

Ademarlaudo França Barbosa

DETETOR DE FOTONS DE RAIOS-X SENSÍVEL À POSIÇÃO

Tese de

MESTRADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

RIO DE JANEIRO

1988

## AGRADECIMENTOS

Ao Professor Aldo Craievich pelo apoio e orientação.

Ao Engenheiro André Gabriel pelas sugestões e contri  
buições.

À Professora Lia Amaral pela motivação.

## RESUMO

Relatam-se neste trabalho os princípios teóricos de funcionamento e os detalhes de construção, caracterização e utilização de detetores de raios-X a gás, sensíveis à posição. O detector unidimensional construído dispõe de uma câmara com gás (Argônio e metano), anodo metálico, catodo e linha de retardo. Detalhes de construção são mencionados para permitir a sua reprodução. Foi caracterizado quanto a sua resolução, homogeneidade e linearidade. Aplicações foram feitas para obtenção de diagramas de difração produzidos por silício policristalino, parafina  $C_{23}H_{48}$  e carvão vítreo. Estes diagramas foram comparados com aqueles obtidos com um detector convencional mediante varredura passo a passo. Mostra-se que com o detector sensível à posição construído obtêm-se diagramas de difração de qualidade comparável com os obtidos pelo método de varredura passo a passo, em tempos apreciavelmente mais reduzidos.

## ABSTRACT

This work reports the theoretical basis and the details of the construction process, characterization and application of gas x-ray position sensitive detectors. The unidimensional detector consists of a gas camera (argon and CH<sub>4</sub>), a metallic anode, a cathode and a delay line. Details of the construction process are given in order to allow the reproduction of the detector. It has been characterized by measuring its spatial resolution, homogeneity and linearity. The built linear detector has been used to obtain diffraction diagrams from polycrystalline silicon, C<sub>23</sub>H<sub>48</sub> paraffin and glassy carbon. These diagrams have been compared with those obtained under equivalent conditions with a conventional proportional detector by the step scanning method. It has been shown that the detector provides diffraction diagrams of equivalent quality to those obtained by the step scanning method, in appreciably lower time intervals.

## SUMÁRIO

	Pag.
AGRADECIMENTOS .....	ii
RESUMO .....	iii
ABSTRACT .....	iv
SUMÁRIO .....	v
LISTA DE FIGURAS .....	vii
Capítulo I: DETECÇÃO DE RAIOS-X E DETETORES A GÁS .....	1
1.1 DETECÇÃO DE RAIOS-X .....	1
1.2 DETETORES A GÁS .....	6
1.2.1 Princípio de Funcionamento .....	6
1.2.2 Escolha do Gás .....	10
1.2.2.1 Movimento de Cargas e Absorção .....	10
1.2.3 Regiões de Operação .....	14
1.2.4 Formação de Pulsos .....	15
1.3 ALGUMAS CARACTERÍSTICAS DOS DETETORES .....	18
1.3.1 Tempo Morto .....	18
1.3.2 Eficiência .....	19
1.3.3 Resolução .....	19
Capítulo II: DETETORES SENSÍVEIS À POSIÇÃO .....	21
2.1 INTRODUÇÃO .....	21
2.2 MÉTODOS PARA LEITURA DA POSIÇÃO .....	22
2.2.1 Divisão de Carga .....	22
2.2.2 Centróide .....	23
2.2.3 Métodos de temporização .....	25
2.2.3.1 Método da Linha de retardo .....	27
2.3 LIMITAÇÕES À RESOLUÇÃO ESPACIAL .....	29
2.4 LOCALIZAÇÃO BIDIMENSIONAL .....	31
Capítulo III: UM DETETOR PARA LOCALIZAÇÃO LINEAR .....	34
3.1 CONSTRUÇÃO .....	34
3.1.1 Mecânica .....	34
3.1.1.1 Válvula de Gás .....	35
3.1.1.2 Janela .....	36
3.1.2 Eletrodos .....	36
3.1.2.1 Linha de Retardo .....	37
3.1.3 Montagem .....	38

