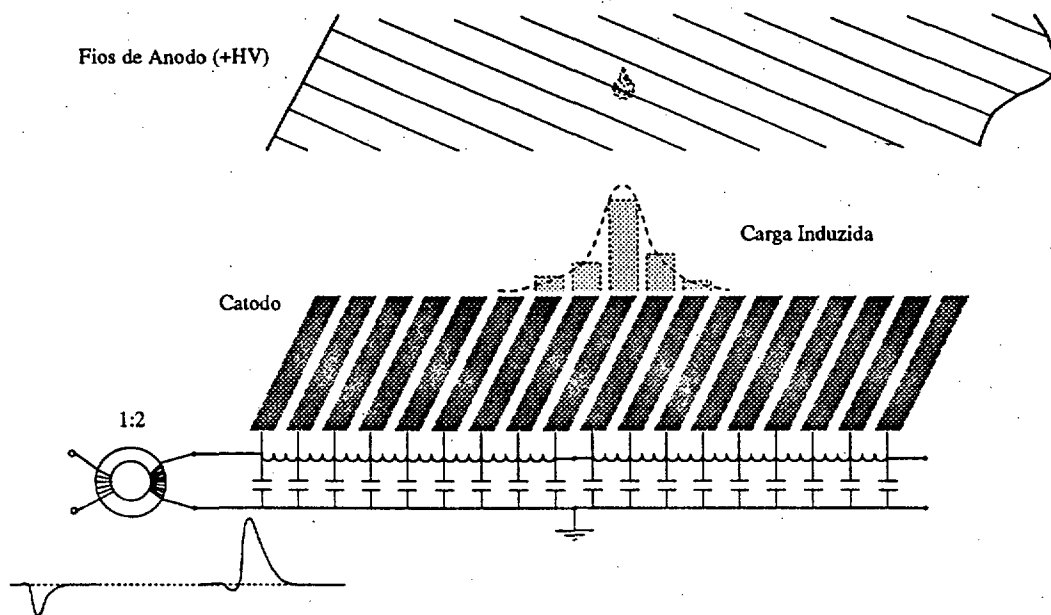


Fig. 4.9: O pulso positivo, induzido nas pistas do catodo, se propaga ao longo da linha de atraso e tem sua polaridade invertida ao passar pelo transformador toroidal de "ferrite". Este transformador também faz o "casamento" da impedância da linha com a eletrônica subsequente.

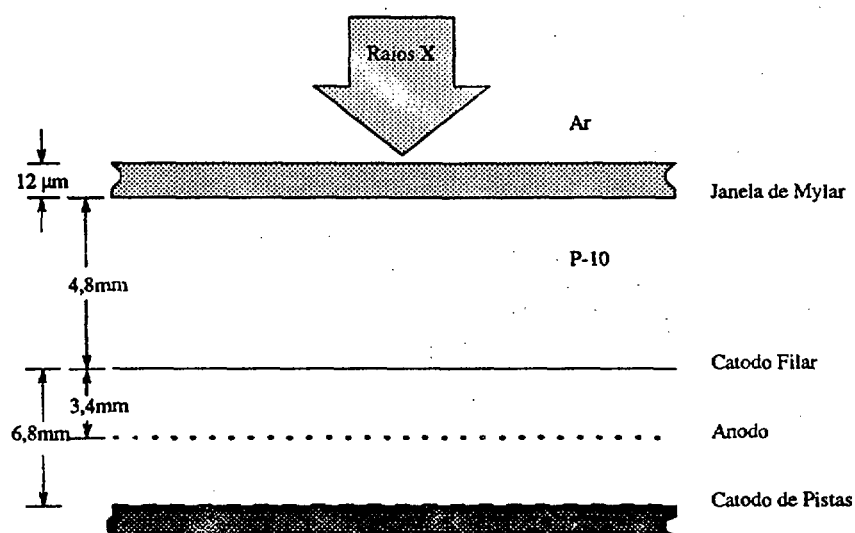


Fig. 4.10: A "eficiência" de conversão do detector é calculada a partir das contribuições à absorção pelo Mylar e pela mistura gasosa P-10 na região interna à câmara mas fora da região de detecção e finalmente a contribuição da região ativa do detector. As dimensões não estão em escala.

Capítulo 5

Eletrônica Associada ao Detector

5.1 Eletrônica Associada ao Anodo

Para a medida da carga coletada no anodo utiliza-se a montagem representada no diagrama de blocos da Fig.5.1.

O pré-amplificador 142-IH¹ sensível à carga, utilizado na medida de energia da radiação incidente, tem baixa impedância de entrada e é projetado para converter pulsos rápidos de corrente. Sua função é coletar a integral da carga no anodo. A alimentação do detector é feita através do conector SHV de entrada do pré-amplificador, no intervalo entre 0 e $\pm 3,0$ kV.

A razão sinal-ruído no 142-IH diminui com o acréscimo da capacitância de entrada, assim se faz necessário reduzir ao máximo o comprimento do cabo do sinal de entrada, bem como utilizar cabos de

¹ORTEC 142-IH é um pré-amplificador de carga produzido e comercializado por EG&G ORTEC.

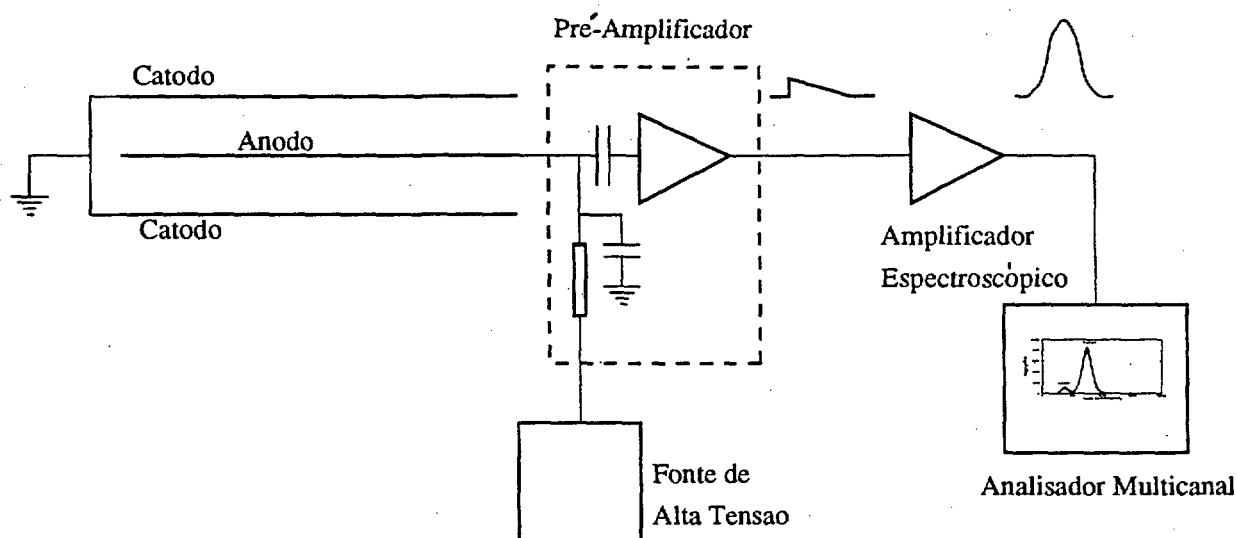


Fig. 5.1: Diagrama de blocos da eletrônica associada à medida de energia. A partir desta montagem é possível medir a distribuição de altura de pulsos no anodo; AT: fonte alimentadora de alta tensão positiva aplicada ao Anodo; PA: pré-amplificador de carga; AMP: amplificador.

impedância igual a 93Ω ou $100\Omega^2$.

O sinal do pré-amplificador é injetado em um amplificador linear de pulsos 572³. Este tem por objetivo formatar o sinal de entrada otimizando a relação entre o sinal e o ruído branco associado ao pulso, através de filtros que restringem a banda passante (veja apêndice A), bem como minimizar o efeito de empilhamento de pulsos e amplificar o sinal. Na entrada do amplificador o sinal é tipicamente da ordem de milivolts para um ruído de amplitude⁴ 8 vezes menor. A formatação do

²O cabo RG-62/U utilizado tem comprimento total de 10cm e capacitância de 40,1pF/m.

³ORTEC 572 é um amplificador com ganho entre 1 e 1.500 e saída unipolar semi-gaussiana ou bipolar, produzido e comercializado por EG&G ORTEC.

⁴A amplitude do ruído corresponde à metade do valor de tensão pico a pico.

pulso é feita com o objetivo de adequar o sinal à conversão de amplitude para palavras digitais por conversores analógico-digitais.

O modelamento do sinal no amplificador é feito através de redes de filtros $CR - RC$. Uma das possíveis combinações destes filtros é $CR - (RC)^n$ [Ni 74] que fornece um sinal de saída unipolar de formato que se assemelha a grosso modo com uma distribuição gaussiana.

O sinal analógico obtido na saída do amplificador é convertido para digital, segundo a altura do pulso, através de um ADC e é armazenado em um analisador multicanal⁵. A Fig.5.2 mostra a distribuição de altura de pulsos no anodo do detector quando este é iluminado por uma fonte de ^{55}Fe que emite fótons de 5,89keV. Podem ser verificadas nesta distribuição dois picos. O maior é chamado pico de absorção total, ou seja, a contribuição de todos os processos que produzem carga elétrica, e o pico menor corresponde ao “pico de escape” do argônio, isto é, à carga efetiva quando a de-excitação se dá por emissão de fótons, que por terem um livre caminho médio relativamente alto, podem escapar da região ativa do detector.

5.2 Eletrônica para medida de Posição

Quando ocorre a avalanche no anodo, são induzidas cargas nos planos de leitura de posição. A posição x em uma das duas coordenadas está relacionada à diferença no tempo de chegada do pulso às extremidades

⁵Foi utilizado um analisador multicanal modelo Spectrum 88 produzido por The Nucleus Inc.

da linha de atraso pela expressão:

$$\frac{t_r - t_l}{T_D} = 2 \left(\frac{x}{l} \right) - 1 \quad (5.1)$$

onde: t_r e t_l os são tempos de propagação dos sinais ao longo da linha, para a “direita” e “para a “esquerda”, a partir de x ; T_D é o tempo total de atraso da linha e l é o comprimento sensível do detector.

O diagrama de blocos da Fig.5.3 mostra com detalhes a montagem utilizada para as medidas de posição correlacionadas para as duas coordenadas.

Os sinais que se propagam ao longo das linhas de atraso, terminadas por transformadores para “casar” as impedâncias da linha (200Ω) e do cabo coaxial (50Ω), são injetados em amplificadores rápidos⁶. Este módulo não formata o sinal de entrada. As saídas deste estão ligadas a quatro amplificadores com filtros para constantes de tempo-TFA⁷, que são amplificadores de sinal especialmente projetados para a formatação de sinais permitindo uma otimização da relação sinal-ruído para medidas de tempo. A formatação se dá por circuitos integradores e diferenciadores disponíveis no módulo.

Apesar da otimização da relação sinal - ruído no TFA os pulsos na saída deste módulo apresentam características que podem reduzir a precisão em medidas de tempo. As características de uma medida de

⁶Foi utilizado um módulo FTA810 como foi mencionado anteriormente.

⁷TFA474 é um “Timing Filter Amplifier” produzido pela EG&G Ortec, com circuitos formatadores de pulso, e ganho de até um fator 20.

tempo dependem fortemente do “range” dinâmico, ou seja, da variação entre o valor máximo e mínimo da altura de pulso.

Na Fig.5.4 vemos dois sinais de mesmo tempo de subida e formato, porém com amplitudes diferentes. Nota-se que para um nível fixo (“threshold”) na Fig.5.4 de tensão como gatilho para a medida de tempo, pode haver uma variação significativa no instante em que os dois atingem o limiar de tensão. Uma forma de reduzir este problema é usar o método de **Discriminação a Fração Constante**.

Na técnica da discriminação a fração constante, um sinal na entrada do módulo de fração constante⁸ é dividido em dois, sendo que um deles é atrasado e invertido enquanto que o outro é atenuado por um fator que é uma fração constante do tempo de subida do pulso. Estes sinais somados, como é mostrado na Fig.5.5, dão origem a um sinal bipolar que, ao passar pela linha de base, faz com que o Constant Fraction gere um pulso-padrão quadrado rápido.

O atraso entre o sinal e sua fração é controlado pelo comprimento do cabo coaxial de 50Ω que é conectado externamente ao painel do CFD. O momento em que o pulso cruza a linha de base independe da altura de pulso e corresponde ao momento em que o pulso alcança a fração desejada de sua amplitude.

Os sinais lógicos (NIM) provenientes de cada canal de saída do CFD são utilizados em seguida como entrada do digitalizador de tempo -

⁸TC 454 Quad Constant Fraction é um módulo discriminador de fração constante com quatro CFD's independentes produzido por Tennelec Inc.

TDC 2228A⁹. Antes de chegar ao TDC, os sinais são atrasados (em relação àquele que é utilizado como sinal de "START") de um valor $D(ns)$ maior que D_{Total} , correspondente ao atraso total de cada banco de atraso (veja Fig.5.3). Este procedimento tem por objetivo usar toda a extensão do detector, ou em outras palavras, garantir que os sinais de "STOP" cheguem após o "START". Isto é feito através do "Dual Gate Generator" ¹⁰.

No TDC, os intervalos de tempo entre o sinal de "START" comum e cada um dos sinais de "STOPS" é convertido em "palavras" digitais de 11 bits (2048 canais). Estes dados são transferidos, via CAMAC¹¹, utilizando um protocolo de comunicação GPIB ¹² para um micro-computador padrão IBM-PC onde são armazenados e analisados.

⁹2228A "Octal Time-to-Digital Converter" é um módulo CAMAC para conversão de tempo para palavra digital produzido pela Lecroy Co. Este módulo tem oito canais de STOP e um START comum. Sua rampa de tempo pode ser de 100, 200 e 500ns.

¹⁰DGG 222 "Gate and Delay Generator" produzido e comercializado pela LeCroy Co. Permite um atraso de 100ns até 10s

¹¹O sistema CAMAC é um padrão de instrumentação de eletrônica modular [Ba 73], para manipulação de dados e destinado a aplicações que requerem transferências numerosas e rápidas de informações entre vários instrumentos e particularmente entre instrumentos e o controlador dos módulos.

¹²O protocolo de comunicação GPIB (General Purpose Interface Bus) teve seu início em 1965, quando a Hewlett-Packard começou a sentir necessidade de padronização de suas interfaces com instrumentação. Em abril de 1975, o Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), publicou o primeiro documento do padrão IEEE 488, tendo sua última revisão em 1987. Por este protocolo é possível controlar até 16 instrumentos, um deles o próprio controlador, a uma distância de até 20 metros através do barramento de um computador padrão IBM-PC.

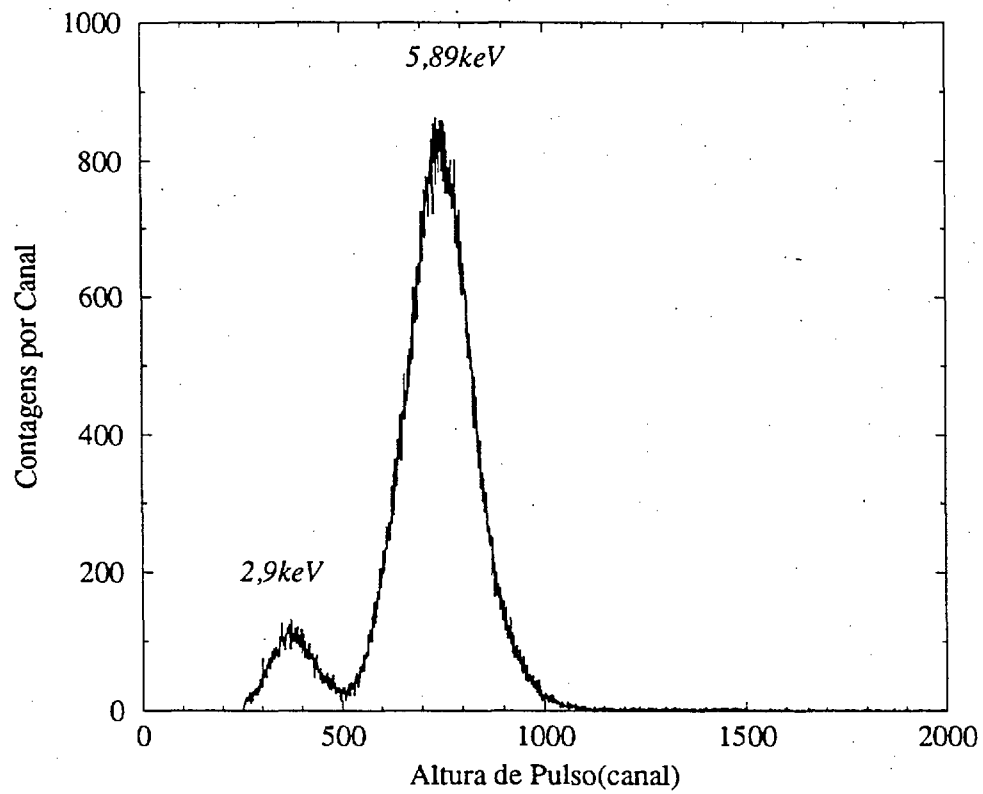


Fig. 5.2: Distribuição de alturas de pulso no Anodo para uma fonte de ^{55}Fe que emite raios X de $5,89\text{keV}$.

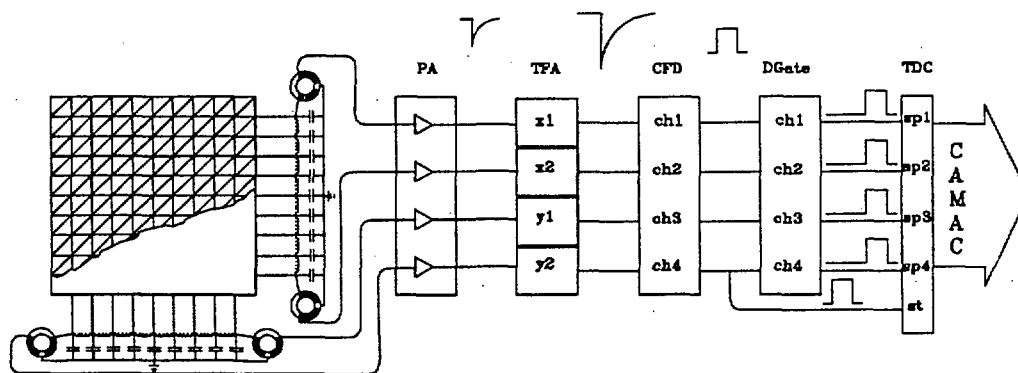


Fig. 5.3: Diagrama de blocos da eletrônica associada à medida de posição.

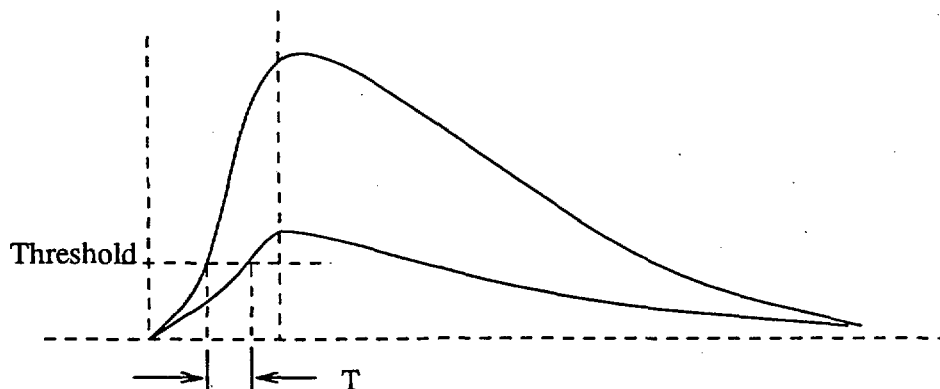


Fig. 5.4: Pulsos com o mesmo tempo de subida porém com amplitudes diferentes. Tomando um valor de tensão como "threshold", pode-se notar a diferença em tempo para os dois sinais.

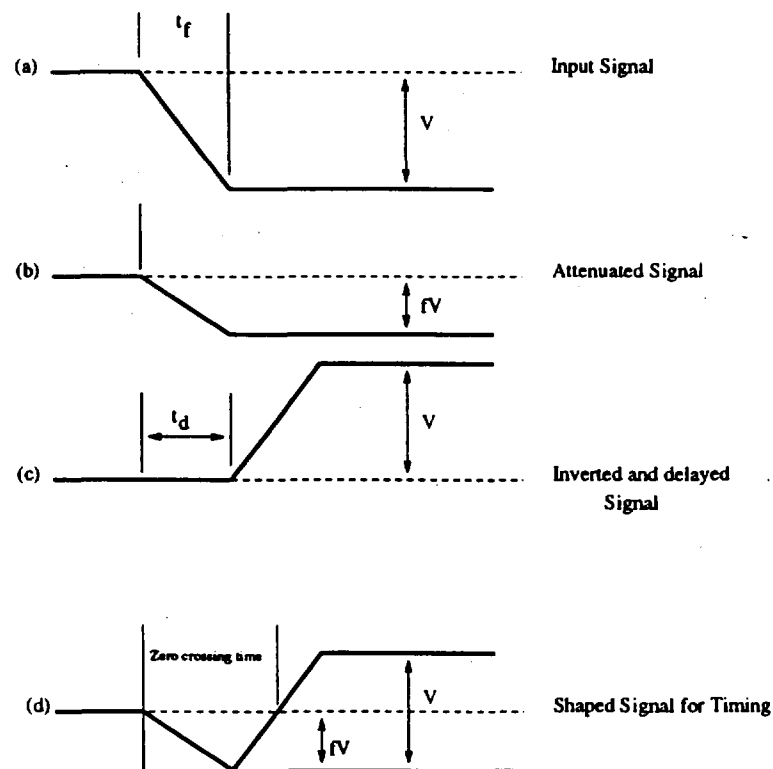


Fig. 5.5: Método da Fração Constante onde o pulso é dividido em dois sendo um atenuado e invertido e outro atrasado de t_d .
[Kn 89]

Capítulo 6

Caracterização do Detector

6.1 Curva de Multiplicação

Feita a preparação do detector para que entre em regime de operação, o detector é exposto a uma fonte de ^{55}Fe que emite raios X de energia característica bem definida. A eletrônica associada a esta medida está descrita de forma detalhada na seção 5.1.

A curva de multiplicação é obtida através da variação da tensão no anodo e, portanto, do campo elétrico no interior do detector. Com esta medida pode-se definir qual a região de tensão em que o detector apresenta uma proporcionalidade entre a carga coletada e a carga primária, produzida pela interação com a radiação incidente.

Um gráfico mono-log reproduzido na Fig. 6.1, mostra a curva obtida para o detector, operando a uma pressão de 930 mbar. Pode-se verificar que o comportamento “linear” se inicia por volta de 1650V até 2200V. Esta é a chamada região proporcional. A partir de 2200V

nota-se um comportamento não linear no gráfico. Diz-se então que o detector está entrando na região proporcional limitada. Acima de 2400V, não é possível aumentar a tensão devido à ocorrência de faíscas e o aparecimento de corrente de fuga.

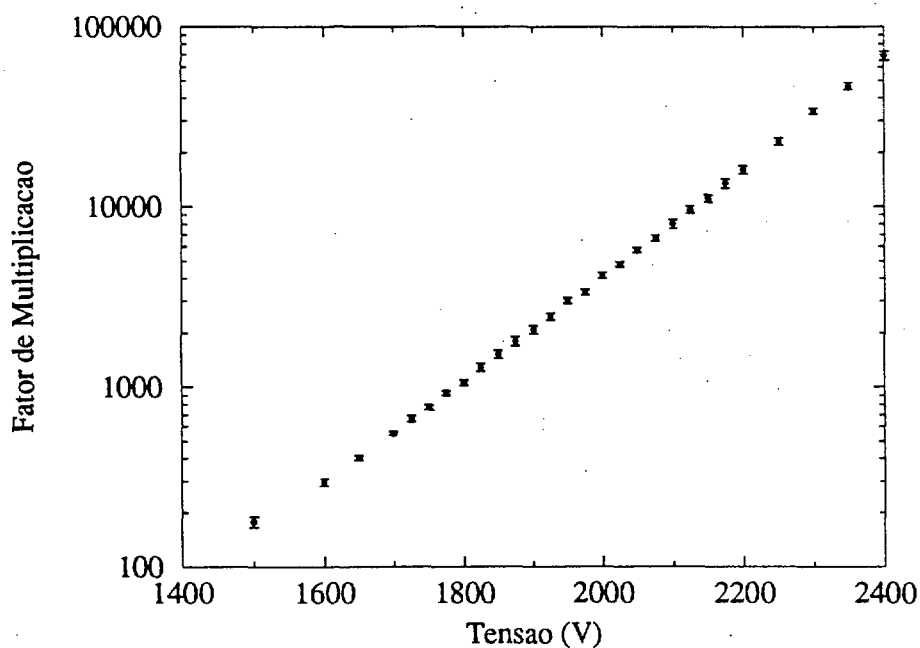


Fig. 6.1: Fator de Multiplicação em função da tensão aplicada ao anodo.

O gráfico apresentado, mostra o fator de multiplicação em função da tensão. A altura do pulso (V_{sc}), medida no osciloscópio, é o resultado da carga coletada no anodo. Esta, por sua vez, resulta da carga primária multiplicada por um fator de multiplicação M , pela sensibilidade do pré-amplificador (S_p) e pelo ganho do amplificador G_a [Ma 92]. Assim:

$$V_{sp} = G_a S_p M Q_p \quad (6.1)$$

onde Q_p é a carga primária produzida dentro do detector.

Na Fig. 6.2, pode ser vista a montagem da eletrônica para a medida do fator de multiplicação do detector. A tensão é ajustada para um dado valor de operação e injeta-se no pré-amplificador de carga um pulso proveniente de um gerador de pulsos¹ de mesma altura que o produzido pela fonte de raios X. Desconectando o gerador de pulsos do pré-amplificador e medindo a altura do pulso, tem-se que a carga $Q_g = Q_d = Q$ onde, Q_g é a produzida no gerador de pulsos e Q_d a carga no interior do detector.

Desta maneira, pode-se escrever:

$$Q_d = Q_g = C_1 \times V_g \quad (6.2)$$

mas, já que

$$Q_d = M \times Q_p,$$

então:

$$M Q_p = C_1 \times V_g$$

e finalmente

¹Gerador de Pulsos 419 produzido por EG&G Ortec. Este produz um pulso rápido de tempo de subida menor que 5ns.

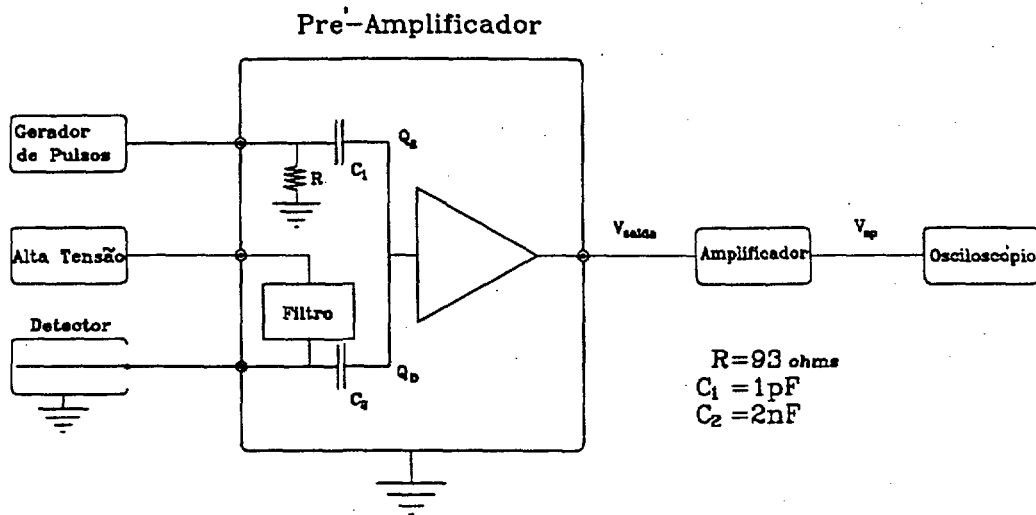


Fig. 6.2: Esquema de montagem da eletrônica para a medida do Fator de Multiplicação M .

$$M = \frac{C_1 \times V_g}{Q_p} \quad (6.3)$$

Através do procedimento descrito acima pode-se conhecer o fator de multiplicação M do detector em função da tensão sem que para isto se necessite determinar os valores absolutos para a sensibilidade e o ganho da cadeia de amplificação.

O fator M , dado pela eq.3.3, pode ser representado de forma mais simplificada por [Beh 81]:

$$M = e^{\gamma(V-V_0)} \quad (6.4)$$

onde V_0 é o limiar de tensão onde começa a ocorrer a avalanche, V a tensão aplicada ao anodo e γ é a inclinação da curva correspondente à região proporcional na Fig.6.1.

A Fig. 6.3 mostra alguns espectros de energia utilizando uma fonte de ^{55}Fe para diversos valores de alta tensão aplicada ao detector. Pode-se notar uma variação na resolução em energia em função da tensão aplicada ao anodo. O gráfico da Fig. 6.4 mostra este comportamento. Para tensões abaixo de 1690V a contribuição do ruído eletrônico é alta em relação à amplitude do sinal devido a carga coletada no anodo.

Com o aumento da tensão aplicada ao detector, aumenta a carga coletada no anodo melhorando a razão sinal-ruído. Em 1700V já é possível discriminar bem o sinal, devido a carga produzida no detector, do ruído eletrônico. Outro fator limitante da resolução em energia é a influência da geometria do detector.

A partir de 2100V a resolução em energia diminui e é possível notar que o detector começa a perder a capacidade de discriminação de energia. A perda de resolução se deve ao surgimento de carga espacial nas proximidades do anodo, gerada pela menor mobilidade [He 69] dos íons que dos elétrons no gás.

6.2 Linearidade e Resposta a Irradiação Uniforme

Para a medida de linearidade foi utilizada uma mesa coordenada XY (V. Fig.6.10) onde foi fixado o detector. Desta maneira é possível se deslocar o detector na direção perpendicular ao feixe de raios X . A medida deste deslocamento é feita através de um relógio comparador.

A linearidade é obtida fazendo incidir o feixe de raios X , no detector, em posições espaçadas de 5mm (Fig.6.5), ao longo de uma das duas direções de leitura de posição. A leitura da posição é feita através do relógio e comparada com a obtida pela diferença de tempo de chegada dos pulsos nas extremidades das linhas de atraso. A Fig.6.6 mostra a relação entre os valores obtidos através do relógio comparador e do sistema de leitura do detector para a direção (x).

Tomando a diferença entre as posições lidas no relógio comparador e as correspondentes obtidas através do sistema de leitura do detector e normalizando a diferença para o comprimento total de detecção nesta direção, obtem-se a Não Linearidade Integral Máxima. A não linearidade total para a direção x (catodo de pistas) é de 0,3% enquanto que para a coordenada y (catodo filar) é de 0,56%.

A não linearidade diferencial (NLD) é a derivada da função resposta do detector, $x_m = v(x)$, onde x_m é a posição medida e x é a posição real da conversão do fóton. A NLD informa o grau de inomogeneidade do detector.

Colocando uma fonte de ^{55}Fe distante 80cm da janela do detector, de modo que esta se comporte como uma ‘fonte pontual’, obtem-se a resposta do detector à iluminação uniforme para as duas coordenadas x e y .