3.1.3.1 Injeção do Gás .....	39
3.2 OPERAÇÃO .....	40
3.3 INSTALAÇÃO .....	42
3.3.1 Aquisição de Dados .....	43
3.3.2 Levantamento do 'plateau' .....	43
3.3.3 Alinhamento eletrônico .....	44
3.4 MEDIDAS DE CARACTERIZAÇÃO .....	45
3.4.1 Linearidade .....	45
3.4.2 Homogeneidade .....	48
3.4.3 Resolução .....	51
3.4.4 Sensibilidade a Taxas de Incidência .....	52
3.4.5 Estabilidade .....	54
Capítulo IV: APLICAÇÕES E DISCUSSÃO .....	55
4.1 EXPERIÊNCIAS DE APLICAÇÃO .....	55
4.1.1 Difração de Raios-X por uma amostra policristalina .....	55
4.1.2 Espalhamento de Raios-X a baixo ângulo .....	58
4.1.2.1 Espalhamento da parafina C <sub>23</sub> H <sub>48</sub> .....	59
4.1.2.2 Varredura passo a passo .....	63
4.1.2.3 Espalhamento do carvão vítreo .....	65
4.2 AVALIAÇÃO E CONCLUSÃO .....	67
APÊNDICE A .....	69
APÊNDICE B .....	72
B.1 Detetor Unidimensional .....	72
B.2 Detetor Bidimensional .....	75
APÊNDICE C .....	79
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	82
- Anexo I: Desenho Técnico da Parte Mecânica do Detetor	
- Anexo II: Programas para Tratamento de Dados	

## LISTA DE FIGURAS

	pag.
1 - Probabilidade de absorção de um foton no chumbo [1]: $p^f$ por efeito fotoelétrico, $p^c$ por efeito compton, $p^p$ por produção de pares.....	4
2 - Possíveis concepções de um detetor a gás: 2a) modo pulso, 2b) modo corrente.....	8
3 - Parâmetro $\alpha/p$ para vários gases em função do quociente $X/p$ [4].....	9
4 - Coeficiente de absorção para diversos gases em função da energia do foton incidente.....	12
5 - Comportamento qualitativo da carga coletada por evento de ionização em função da voltagem entre eletrodos, para dois valores de energia do foton.....	15
6 - Amplitude de pulso para diferentes constantes RC.....	17
7 - Esquema de um sistema de detecção para localização por divisão de carga [3].....	22
8 - Sistema de detecção para localização por método de centróide.....	24
9 - Sistema de detecção desenvolvido por Radeka et al, para localização por centróide.....	25
10 - Esquema do detetor a fio resistivo para localização por um método de temporização [14].....	26
11 - Esquema de detecção para localização usando linha de retardo.....	27
12 - Esquema de um detetor multifilar [17].....	28
13 - Resolução espacial em função da energia para vários gases (13a) e em função da carga colhida no anodo a diferentes valores de pressão da mistura Xe/10% CO <sub>2</sub> sob incidência de radiação característica do cobre (13b) [19,20].....	30
14 - Energia do eletron emitido após absorção de um foton no Argônio (14a) e no Xenônio (14b), em função da energia do foton absorvido, por efeito foto-elétrico e efeito Auger [20].....	31
15 - Esquema do detetor bidimensional usado no EMBL [21].....	32

16 - Partes mecânicas do detector unidimensional.....	35
17 - Esquema da válvula de gás.....	36
18 - Esquema da célula de detecção.....	37
19 - Circuitos da célula fundamental (19a) e da linha de retardo (19b)....	38
20 - Esboço do aparato para injeção e evacuação de gás.....	39
21 - Descrição esquemática do conjunto eletrônico associado ao detetor....	40
22 - Mesa com três direções de movimentação, x-y-z, para posicionamento do detetor.....	42
23 - Gráfico do 'plateau' para determinação da voltagem de operação.....	44
24 - Resolução (FWHM) e taxa de contagem para várias posições azimutais Z.....	45
25 - Teste de linearidade, canal versus posição horizontal x.....	46
26 - Resolução (FWHM) e intensidade versus posição horizontal x.....	47
27 - Geometria utilizada para o teste de homogeneidade.....	48
28 - Resposta do detector à iluminação por uma fonte homogênea de $Fe^{57}$ à distância de 36,3cm (28a), e flutuações das contagens com respei to à média e ao erro estatístico (28b).....	49
29 - Resposta do detetor à iluminação por uma fonte homogênea de $Fe^{57}$ à distância de 23,3cm (29a), e flutuações das contagens com respei to à média e ao erro estatístico (29b).....	50
30 - Aparato utilizado para medições da resolução espacial.....	51
31 - Taxas de contagem medidas pelo detetor sensível a posição e por um contador proporcional, em função da atenuação por lâminas de ní- quel.....	53
32 - Quociente entre a linha de dois espectros obtidos com o detetor em condições equivalentes.....	54
33 - Montagem para experiências de difração por amostras policristali- nas.....	56
34 - Espectro de difração de um policristal de silício.....	57
35 - Espectro de difração do silício policristalino obtido por varredu ra de dois graus por minuto.....	58