A medida de NLD pode ser obtida a partir da seguinte expressão:

$$NLD = \frac{v_i - v(x)}{v(x)} \quad (6.5)$$

Se a resposta do detector fosse uniforme, o “espectro” da Fig.6.8 seria um “plateau” ligeiramente curvado devido à distância finita da fonte de raios X até o detector, com uma flutuação estatística relativa de $\frac{\sqrt{n}}{n}$, onde n é o número médio das contagens. A função resposta do detector para iluminação total, $v(x)$ foi ajustada por um polinômio de grau dois. Utilizando-se a definição dada por (6.5), verifica-se uma Não Linearidade Diferencial Máxima de 11% para o plano x e 21% para o plano y (Fig.6.9).

6.3 Resolução em Posição

Foram realizadas medidas de resolução espacial em função da tensão aplicada ao detector utilizando para tal o arranjo da Fig.6.10. Para estas medidas utilizou-se um gerador de raios X (Rigaku) com uma fonte de cobre que fornecia radiação com energia 8,04keV(k_α). O feixe sofria uma colimação de 500 μm na saída do tubo, sendo novamente colimado por uma fenda de 150 μm distante 37mm da janela do detector

e distante 180mm do primeiro colimador, incidindo na região central de detecção.

O gráfico da Fig.6.11 apresenta a variação da largura a meia altura do pico correspondente à posição de incidência do feixe, em função da tensão aplicada ao plano de anodo. É possível perceber que a melhor resolução ocorre para um intervalo de tensão entre 2300V e 2350V. A partir de 2350V começa a aumentar a corrente de fuga e a aparecer eventuais faíscas no detector.

A resolução espacial total do detector é limitada pelos seguintes fatores:

- o alcance do deslocamento dos elétrons primários (σ_P);
- a difusão dos elétrons secundários (σ_S);
- as flutuações no processo de formação da avalanche ao longo dos fios de anodo (σ_A);
- o ruído eletrônico do sistema de leitura de posição (σ_E);
- a largura do feixe de raios X (sistema de colimação) (σ_F).

Tendo em conta que estes fatores são independentes, a resolução total (σ_T) do detector pode ser escrita como:

$$\sigma_T^2 = \sigma_P^2 + \sigma_S^2 + \sigma_A^2 + \sigma_E^2 + \sigma_F^2 \quad (6.6)$$

A melhor resolução total em posição, obtida no plano x , para a tensão de 2300V, é de $(665 \pm 5) \mu\text{m}$. Observando a geometria da Fig.6.10,

para um colimador de $(150 \pm 15)\mu\text{m}$ a 37mm da janela do detector, a resolução intrínseca, dada pelas três primeiras parcelas da eq.6.6, somada à contribuição do ruído eletrônico, é de $(620 \pm 4)\mu\text{m}$.

6.4 Detecção de Imagens

Através do sistema CAMAC de aquisição, descrito previamente, é possível fazer a correlação entre duas coordenadas relativas à posição de ocorrência da ionização primária e posteriormente, por “software”, a reconstrução da imagem.

A Fig.6.12 motra uma iluminação do detector através de uma máscara de lucite com fendas de diâmetro 1mm cada. A figura exhibe a área total de detecção e pode-se notar que não há distorções de borda comuns neste tipo de detector.

A Fig.6.13 a seguir exhibe as siglas “USP-LIP”². Esta imagem foi produzida com o auxílio de uma máscara de lucite de 1cm de espessura vazada por uma fresa de diâmetro de 2mm.

A Fig.6.14 mostra a imagem de uma folha de parreira, exposta à radiação emitida pela fonte de ^{55}Fe , a uma distância de aproximadamente 40cm. A folha foi posicionada sobre a janela do detector. A aquisição da imagem foi feita com aproximadamente 2.300.000 contagens. A imagem obtida e apresentada na Fig.6.14 tem 250×250 pixels.

²Estas siglas correspondem respectivamente à instituição de ensino Universidade de São Paulo e Laboratório de Instrumentação e Partículas, onde foi construído o equipamento objeto deste trabalho.

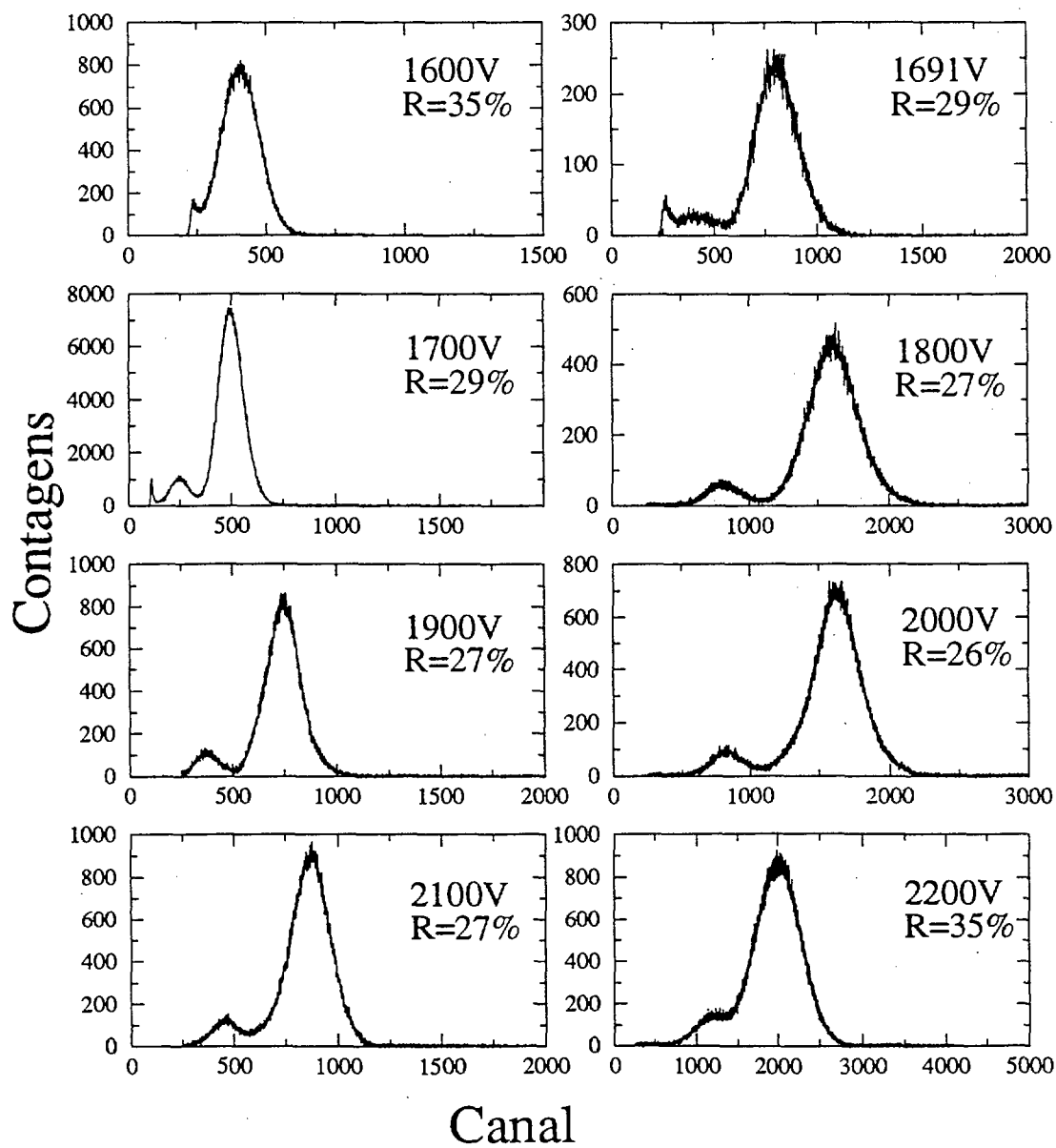


Fig. 6.3: Espectros de Energia de Raios X emitidos por uma fonte de ^{55}Fe para alguns valores de tensão aplicados ao anodo.

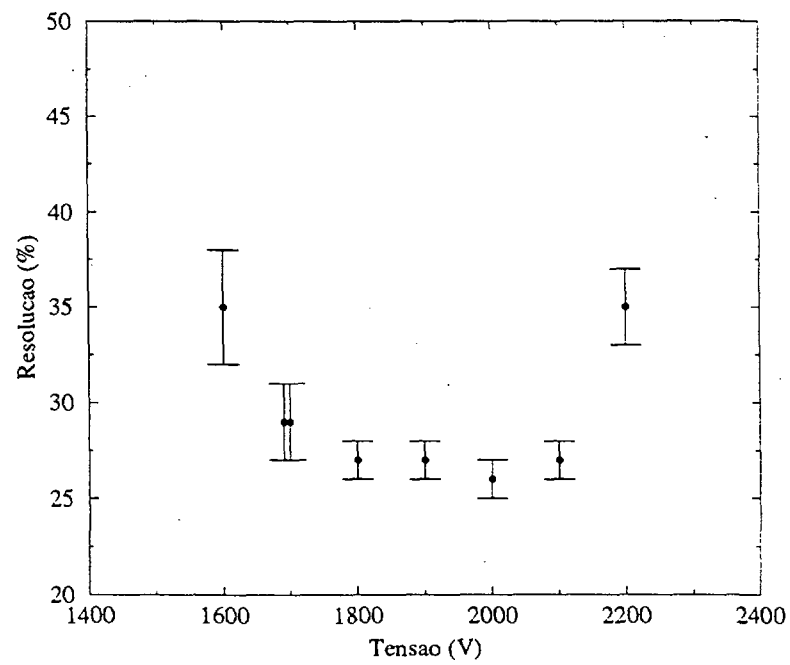


Fig. 6.4: Resolução em energia em função da tensão aplicada aos fios de anodo.

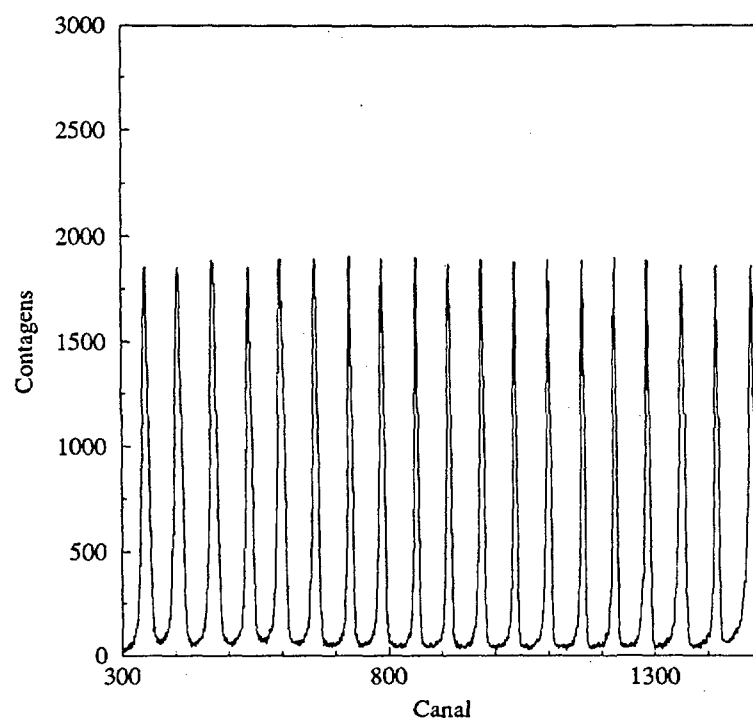


Fig. 6.5: 'Espectro de posição' ao longo da direção X. Foi utilizada uma fenda de $150\mu\text{m}$. A distância entre picos é de 5mm .

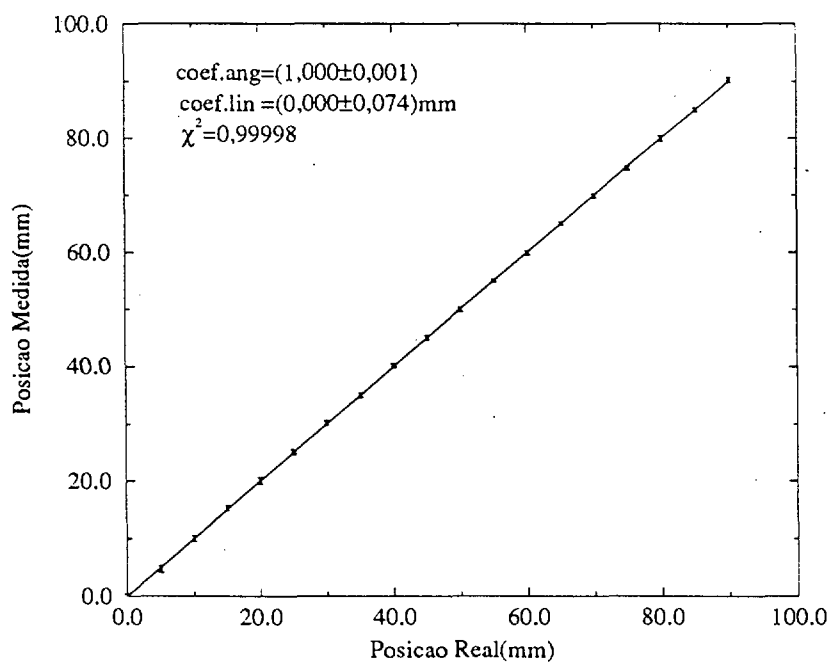


Fig. 6.6: Posição de incidência da radiação X determinada pelo detector em função da posição obtida na leitura direta do relógio comparador.

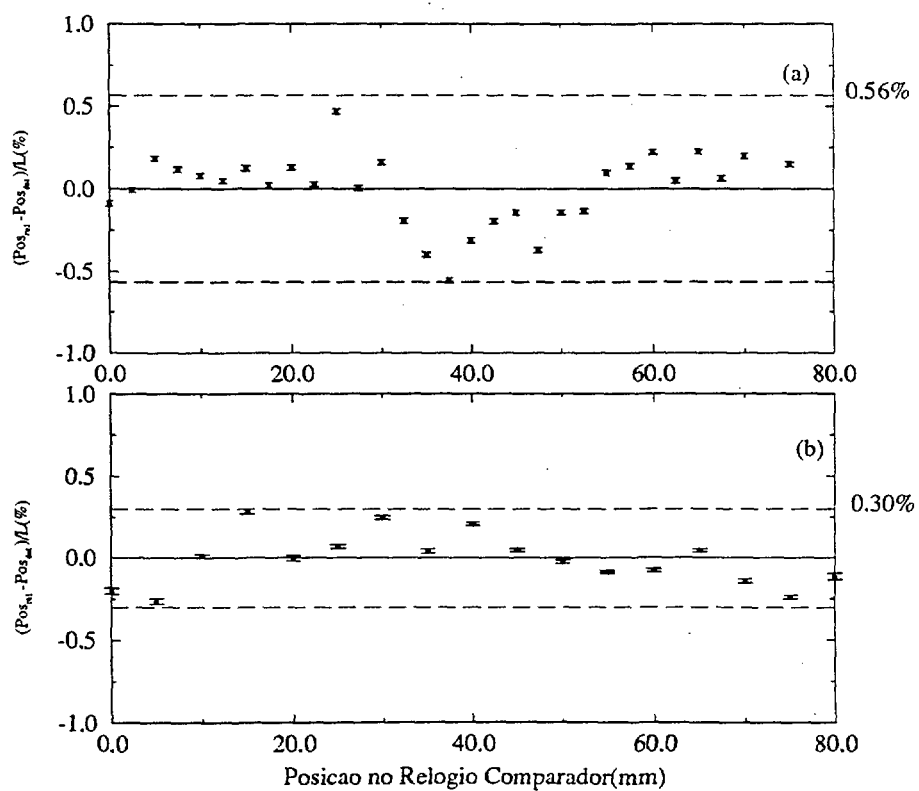


Fig. 6.7: Não Linearidade Integral Total para o catodo filar (a) e para o catodo de pistas (b).

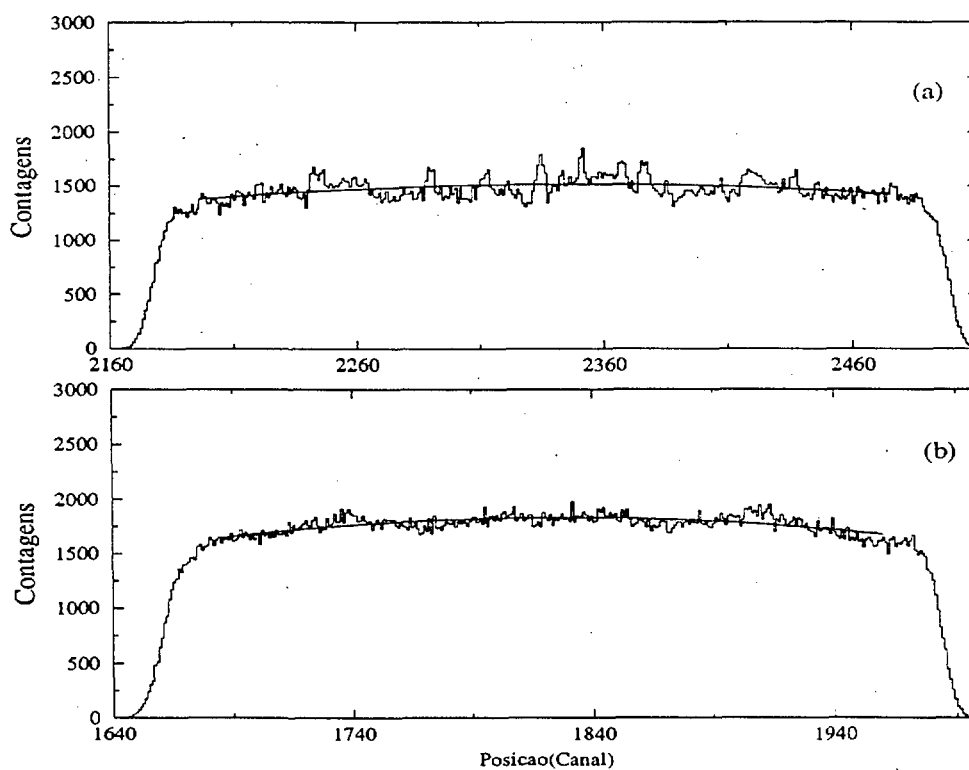


Fig. 6.8: Resposta do detector para iluminação uniforme. (a) Catodo Filar; (b) Catodo de Pistas de Circuito Impresso. As curvas levemente convexas em (a) e (b) ocorrem devido a distância finita entre a fonte de raios X e a janela do detector.

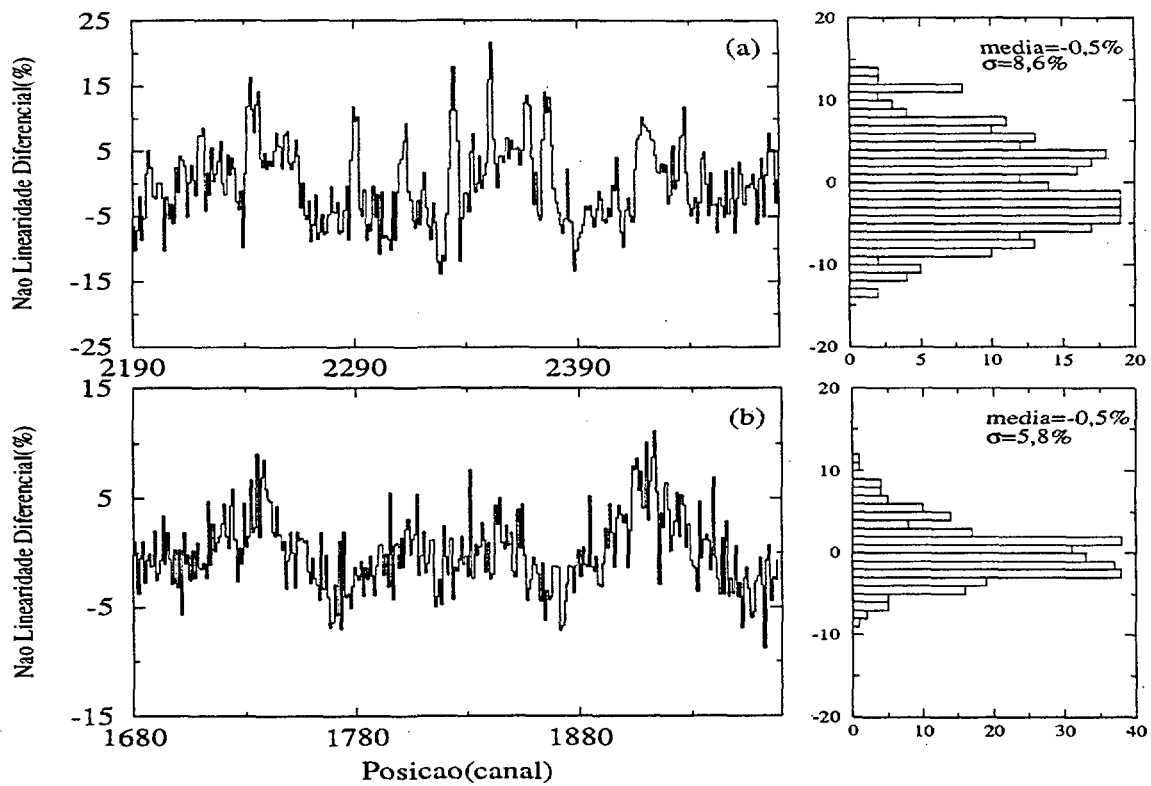


Fig. 6.9: Não Linearidade Diferencial. a - coordenada Y (catodo filar); b - coordenada X (catodo de pistas de circuito impresso). Ao lado são histogramadas as distribuições de contagens para cada coordenada.

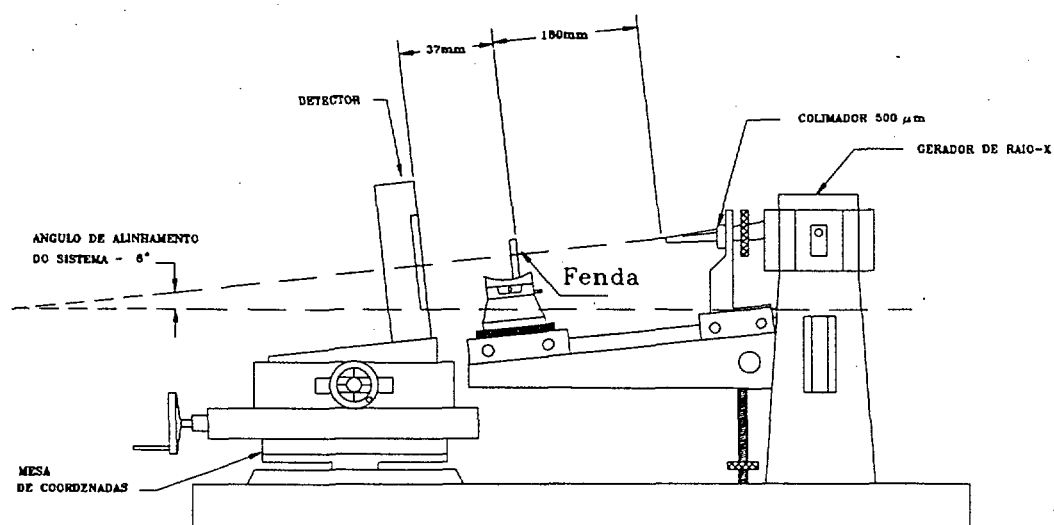


Fig. 6.10: Montagem utilizada para a medida de resolução em posição.

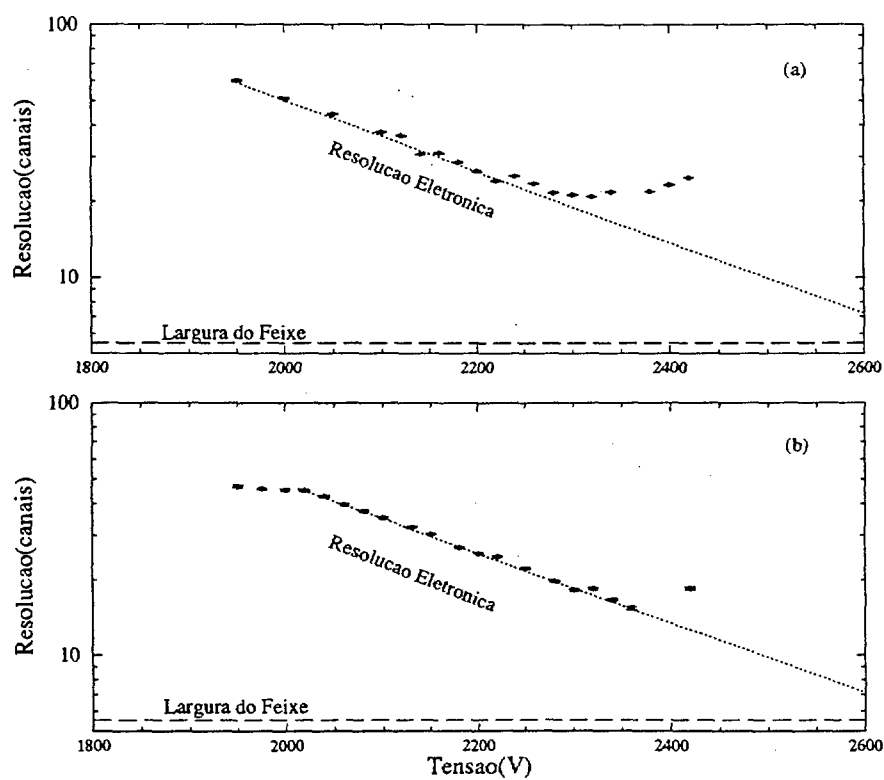


Fig. 6.11: Resolução em posição: (a) na direção y (catodo filar) e (b) na direção x (catodo de pistas) em função da tensão aplicada aos fios de anodo. Estas curvas não foram obtidas simultaneamente.

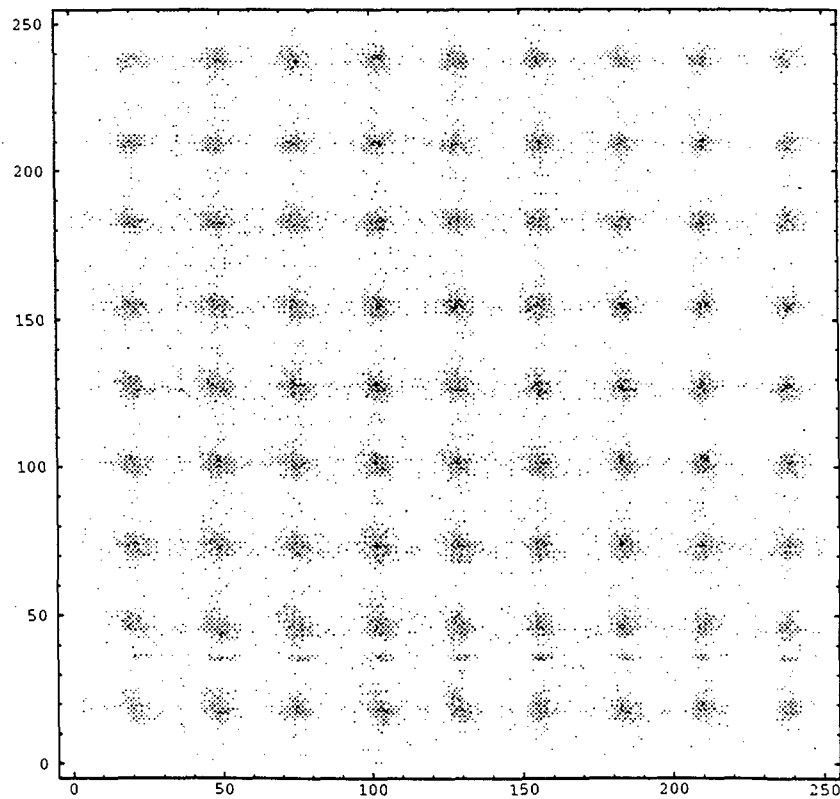


Fig. 6.12: Iluminação do Detector através de uma máscara de lucite vasada com 81 furos circulares de 1mm de diâmetro com espaçamento de 10mm. A espessura da máscara é de 10mm.

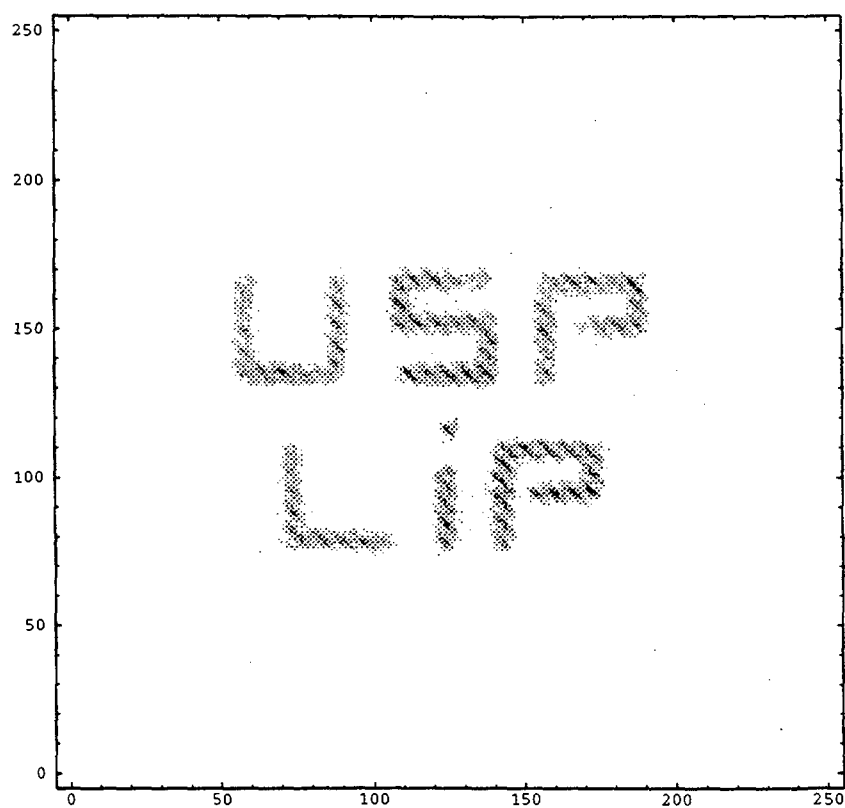


Fig. 6.13: Imagem obtida com o detector Bi-Dimensional. Iluminação feita com uma fonte de ^{55}Fe .

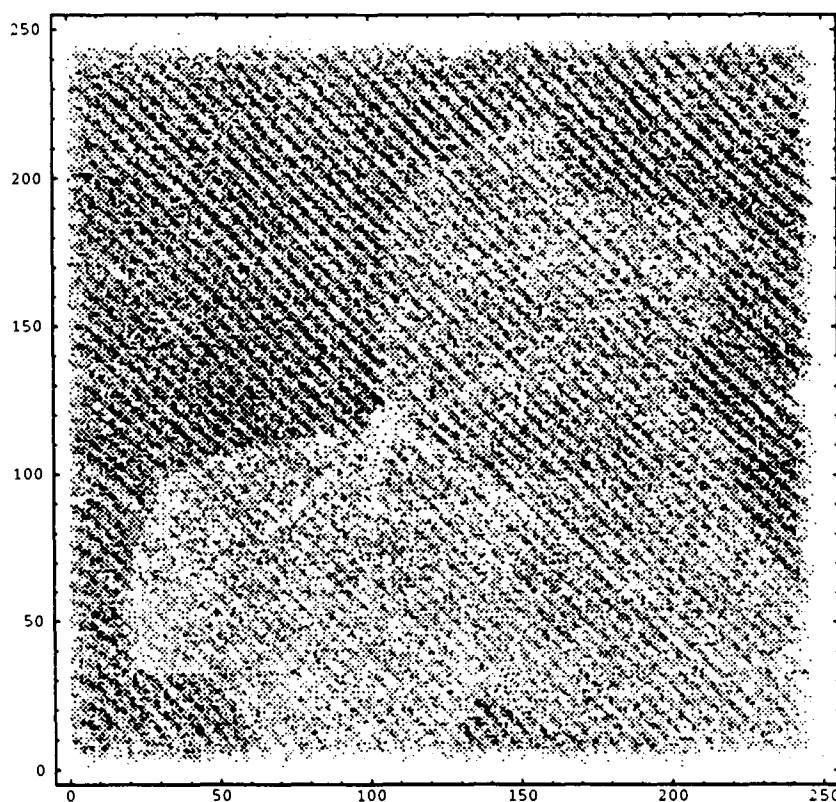


Fig. 6.14: Radiografia de uma folha de parreira com largura de aproximadamente 10cm submetida a iluminação por uma fonte de ^{55}Fe distante 40cm da janela do detector.