36 - Geometria da câmara de Kratky no plano de medidas.....	59
37 - Aparato para experiências de espalhamento a baixo ângulo.....	60
38 - Difratoograma a baixo ângulo da parafina $C_{23}H_{48}$ a temperatura ambiente.....	61
39 - Espectro do espalhamento parasita (sem amostra).....	61
40 - Difratoograma da fig. 38 após subtração do background.....	62
41 - Segundo espectro da parafina $C_{23}H_{48}$ , em diferentes condições experimentais.....	63
42 - Espectro da parafina $C_{23}H_{48}$ obtida com detetor cintilador por varredura passo a passo.....	64
43 - Sistema de controle para experiências com varredura passo a passo....	65
44 - Espalhamento do carvão vítreo a baixo ângulo obtido com o detetor sensível a posição.....	66
45 - Espalhamento do carvão vítreo a baixo ângulo obtido por varredura passo a passo com detetor cintilador.....	66
A1 - Incidência de um sinal elétrico sobre um fio rígido.....	69
B1 - Resolução espacial de um detetor construído no EMBL (European Molecular Biology Laboratory).....	73
B2 - Relação de linearidade, com espaçamento de 8mm entre picos adjacentes.....	74
B3 - Quatro reflexões de Bragg observadas para uma amostra de quartzo policristalino.....	75
B4 - Relação de linearidade na direção perpendicular aos fios do plano anodo.....	76
B5 - Espectro de um feixe colimado, apresentando distorções devidas às estrias do catodo.....	77
B6 - Relação de linearidade na direção paralela aos fios do plano anodo...	78

## CAPITULO 1

### Detecção de Raios-X e Detetores a Gás

#### 1.1 DETECÇÃO DE RAIOS-X

A detecção de fons, assim como a de partículas carregadas, é possível através de uma de suas interações eletromagnéticas com a matéria ao passar por um meio absorvedor. Os efeitos dessas interações, quando mensuráveis, são fontes de informações a respeito do foton incidente, cuja energia determinará sua probabilidade de absorção por alguma das possíveis interações:

- Excitação de átomos;
- Efeito fotoelétrico;
- Efeito Compton;
- Produção de pares (partícula + anti-partícula).

A descrição mais precisa de cada uma das interações [1] é obtida da teoria eletrodinâmica quântica, partindo de expressões aproximadas para a seção de choque diferencial e fornecendo finalmente as probabilidades de interação em função da energia.

Para valores muito baixos da energia do foton, a absorção provoca principalmente a excitação de átomos, sem que estes excedam apreciavelmente a própria energia de excitação térmica do meio. No efeito fotoelétrico toda a energia do foton  $E$ , é

transferida para um eletrón que é emitido com energia  $E'$  tal que

$$E = E' + I$$

onde  $I$  é a energia de ligação do eletrón emitido.

A probabilidade para que um fóton seja absorvido por eletróns de uma certa camada do átomo por efeito fotoelétrico depende do valor de  $I$  correspondente, sendo seu valor maior para os eletróns da camada  $K$ . Para tais eletróns são válidas as seguintes expressões para a probabilidade  $P^k(E)$  de absorção por  $\text{g/cm}^2$ :

$$P^k(E) = 4\delta_0\sqrt{2}\alpha^4\frac{N}{A}Z^5\left[\frac{mc^2}{E}\right]^{7/2}; \quad p/ \quad I \ll E \ll mc^2$$

$$P^k(E) = \frac{3}{2}\delta_0\alpha^4\frac{N}{A}Z^5\left[\frac{mc^2}{E}\right]; \quad p/ \quad E \gg mc^2$$

onde,

$$\delta_0 = \text{seção de choque para espalhamento Thompson} = \left[\frac{8\pi}{3}\right]\zeta_e^2$$

$$\zeta_e = \text{raio clássico do elétron}$$

$$\alpha = \text{constante de estrutura fina} = 1/137 = \frac{e^2}{\hbar c}$$

$$N = \text{número de Avogadro}$$

$$A = \text{número de massa do átomo}$$

$$Z = \text{número atômico}$$

$$m = \text{massa de repouso do elétron}$$

$$c = \text{velocidade da luz no vácuo}$$

Para  $E > mc^2$  cerca de 80% dos foto-elétrons (eletróns emitidos por efeito fotoelétrico) provêm da camada  $K$ .

Um fóton de energia muito alta, ao colidir com os eletróns do meio absorvedor, pode também ser levado a uma deflexão de sua trajetória e a um decréscimo do valor de sua energia. Es-

te processo é conhecido como Efeito Compton, onde a energia transmitida ao elétron é muito maior que  $I$ , de modo que pode ser tratado como um elétron livre. As expressões resultantes para a probabilidade  $P^C(E)$  de absorção por efeito Compton são [1]:

$$P^C(E) = \frac{NZ}{A} \delta_0 ; \quad p/ E \ll mc^2$$

$$P^C(E) = \frac{Cmc^2}{E} \left[ \ln\left(\frac{2E}{mc^2}\right) + \frac{1}{2} \right] ; \quad p/ E \gg mc^2$$

onde  $C$  é a seção de choque total dos elétrons contidos em um grama do meio absorvedor.