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

Capítulo 7

Medida de Espalhamento de Raios X

7.1 Método de Laue e Lei de Bragg.

Em 1909 Max von Laue que era estudante de Planck começou a trabalhar com o professor Sommerfeld [Am 75]. Acreditava-se nesta época que os cristais eram sólidos descontínuos com uma ordem tri-dimensional repetitiva, entretanto, isto era ainda pouco mais que uma boa hipótese. Foi após a defesa de tese de Ewald¹ sobre as propriedades ópticas dos cristais, que Laue teve sua atenção voltada para as interações de dipolo atômico com ondas eletromagnéticas de comprimento na região do visível reportadas por Ewald. A partir daí Laue passou a discutir vários aspectos teóricos com Sommerfeld, Wien e outros. Como consequência do entusiasmo de Laue, Friedrich, assistente de Sommerfeld e Paul Knipping se interessaram por fazer testes experimentais desta teo-

¹P.P.Ewald apresentou sua tese de doutoramento na Faculdade de Filosofia de Munique em 16 de fevereiro de 1912.

ria usando raios X, já que as distâncias típicas da rede cristalina eram previstas como sendo da ordem de 10^{-8} cm e o comprimento de onda dos raios X da ordem de 10^{-9} cm. A Fig.7.1 mostra o esquema original da montagem. Um feixe de diâmetro 1mm era colimado por B_1 a B_4 atingindo o cristal (Kr) de sulfato de cobre. Os raios X emergentes sensibilizavam as chapas fotográficas P_1 a P_5 . O tempo de exposição variava de uma a doze horas.

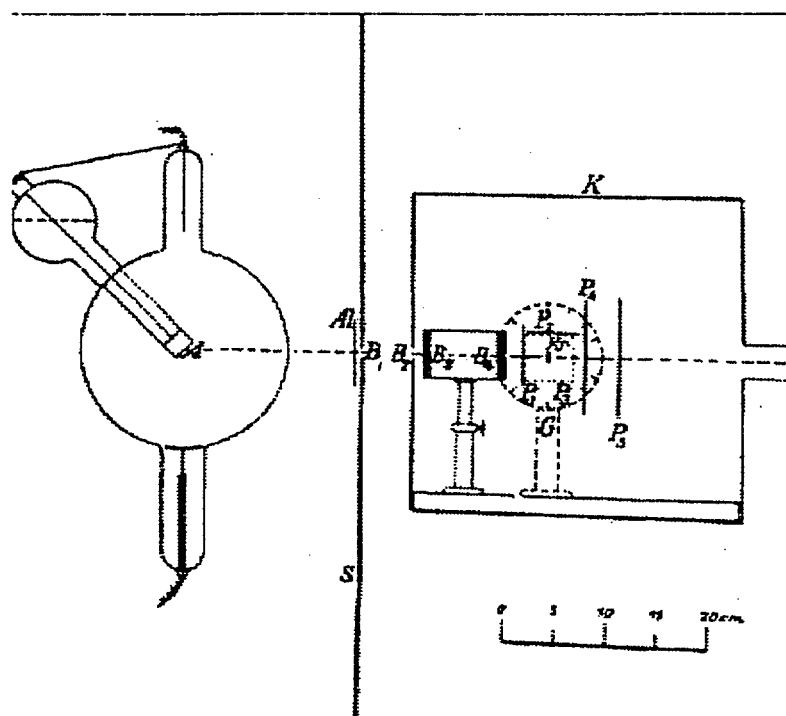


Fig. 7.1: Montagem original utilizada por Friedrich e Knipping, os idealizadores da câmara de Laue.

[Fr 12]

Laue, Friedrich e Knipping estavam convencidos que os raios emer-

gentes consistiam de radiações características emitidas pelo cristal sob a influência do feixe incidente. Foi Willian Lawrence Bragg, um jovem estudante de Cambridge que meses depois fez a interpretação correta dos resultados. Bragg mostrou que os pontos de difração nas fotografias de Laue podiam ser explicadas como uma reflexão parcial do feixe incidente, em grupos de planos paralelos em que os átomos estavam arranjados no cristal como ilustra a Fig.7.2.

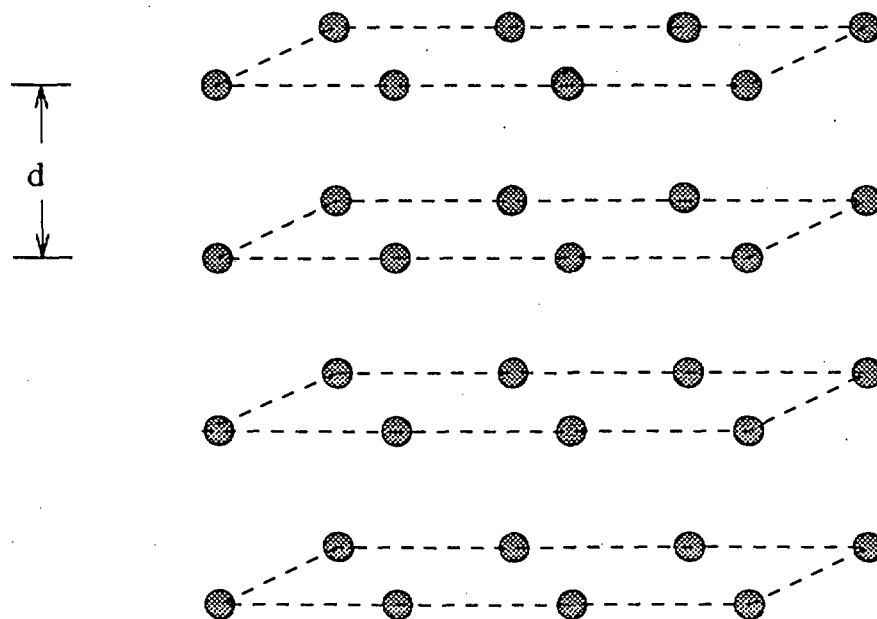


Fig. 7.2: Ilustração representando a disposição das várias ordens de reflexão dos planos formado por átomos em um cristal.

A equação de Bragg supõe que a difração de raios X pode ser expli-

cada como uma reflexão descontínua da radiação incidente nos planos do cristal. Paralelamente à face do cristal existem uma infinidade de planos atômicos equi-espçados, em que os raios X penetram profundamente antes de serem apreciavelmente absorvidos. Em cada plano uma pequena porção do feixe é refletida.

Considerando as linhas pp , p_1p_1 , p_2p_2 , e assim por diante, na Fig.7.3, como representação dos planos atômicos de distância interplanar d constante e AA , BB' como frentes de raios X incidindo nos planos do cristal e sendo refletidas na direção CD . As ondas refletidas em B' reforçam a onda refletida em C , mas para tal, esta precisa chegar em C em fase com a onda ABC . Isto pode acontecer se a diferença de caminhos for igual a um número inteiro de comprimentos de onda, assim:

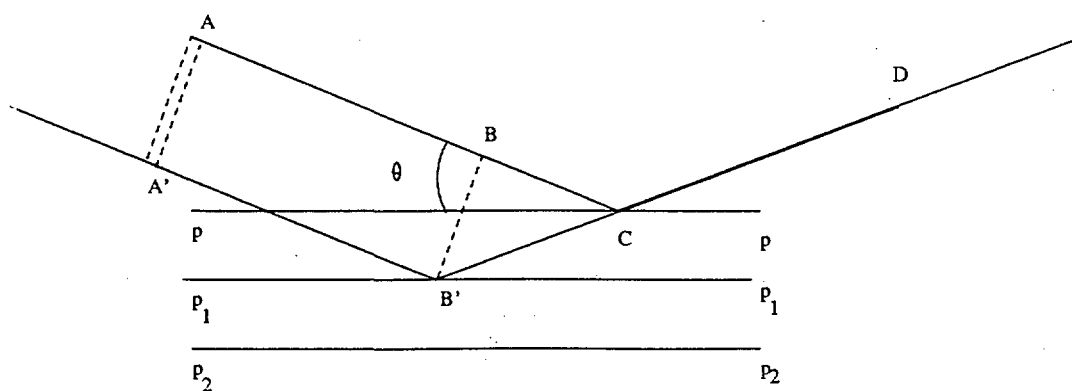


Fig. 7.3: Frente de onda incidindo nos planos atômicos e sua reflexão especular.

$$B'C - BC = n\lambda \quad (7.1)$$

Por trigonometria simples

$$B'C = \frac{d}{\sin \theta} \quad (7.2)$$

e

$$BC = B'C \cos 2\theta = d \frac{\cos 2\theta}{\sin \theta} \quad (7.3)$$

Substituindo 7.3 em 7.1 temos:

$$\frac{d}{\sin \theta} \times (1 - \cos 2\theta) = 2d \times \frac{\sin^2 \theta}{\sin \theta} \quad (7.4)$$

$$2d \times \sin \theta = n\lambda \quad (7.5)$$

Esta é a equação de Bragg. Para cristais de um dado espaço interplanar d e para um dado λ , as várias ordens n de reflexão ocorrem apenas para valores precisos de θ que satisfazem a equação 7.5.

A Fig.7.4 mostra uma rede cristalina tri-dimensional simples com três planos de difração representados por seus índices de Müller (h, k, l).

Usando os índices de reflexão (V.apêndice C) podemos escrever as equações de Bragg como:

$$\lambda = 2 \times d_{nh,nk,nl} \times \sin \theta \quad (7.6)$$

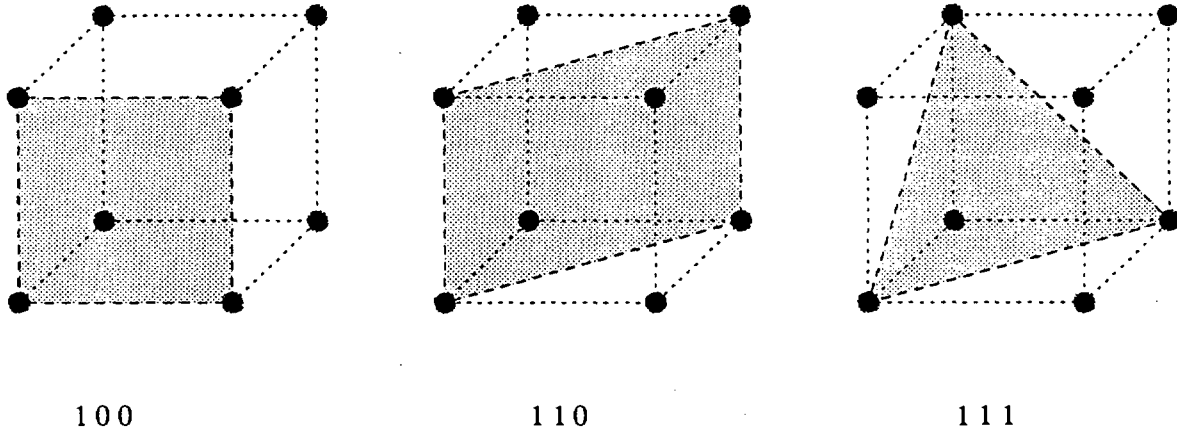


Fig. 7.4: Representação de uma rede cristalina tri-dimensional com seus diferentes planos de difração.

e podemos escrever θ como:

$$\theta = \arcsin \frac{\lambda}{2d_{nh,nk,nl}} \quad (7.7)$$

Para um específico comprimento de onda λ_1 e para $n = 1$

$$\theta = \arcsin \frac{\lambda_1}{2d_{h,k,l}} \quad (7.8)$$

Para $\lambda_2 = \frac{1}{2}\lambda_1$ e $n = 2$

$$\begin{aligned} \theta &= \arcsin \frac{\lambda_2}{2d_{2h,2k,2l}} \\ \theta &= \arcsin \frac{\frac{1}{2}\lambda_1}{2\frac{1}{2}d_{h,k,l}} \end{aligned} \quad (7.9)$$

Isto significa que a direção de reflexão hkl para o comprimento de onda λ é a mesma que $\frac{\lambda}{2}$ na direção $2h2k2l$ e mais, a mesma que na direção $nhnknl$ para $\lambda_n = \frac{\lambda}{n}$. O significado da invariância é que, se o feixe de raios X tem um intervalo suficiente de comprimentos de onda, qualquer grupo de planos (hkl) pode refletir nas várias ordens, todos na mesma direção definida por θ , porque para cada espaçamento selecionado o comprimento de onda apropriado satisfaz a relação de Bragg. A difração de raios X é tratada com mais detalhes por [Bog 82].

Este método de análise de estruturas cristalinas é, ainda nos nossos dias, utilizado em larga escala nos laboratórios de cristalografia, através do emprego de chapas fotográficas.

As técnicas de difração não são utilizadas apenas para monocristais, mas também para policristais.

No método do Pó, a radiação monocromática incide sobre o pó de uma amostra triturada ou grãos finos policristalinos contidos em um tubo capilar com paredes finas. A distribuição dos cristalitos é aproximadamente contínua. Os raios são difratados pelos cristalitos que estão orientados formando um ângulo θ com o feixe e que satisfazem a equação de Bragg.

Este método foi empregado por Bittencourt [Bi 86] para a caracterização do policristal Dodecil Sulfato de Sódio.



7.2 Procedimento Experimental

Tendo em vista as limitações do método de Laue com o emprego de chapas fotográficas, imaginou-se que a utilização de um detector bi-dimensional seria viável, dada a maior eficiência deste na conversão de raios X em um evento mensurável. O emprego do detector bi-dimensional pode reduzir drasticamente o tempo de tomada de dados além do fato de passarem a ser possíveis análises imediatamente após a aquisição, ao contrário do método fotográfico, onde a chapa têm que passar por um processo de revelação, antes da análise, tendo que, por vezes, se reiniciar as medidas, aumentando sobremaneira o intervalo de tempo entre o início da aquisição de dados e o início da análise.

O material Dodecil Sulfato de Sódio (SLS) é um pó anfífilico² analisado anteriormente por [Bi 88], utilizando o método de Laue com chapas fotográficas. Como o SLS apresenta picos intensos nas três primeiras ordens de difração (001), (002) e (003) optou-se por este material para o estudo de difração de raios X.

Para se medir o padrão de difração do SLS utilizou-se o arranjo da Fig.7.5. O feixe de raios X é produzido em um tubo de cobre e tem comprimentos de onda característicos $1,5418\text{\AA}$ (K_α) e $1,39217\text{\AA}$ (K_β).

A montagem consiste de um colimador de $500\mu\text{m}$ na saída do gerador de raios X, uma fenda "linha" de $150\mu\text{m}$ a $(50,0 \pm 0,5)\text{mm}$

²Segundo [Bi 86], anfífilicas são estruturas formadas por uma cabeça polar hidrofílica ligada a uma cadeia hidrofóbica. Estas estruturas na presença de água e a partir de uma certa concentração se unem em estruturas chamadas micelas.

do colimador, um capilar de vidro de $1,5\text{mm}$ contendo a amostra de SLS situado a $(2,0 \pm 0,5)\text{mm}$ da fenda e o plano de anodo do detector distante $(155,5 \pm 1,0)\text{mm}$ da amostra. Entre o colimador e a fenda foi colocado um filtro de níquel para impedir a passagem da radiação K_β . A incidência do feixe direto era evitada por um pequeno disco de chumbo de formato circular e diâmetro de aproximadamente 7mm , posicionado a 13mm da janela do detector.

O detector foi mantido a tensão de operação de $2,2\text{kV}$, com eletrônica associada idêntica a discutida na seção 3.2, para a obtenção da imagem de difração.

Para que se fizesse o monitoramento durante a aquisição utilizou-se a coordenada horizontal (x) como saída para um analisador multicanal.

Estando a janela do detector totalmente aberta, a distribuição apresentada no multicanal é a integral de todas as fatias correspondentes à direção vertical (y). Para se evitar tal problema foi feita uma “fenda” por “hardware”.

Como pode se ver no diagrama da eletrônica utilizada representado na Fig.7.6, ligou-se uma das extremidades da linha de atraso correspondente à coordenada vertical (y_1) ao START de um TAC/SCA e a outra (y_2) foi atrasada em relação à primeira em um Dual Gate Delay Generator e ligada ao STOP em anti-coincidência. Os sinais correspondentes a x_1 e x_2 também são injetados em outro TAC, estando a saída dos dois TAC's em coincidência. As rampas dos TAC's foram

de 800ns.

Com esta estratégia é possível mudar o discriminador de nível alto (ULD) bem como o de nível baixo (LLD) do TAC/SCA para restringir a região em y da aquisição. A “fenda eletrônica” tinha aproximadamente 13ns correspondendo a 3mm. O critério utilizado para definir a largura da fenda foi procurar uma posição tal que minimizasse a perda de resolução devido à largura desta, e maximizasse as distâncias entre os picos de difração, ou em outras palavras, encontrando a faixa central do espalhamento. A Fig.7.7 ilustra as situações indesejáveis evitadas com este procedimento.

7.3 Resultados Obtidos

A Fig.7.8 mostra a imagem da difração de raios X pelo Dodecil Sulfato de Sódio obtido na aquisição bi-paramétrica (Vide Sec.5.2) com aproximadamente 49.000 contagens. O número de contagens não é elevado (a imagem obtida tem 250×250 “pixels”) pois o sistema de aquisição utilizado, apresenta uma taxa de transferência de dados, através do protocolo GPIB, de apenas 100 eventos por segundo aproximadamente. A Fig.7.9 mostra a distribuição correspondente ao corte realizado na direção vertical como foi exposto na seção 7.2. Pode-se notar as distâncias interplanares do SLS 001,002,003 pelos picos de difração.

A partir da imagem obtida na Fig.7.8 é possível obter a distribuição

h k l	$D(\text{\AA})_1$	$D(\text{\AA})_2$	$2\theta(^{\circ})_1$	$2\theta(^{\circ})_2$
001	$38,4 \pm 0,5$	$39,06 \pm 2,73$	2,297	$2,26 \pm 0,16$
002	$19,45 \pm 0,15$	$18,95 \pm 1,18$	4,539	$4,66 \pm 0,29$
003	$12,95 \pm 0,05$	$12,67 \pm 0,89$	6,821	$6,97 \pm 0,49$

Tabela 7.1: *Espaçamento interplanar relativo as ordens de reflexão 001, 002, 003 do Dodecil Sulfato de Sódio medidos através de processos fotográficos 1 e com o detector bidimensional 2.*

radial, integrando sobre todo o intervalo de $\theta(0 - 2\pi)$. Este procedimento não foi realizado aqui devido a baixa estatística obtida na imagem.

7.3.1 Análise dos Resultados

O parâmetro c da célula unitária do dodecil sulfato de sódio é determinado através dos picos de difração de Bragg de ordem 001, 002, 003 como:

$$c = d(001) = 2d(002) = 3d(003) \quad (7.10)$$

A Tab.7.1 apresenta os resultados obtidos com o detector bi-dimensional comparados aos resultados obtidos anteriormente por [Bi 86, Bi 88].

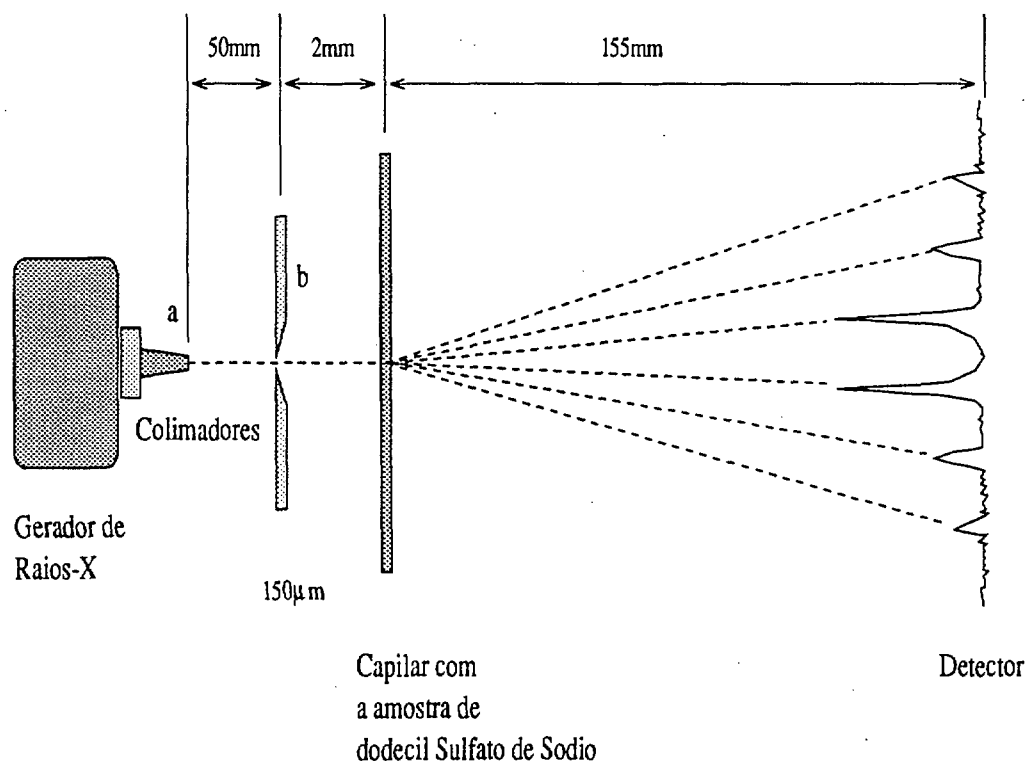


Fig. 7.5: Montagem do sistema para a medida de difração de raios X pelo Dodecil-Sulfato de Sódio. A fenda, de largura 150 μ m, representada na figura está posicionada a $(2,0 \pm 0,5)$ mm da amostra. A distância entre a amostra e o plano de anodo do detector é de $(155,5 \pm 1,0)$ mm. O detector está representado pela figura de difração segundo os ângulos de Bragg.

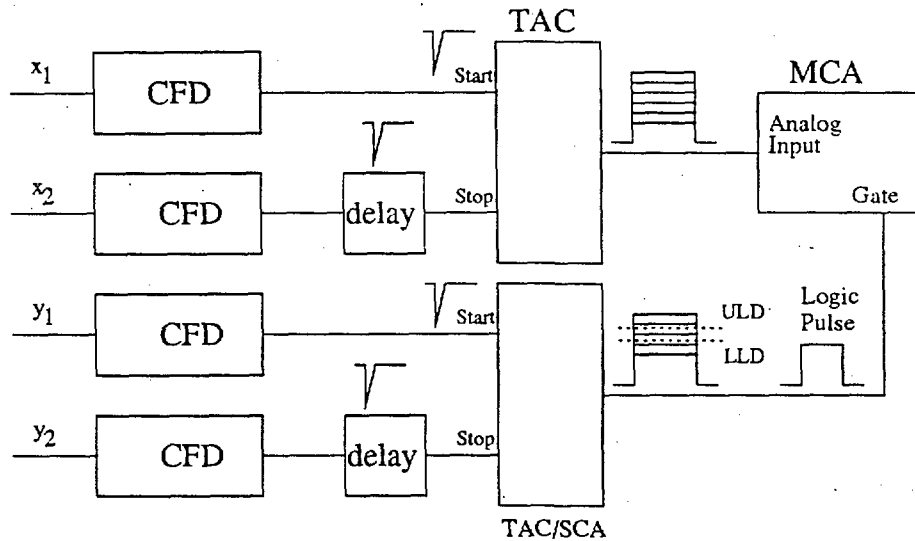


Fig. 7.6: Montagem utilizada para fazer uma “fenda eletrônica” em uma das direções do detector. Os sinais relativos às quatro saídas das linhas de atraso após passarem pelos discriminadores de fração constante-CFD são injetados em dois conversores de tempo em amplitude. Os sinais correspondentes a y_1 e y_2 são injetados em um “conversor de tempo em amplitude com analisador de monocanal” TAC/SCA, que permite a determinação dos níveis de discriminação alto (ULD) e baixo (LLD), fazendo portanto um “janelamento” em y . O sinal lógico padrão NIM gerado na saída do TAC/SCA está em coincidência com a saída do outro TAC que recebe os sinais relativos às coordenadas x . O resultado é apresentado no Multicanal MCA.

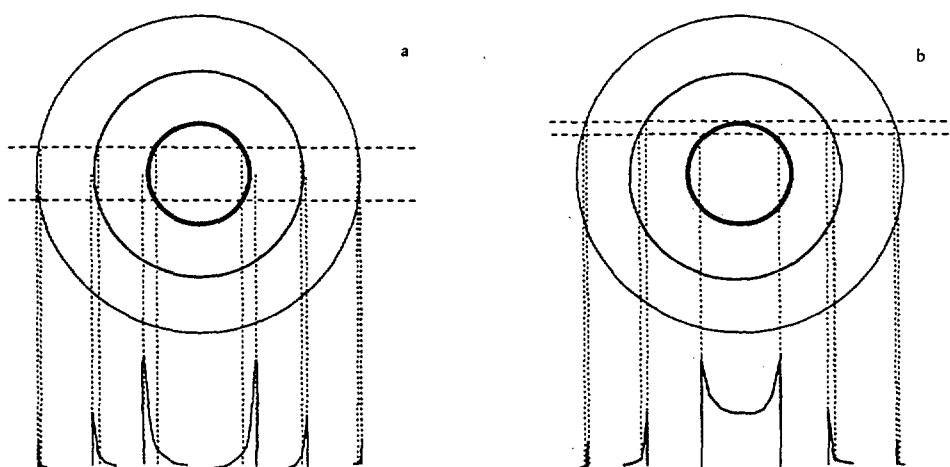


Fig. 7.7: Representação pictórica da contribuição de fendas eletrônicas inadequadas. Na parte (a) pode-se verificar o efeito da tomada de uma fenda muito larga. A largura dos picos sofre influência da largura da fenda. Na parte (b) a fenda não está no centro do espalhamento e portando contribui com esta sombra na figura de difração.

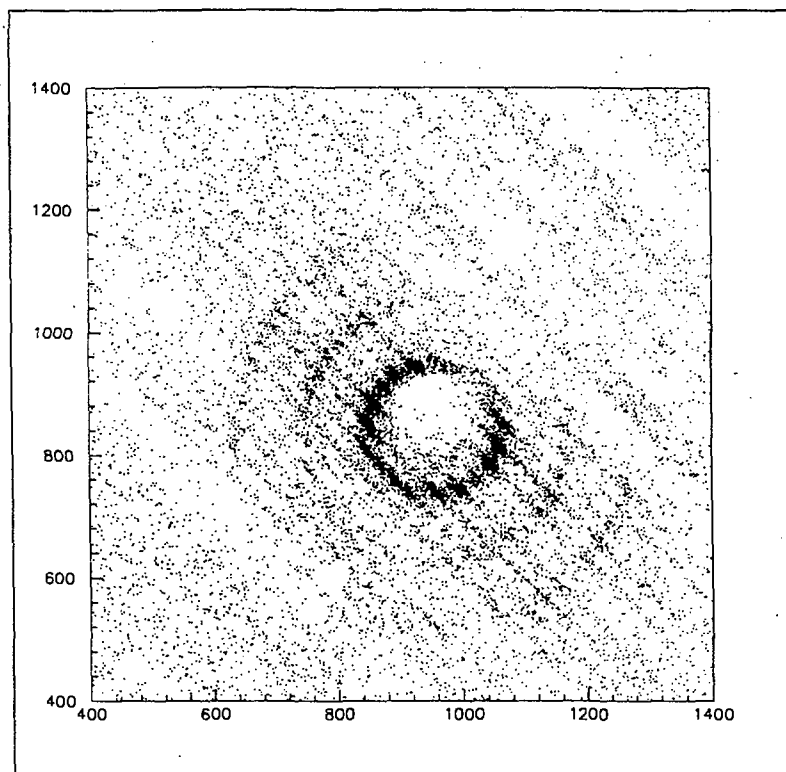


Fig. 7.8: Imagem da Difração de raios X no SLS com $49 \cdot 10^3$ eventos.

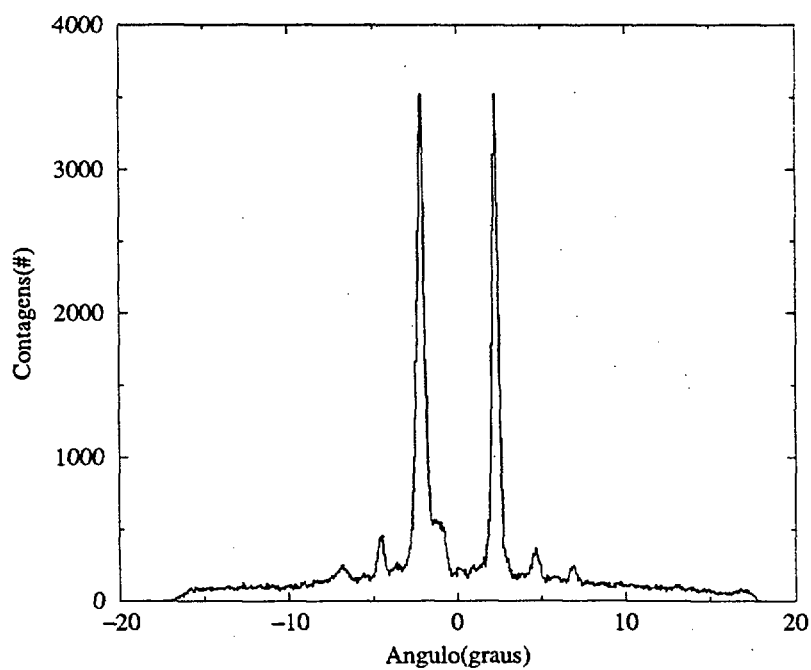


Fig. 7.9: Figura de difração de raios X em uma amostra de Dodecil Sulfato de Sódio obtido a partir de uma “fenda eletrônica”. Os picos de difração são representados na figura anterior por anéis concêntricos.

Capítulo 8

Conclusão e Comentários Finais

A proposta deste trabalho foi apresentar um dispositivo básico, para detecção de radiação ionizante, sensível à posição. O dispositivo apresentou características adequadas às medidas de espalhamento de raios X, de baixa energia, em uma amostra policristalina de dodecil sulfato de sódio, com parâmetros cristalográficos em acordo com os obtidos na literatura.

A utilização deste detector não se limita apenas a esta área de interesse. Dependendo do tipo de medida que se pretende fazer podem ser alteradas algumas características deste equipamento sem que se altere a concepção do dispositivo básico. Com a introdução de técnicas de processamento de imagem, este detector pode ser utilizado em aplicações médicas como em PET (“positron emission tomography”)[Je 83, Fre 85, Sa 89].

A substituição da janela do detector, por um material conversor de

neutrons, permite sua utilização na localização de neutrons térmicos [Mo 91, Va 74].

Como dispositivo básico, o detector bidimensional apresenta boas características, tais como não linearidade integral melhor que 0,3% e resolução sub-milimétrica ($650\mu\text{m}$), que podem ser otimizadas em função das possíveis aplicações futuras.

Técnicas como a do “gap” de multiplicação [St 91] aumentam a carga coletada no anodo, melhorando a resolução em posição. A troca do gás também pode contribuir para o aumento da resolução espacial.

A não linearidade diferencial pode ser reduzida utilizando-se outra geometria para pistas de leitura de posição, como pistas em “zig zag” e pistas intermediárias descritas por [Sm 92].

Encontra-se em andamento um projeto de construção de um “buffer” auxiliar que visa reduzir o tempo de “hand-shake” do protocolo de transferência de dados, aumentando a taxa de contagens no sistema de detecção. Isto pode tornar possível a utilização deste detector em estudos de fenômenos dependentes do tempo, através de espalhamento de luz síncrotron em bio-moléculas [Sm 92].

Apêndice A

Formatação do Pulso

A.1 Formatação CR e RC

No tratamento de sinais eletrônicos, são muito utilizadas redes CR , ou diferenciadoras e redes RC , integradoras. Em ambos os casos, podem ser consideradas como filtros no domínio das frequências, com o propósito de melhorar a relação sinal-ruído, limitando a resposta em frequência da instrumentação utilizada.

Com o objetivo de restringir a banda passante de frequências, cortando as baixas como por exemplo a frequência da rede, bem como as altas frequências como ruídos, lança-se mão de circuitos integradores e diferenciadores.

A.1.1 Circuitos Diferenciadores CR ou Filtros Passa-Alta

Como pode ser visto na Fig.A.1 um componente elementar da rede diferenciadora relaciona a tensão de entrada e saída pela expressão:

$$V_{in} = \frac{Q}{C} + V_{out} \quad (A.1)$$

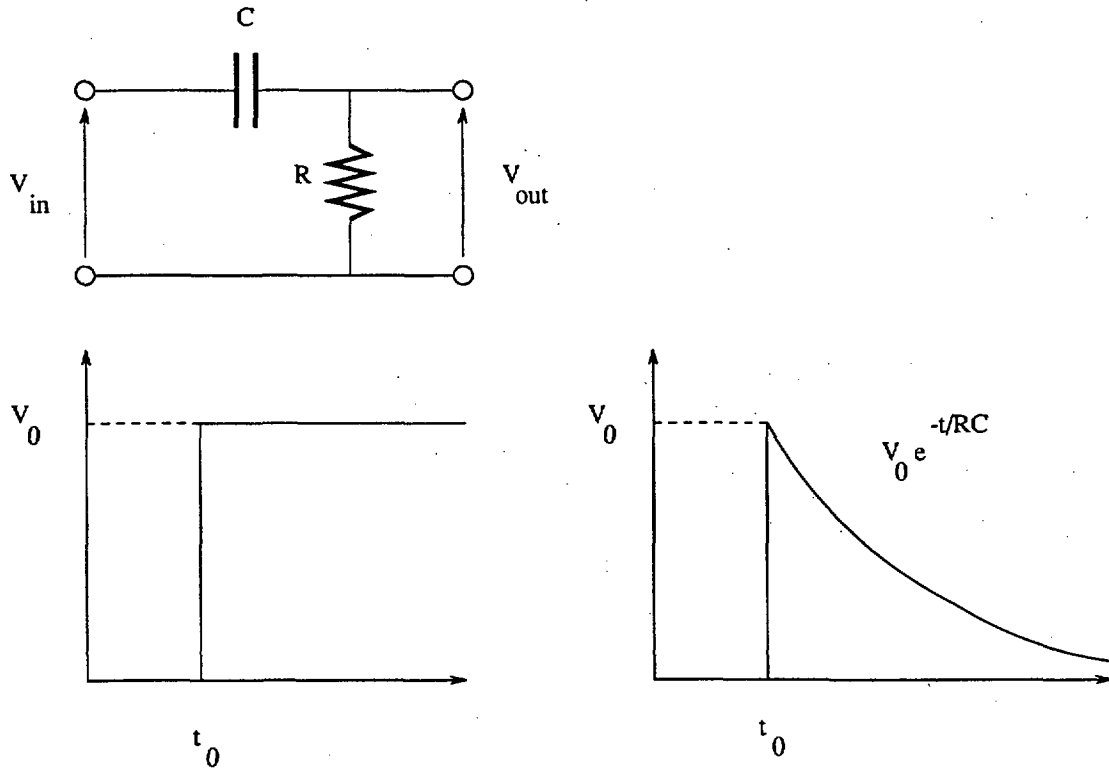


Fig. A.1: Circuito Diferenciador

Definindo $\tau = RC$ como a constante de tempo do circuito e derivando a expressão A.1 em relação ao tempo podemos obter:

$$V_{out} + \tau \frac{dV_{out}}{dt} = \tau \frac{dV_{in}}{dt} \quad (A.2)$$

No limite para τ pequeno o circuito CR age no sentido de produzir uma tensão de saída V_{out} proporcional à derivada temporal do sinal de

entrada. Daí o nome *Diferenciador*.

$$V_{out} \simeq \tau \frac{dV_{in}}{dt} \quad (A.3)$$

Para um sinal senoidal $V_{in} = V \sin(2\pi ft)$ usando a expressão A.3 temos como solução:

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = |A| \sin(2\pi ft + \theta) \quad (A.4)$$

onde:

$$|A| = \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}}$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{f}{f_c}\right) \quad (A.5)$$

com

$$f_1 = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (A.6)$$

Assim, para sinais com frequências $f_c^1 \gg f_1$ então $|A| \simeq 1$ e para $f_c \ll f_1$ então $|A| \simeq 0$. Já que altas frequências são passadas para a saída com baixa atenuação este filtro é chamado passa-alta.

¹Frequência de Corte é aquela na qual a amplitude do sinal de saída decresce para 70,7% do valor máximo e a potência cai 50%. Na frequência de corte temos a reatância capacitiva igual à resistência do circuito (Da90).

A.1.2 Circuitos Integradores RC ou Filtros Passa-Baixa

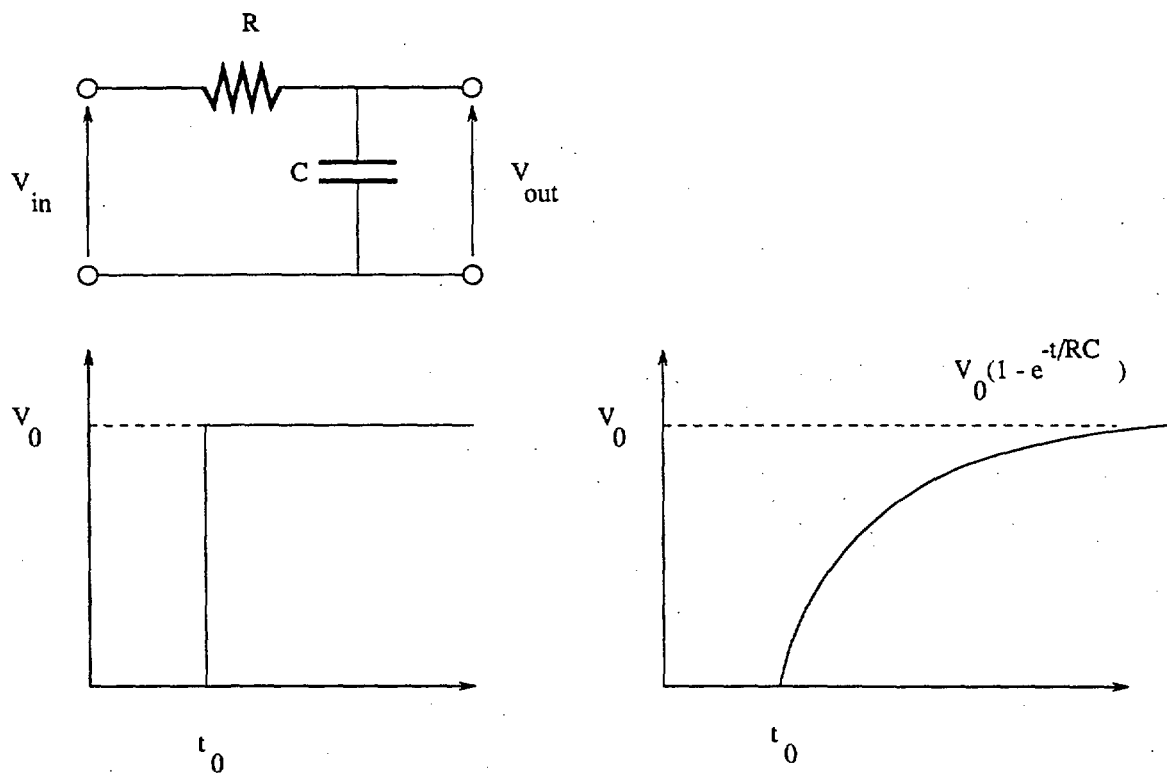


Fig. A.2: Circuito Integrador

Para o circuito representado na Fig.A.2 podemos escrever a seguinte expressão:

$$V_{in} = iR + V_{out} \quad (A.7)$$

Derivando em relação ao tempo temos:

$$\frac{dV_{out}}{dt} + \frac{1}{\tau} V_{out} = \frac{1}{\tau} V_{in} \quad (\text{A.8})$$

No caso em que RC é suficientemente grande podemos fazer a seguinte aproximação:

$$\frac{dV_{out}}{dt} \simeq \frac{1}{\tau} V_{in} \quad (\text{A.9})$$

ou por integração em t :

$$V_{out} \simeq \frac{1}{\tau} \int V_{in} dt \quad (\text{A.10})$$

razão porque o circuito é conhecido como integrador.

Da mesma maneira que na sessão anterior, para um sinal senoidal $V_{in} = V \sin(2\pi ft)$ temos:

$$\frac{V_{out}}{V_{in}} = |A| \sin(2\pi ft + \theta) \quad (\text{A.11})$$

onde:

$$|A| = \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{f_c}{f_2}\right)^2}}$$

$$\theta = -\arctan\left(\frac{f_c}{f_2}\right) \quad (\text{A.12})$$

para $f_2 = \frac{1}{2\pi\tau}$.

Se $f \gg f_2$ então $|A| \simeq 0$ e se $f \ll f_2$ então $|A| \simeq 1$. Portanto, este filtro permite a passagem das baixas frequências com pequena atenuação, filtrando o sinal das altas. Daí a o nome filtro Passa-Baixa.

A.1.3 Formatação Semi-Gaussiana

Uma combinação de $CR - (RC)^n$ [Ni 74] causa uma formatação que se aproxima de uma função gaussiana. Para uma integração e n diferenciações com a mesma constante de tempo temos:

$$V_{out} = V \left(\frac{t}{\tau} \right)^n e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{A.13})$$

A vantagem deste tipo de formatação está na melhor relação sinal-ruído obtida para pulsos rápidos, quando comparada àquelas obtida com circuitos $CR - RC$, razão que popularizou a formatação semi-gaussiana em espectroscopia gama ou de Raios-X de alta resolução.

A Fig.A.3 mostra um exemplo de sinal semi-gaussiano.

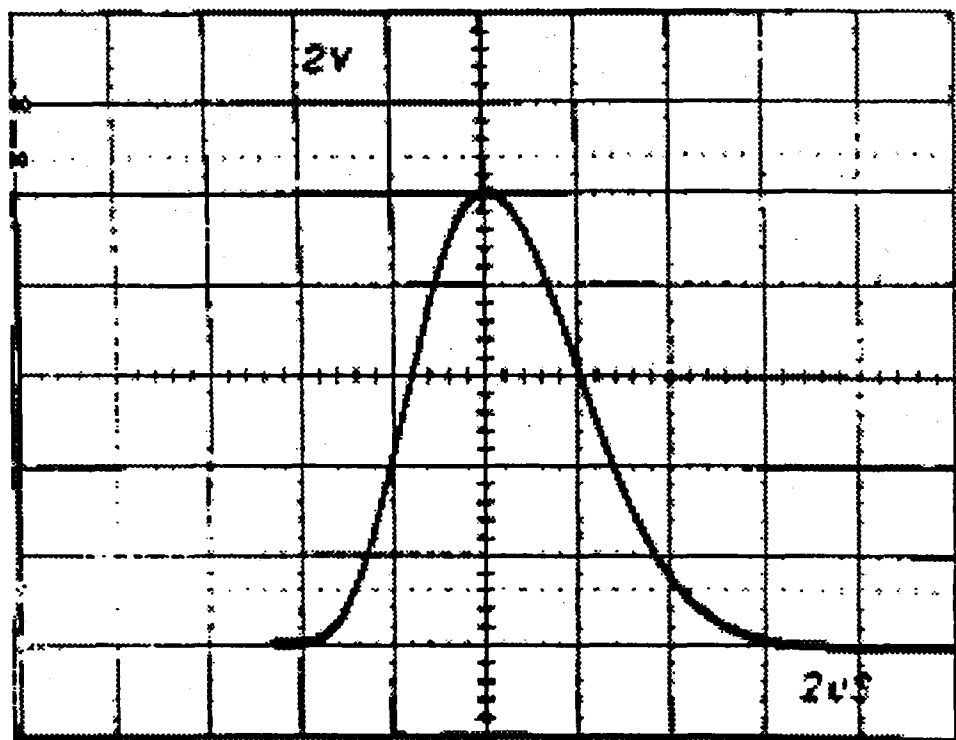


Fig. A.3: Saída típica unipolar de um amplificador com formatação semi-gaussiana
[OR 92]

NEXT PAGE(S)
left BLANK

Apêndice B

Cálculo da Seção de Choque para o Efeito Fotoelétrico

Devem ser feitas inicialmente algumas hipóteses para o cálculo da seção de choque de ionização por efeito fotoelétrico em um átomo.

Em um tratamento não relativístico admite-se que a energia do fóton é grande comparada com a energia de ionização da camada desejada, bem como pequena comparada com $m_{electron}c^2$.

Tomando as funções de onda:

$$\Psi_K = \sqrt{\frac{Z^3}{\pi a^3}} \exp\left(-\frac{Zr}{a}\right) \quad (B.1)$$

$$\Psi_f = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{i}{\hbar}\right) \vec{p} \cdot \vec{r} \quad (B.2)$$

onde Ψ_K é a função de onda para o elétron da camada K e Ψ_f corresponde ao elétron livre.

A probabilidade de transição total por unidade de tempo para um estado com momento $\vec{p}$, em um ângulo sólido $d\Omega$ é dada por:

$$dP = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle H_{inter} \rangle|^2 \rho(E) d\Omega \quad (B.3)$$

onde $\langle H_{inter} \rangle = \langle f; \dots n_{\lambda-1}, \dots | H' | i; \dots, n_{\lambda}, \dots \rangle$, i, f são respectivamente os estados do elétron na camada K e livre e $n_{\lambda}, (n_{\lambda} - 1)$ se referem ao campo da radiação, onde um fóton é aniquilado e o elétron passa de um estado i para f .

Pode-se escrever portanto:

$$\langle H_{inter} \rangle = \frac{e}{m(2\pi\hbar)} \sqrt{\frac{Z^3}{\pi a^3 V \omega}} \int \exp\left(\frac{i}{\hbar} \vec{q} \cdot \vec{r}\right) \frac{\hbar}{i} (\vec{e} \cdot \nabla) \exp\left(-\frac{Zr}{a}\right) d^3r \quad (B.4)$$

$\vec{q} = \hbar \vec{k} - \vec{p}$ é o momento transferido para o elétron. Integrando por partes...

$$\langle H_{inter} \rangle = -\frac{4e}{m\hbar} \sqrt{\frac{Z^3}{\pi a^3 V \omega}} (\vec{e} \cdot \vec{p}) \left(1 + \frac{q^2 a^2}{\hbar^2 Z^2}\right)^{-2} \quad (B.5)$$

A secção de choque diferencial para o efeito fotoelétrico é obtido dividindo a probabilidade de transição pelo fluxo de fótons incidentes. A normalização escolhida foi tal que só existe um fóton no volume V e o fluxo de fótons incidente será $\frac{c}{V}$.

$$d\sigma = \frac{32 \times 137^4}{Z^3} p \left(\frac{\vec{p} \cdot \vec{e}}{mc^2}\right)^2 \frac{c^3}{\hbar \omega} r_0^2 \left(1 + \frac{q^2 a^2}{\hbar^2 Z^2}\right)^{-4} d\Omega \quad (B.6)$$

onde $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$ é o raio "clássico" do elétron e $\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$.

Sendo θ o ângulo entre os planos $(\vec{p}, \vec{k})$ e $(\vec{e}, \vec{k})$, temos:

$$\vec{e} \cdot \vec{p} = p \sin \theta \cos \phi$$

$$q^2 = p^2 + s^2 - 2ps \cos \theta$$

$$s = \hbar k$$

utilizando ainda a conservação da energia

$$\frac{Z^2 m^2 e^4}{\hbar^2} + p^2 = 2m\hbar\omega \quad (\text{B.7})$$

onde o primeiro termo da soma se refere a energia de ionização e o segundo termo ao elétron livre. Assim:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4\sqrt{2} \frac{Z^2}{137^4} r_0^2 \left(\frac{mc^2}{\hbar\omega} \right)^{\frac{7}{2}} \sin^2 \theta \cos^2 \phi (1 + 4\beta \cos \theta) \quad (\text{B.8})$$

Quase todos os fotoelétrons são emitidos na direção de polarização do fóton $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\phi = 0$ e nenhum na direção do movimento do fóton. A secção de choque diferencial máxima ao longo da direção de polarização do fóton fica mais marcada com o aumento da energia incidente.

A secção de choque total para a camada K é dada por:

$$\sigma = \frac{32\sqrt{2}}{3} \pi \frac{Z^5}{137^4} r_0^2 \left(\frac{mc^2}{\hbar\omega} \right)^{\frac{7}{2}} \quad (\text{B.9})$$

NEXT PAGE(S)
left BLANK

Apêndice C

Índices de Müller

Sejam (Fig.C.1) OAB , OAC , OBC e ABC quatro planos principais ¹ de um cristal, tais que nenhum deles é paralelo à intersecção de quaisquer outros dois. Seja PQR outro plano principal do mesmo cristal, não paralelo a qualquer um dos anteriores. Para definir o plano ABC são necessárias tão somente as razões $OA : OB$, $OB : OC$, $OC : OA$. Da mesma maneira, para um plano PQR , as razões $OP : OQ$, $OQ : OR$, $OR : OP$ são fixas.

A lei de Haüy estabelece que [Bog 82]:

$$\frac{OP}{OQ} = \frac{m}{n} \frac{OA}{OB}$$
$$\frac{OQ}{OR} = \frac{n}{p} \frac{OB}{OC}$$

¹Segundo [Bog 82], num cristal, designam-se por planos principais, planos que correspondam à observação de uma propriedade descontínua como, por exemplo, uma face cristalográfica, um plano de clivagem, um plano de macla, um plano de escorregamento.

$$\frac{OR}{OP} = \frac{p}{m} \frac{OC}{OA} \quad (C.1)$$

onde $\frac{m}{n}$, $\frac{n}{p}$, $\frac{p}{m}$ são números racionais, ou seja, m, n, p são inteiros, em geral pequenos. Evidentemente estes valores inteiros dependem da escolha dos planos principais.

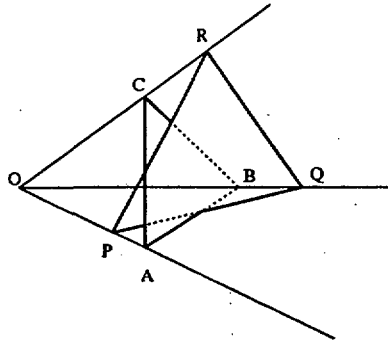


Fig. C.1: Representação dos planos principais de um mesmo cristal.

Pode-se chamar o sistema de coordenadas formado pelos planos axiais, OAB , OAC e OBC , de eixos cristalográficos. O plano ABC é conhecido como face fundamental ou unitária (Fig.C.2).

Qualquer outra face do cristal pode ser escrita, segundo a lei de Haüy, com base na forma primitiva. Assim para a face $A'B'C'$

$$\begin{aligned} \frac{OA'}{OB'} &= \frac{m}{n} \frac{a}{b} \\ \frac{OB'}{OC'} &= \frac{n}{p} \frac{b}{c} \end{aligned}$$

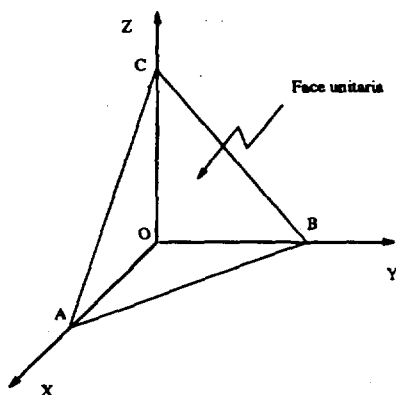


Fig. C.2: Face unitária ou face fundamental.

$$\frac{OC'}{OA'} = \frac{p}{m} \frac{c}{a} \quad (C.2)$$

Já que a face $A'B'C'$ é definida somente pela orientação e não por uma posição fixa no espaço, pode-se considerar que $OA' = m \times a$, $OB' = n \times b$, $OC' = p \times c$.

As quantidades m, n, p são chamadas coeficientes de derivação da face $A'B'C'$. Os seus inversos, depois de convertidos convenientemente para números inteiros, constituem os índices de Müller (h, k, l) daquela face.

Bibliografia

- [Al 76] - Allemand,R.; Thomas,G. - "Nouveau detecteur de localisation"-NIM **137**(1976)141-149.
- [Am 75] - Amorós, J.L.;Buerger,M.J.;de Amorós,M.C.-"The Laue Methods"- Academic Press(1975).
- [Ba 73] - Bal, F. et al.- "What is CAMAC?"; CERN-NP CAMAC Notes (1973).
- [Ba 85] - Bateman,J.E.; Connolly,J.F.; Stephenson,R.; "Improving the performance of MWPC X-ray imaging detectors by means of the multi-step avalanche technique". - NIM **A234**(1985)251-259.
- [Ba 87] - Bateman,J.E.; et al.; "Two digital X-ray imaging systems for applications in X-ray diffraction" - NIM **A259**(1987)506-520.
- [Be 65] - Bergström,I.-"Some 'internal' effects in nuclear decay"- α -, β -, γ - ray Spectroscopy (1965) 1523.

- [Beh 81] - Behrends,S; Melissinos, A.C. - "Properties of argon/ethane-methane mixtures for use in proportional counters"-NIM **188**(1981)521-534.
- [Bi 86] - Bittencourt,D.R.S.-"Estudos de liomesofases nemáticas uniaxiais por difração de raios X e técnicas auxiliares"-Tese de Doutorado, Instituto de Física, USP(1986).
- [Bir 76] - Birk,M; Breskin,A.; Trautner,N. - "A simple efficient method of delay-line termination and timing-signals extraction in position-sensitive proportional counters" - NIM **137**(1976)393-395).
- [Bi 88] - Bittencourt,D.R.S.;Amaral,L.Q.-"X-ray powder diffraction data for sodium octyl sulfate, sodium sulfate and sodium dodecyl sulfate". Powder Diffraction vol.3, num.4(1988)244-245.
- [Bo 82] - Boie,R.A.; Fischer,J; Ynagaki,Y.; Merritt,F.C.; Radeka,V.; Rogers,L.C. and Xi,D.M.-"High resolution X-ray gas proportional detectors with delay lines position sensing for high counting rate" - NIM **201**(1982)93-115.
- [Br 86] - Browne,E.; Firestone,B.; - "Table of Radioactive Isotopes" - John Wiley and sons (1986).

- [Bor 68] - Borkowisk, C.J.; Kopp, M.K. - "New type of position-sensitive detectors of ionizing radiation using risetime measurement" - Review of Science Instruments **39**(1968)1515-1522.
- [Bog 82] - Borges, F.S.; "Elementos de Cristalografia"-Fundação Calouste Gulbenkian-Lisboa-(1982).
- [Ch 63] - Charpak, G.; Favier, J.; Massonnet, L.; "A new method for determining the position of a spark chamber by measurement of currents"-NIM **24**(1963)501-502.
- [Ch 68] - Charpak, G.; Bouclier, R.; Bressani, T.; Favier, J.; Zupančič, Č
- "The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles" - NIM **62**(1968)262-268.
- [Ch 70] - Charpak, G.; Rahm, D.; Steiner, H - "Some developments in the operation of multiwire proportional chambers" - NIM **80**(1970)13-34.
- [Cha 70] - Charpak, G.- "Evolution of the automatic sparks chambers"
- Ann. Review Nucl. Sci. **20**(1970)195.
- [Ch 73] - Charpak, G.; Sauli, F. - "High-accuracy, two-dimensional read-out in multiwire proportional chambers" - NIM **113**(1973)381-385.

- [Ch 79] - Charpak,G.; Melchart,G.; Petersen,G.; Sauli,F. - "High-accuracy localization of minimum ionizing particles using the cathode-induced charge center-of-gravity read-out"-NIM **167**(1979)455-464.
- [Chu 80] - Chu,W. - "Energy loss of high-velocity ions in matter" - Methods of Experimental Physics **17**(1980)25-72.
- [Da 90] - Danilow, L. A. e Celestino, P.- "Amplificadores Operacionais"; Erica(1990).
- [Dy 73] - Dyson,N.A. -"X-rays in atomic and nuclear physics"-Longman(1973).
- [En 81] - Endo,I.; Kawamoto,T.; Mizuno,Y; Ohsugi,T.; Tanigushi,T; Takeshita,T.-NIM **188**(1981)51-58.
- [Ev 55] - Evans, R.D. -"The atomic nucleus"-McGraw-Hill Book Co,Inc.(1955).
- [Fi 86] - Fischer,J.; Radeka,V.; Smith,G.C.-"Developments in gas detectors for synchrotron X-ray radiation" - NIM **A246**(1986)511-516.
- [Fre 85] - Frey,P.; Townsend,D.; Mègevand,R.; Spiliopoulos,A.; Huber,O.; Donath,A.; Jeavons,A. - "Tomographic Imagin of human thyroid with a positron camera before and after partial thyroidectomy" - Eur. Surg. Res. **17**(1985)347-351.
-

- [Fr 12] - Friedrich, W.; Knipping, P.; Laue, M. - "Interferenz - erscheinungen bei Röntgen - strahlen", Sitzungsberichte der Mathematisch - Physikalischen Klasse der Königlich Bayerischen Akademie der Wissenschaften zu München - (1912)303-322, reimpresso em Naturwiss(1952)361-367.
- [He 69] - Hendrick, R.W. - "Space charge effects in proportional counters" - The Review of Science Instruments 40-9(1969)1216-1223.
- [Hei 36] - Heitler, W. - "Quantum theory of radiation" - Oxford at the Clarendon Press(1936)119.
- [Je 83] - Jeavons, A.; Hood, K.; Herlin, G.; Parkman, C.; Townsend, D.; Magnanini, R.; Frey, P.; Donath, A. - "The high-density avalanche chamber for positron emission tomography" - IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30 (1983)640-645.
- [Kn 89] - Knoll, G.F. - "Radiation detection and measurement" - John Wiley and sons(1987).
- [Ko 83] - Koide, K.; Nuevo jr, A.B.; Takai, H.; Marechal, B.; Dietzsch, O.; - "A single-wire proportional gas counter with delay-line position readout for the focal plane of a magnetic spectrograph" - NIM 215(1983)177-182.

- [Lec 78] - Lecomte,P.; Perez-Mendez,V.; Stoker,G.-“Eletromagnetic delay lines in spark, proporcional and drift chamber applications”, NIM **153**(1978)543-551.
- [Le 93] - Leite, Marco A. L.-“Contador proporcional sensível à posição para raios X” - Dissertação de Mestrado, Inst. Física, USP(1993).
- [Lew 91] - Lewis,R.; Worgan,J.S.; Fore, N.S.; d’Annunzio,F.; Hall,C.; Parker, B. - “An ultra-high counting rate 2D proportional counter for synchrotron radiation” - NIM **A310**(1991)70-73.
- [Lo 61] - “Basic process of gaseous eletrronics” - Univ. of California Press, Berkeley (1961).
- [Ma 90] - Macchione, E.L.A. - “Detector de raios X sensível à posição” - Dissertação de Mestrado, Inst. Física, USP(1993).
- [Ma 92] - Macchione,E.L.A.; Koide,K.; Nuevo jr.,A.B.; Dietzsch,O. -“Principles of position sensitive proportional chambers”- Proc. of III-ICFA School on instrumentation in Elementary Particle Physics - Rio de Janeiro(1992).
- [Mo 91] - Mori,C.; Haga,Tsuyoshi; Uritani,A. - “ A new position-sensitive nuclear fission counter with a convenient readout method for neutron measurement” - NIM **A310**(1991)437-440.

- [Mt 69] - Matick, Richard E.- "Transmission lines for digital and communication networks", McGraw-Hill Books Co. (1969).
- [Ni 74] - Nicholson, P.W.- "Nuclear electronics", John Wiley and sons (1974).
- [Oh 88] - Ohgaki, H.; Uehara, S.; Fugiki, T.; Ijiri, H.; Sakae, T.; Koori, N.; Matoba, M.; "Position sensing with a gas counter in the SQS Transition Region" - NIM **A273**(1988)522-524.
- [OR 92] - "Detectors & Instruments for Nuclear Spectroscopy"- Catálogo EG&G Ortec 91/92.
- [Pe 87] - Perkins, D.H. - "Introduction to high energy physics", Addison-Wesley Publishing Company, Inc.(1987).
- [Ra 80] - Radeka, V.; Boie, R.A. - "Centroid find method for position-sensitive detectors"- NIM **178**(1980)543-554.
- [Ro 41] - Rose, M.E.; Korff, S.A. - "An investigation of the properties of proportional counters. I*" - Physical Review **59**(1941)850-859.
- [Sa 77] - Sauli, F.- "Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers" - CERN 77-09(1977).
- [Sa 89] - Sauli, F.- "Gas detectors: recent developments and applications" - Lecture in the second ICFA-School on Instrumentation in elementary particle physics - Trieste(1989).

- [Sm 88] - Smith, G.C.; Fischer, J.; Radeka, V. - "Capacitive charge division in centroid finding cathode readouts in MWPCs" - IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-35**(1988)409-413.
- [Sm 92] - Smith, G.C.; Yu, B.; Fischer, J.; Radeka, V.; Harder, J.A. - "High rate, high resolution, two-dimensional gas proportional detectors for X-ray synchrotron radiation experiments" - NIM **A323**(1992)78-85.
- [St 91] - Stelzer, H. - "Multiwire chambers with a two-stage gas amplification" - NIM **A310**(1991)103-106.
- [Va 74] - Valentine, K.; Kaplan, S.; Perez-Mendez, V.; Kaufman, L. - "A multiwire proportional chamber for imaging thermal, epithermal, and fast neutrons" - IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS 21**(1974)178-183.
- [We 27] - Welzel, G. - "Über strahlunglose quantensprünge" - Z. Physik **43**(1927)524-530.
- [XCo 87] - Berger, M.J.; Hubbell, J.H. - "XCOM - Photon cross section on a personal computer" - Center of Radiation Research, National Bureau of Standards-Gaithersburg(1987).
- [Yu 91] - Yu, B. - "Gas proportional detectors with interpolating cathode pad readout for high track multiplicities" - PhD Thesis - University of Pittsburgh(1991).