A produção de pares é a interação predominante para valores de energia acima de 5 MeV. Nesse caso, o foton incidente desaparece, sendo sua energia convertida na de um par elétron-pósitron, de energias  $E'$  e  $E''$  tais que

$$E = E' + E'' + 2mc^2$$

A probabilidade  $P^P(E)$  para a absorção por produção de pares é dada por [1]:

$$P^P(E) = \frac{4\alpha \frac{N}{A} Z(Z+1) \zeta_e^2 \left[ \frac{7}{9} \ln\left(\frac{2E}{mc^2}\right) - \frac{109}{54} \right]}{\left[ 1 + 0.12 \left(\frac{Z}{82}\right)^2 \right]} ;$$

$$p/ mc^2 \ll E \ll 137mc^2 Z^{-1/3}$$

$$P^P(E) = \frac{4\alpha \frac{N}{A} Z(Z+1) \zeta_e^2 \left[ \frac{7}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{1}{54} \right]}{\left[ 1 + 0.12 \left(\frac{Z}{82}\right)^2 \right]} ;$$

$$p/ E \gg 137mc^2 Z^{-1/3}$$

A probabilidade total de absorção de um fóton de energia  $E$ ,  $P(E)$ , por g/cm<sup>2</sup> do meio absorvedor é então dada pela soma das probabilidades parciais para cada uma das interações possí

veis (V. fig.1):

$$P(E) = P^f(E) + P^C(E) + P^D(E)$$

com  $P^f(E) = 5/4 P^k(E)$

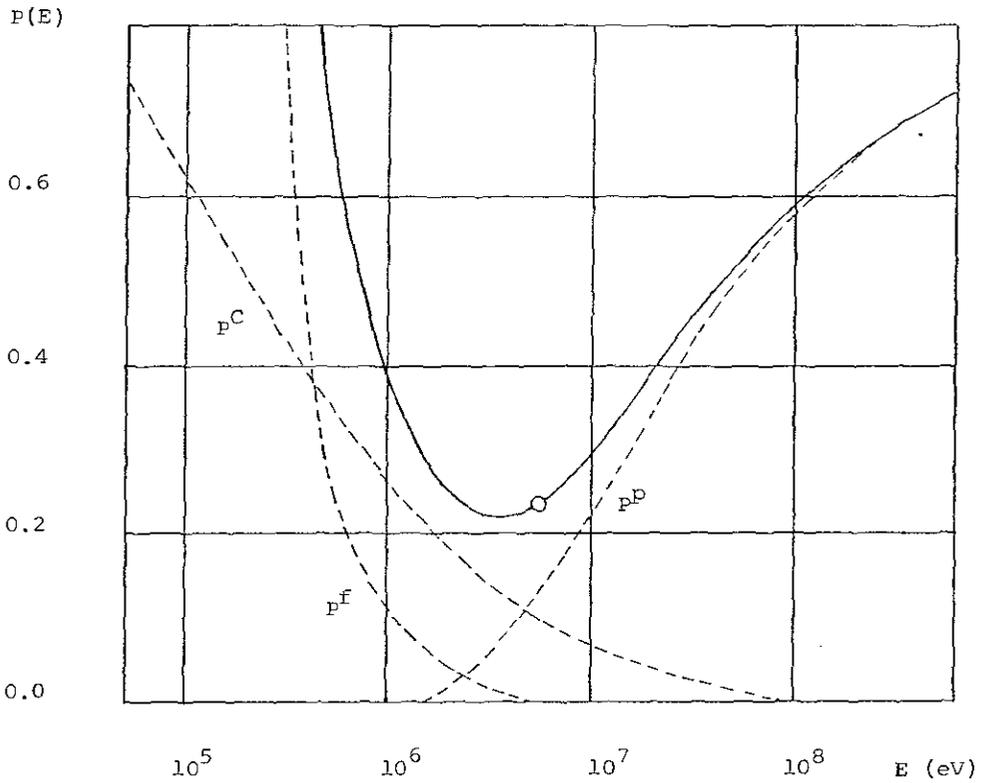


Fig.1: Probabilidade de absorção de um foton no chumbo [1]:  $p^f$  por efeito fotoelétrico,  $P^C$  por efeito compton,  $P^D$  por produção de pares.

O fóton de raio-X das experiências típicas de espalhamento tem energia entre 3KeV e 20KeV. Portanto, o processo principal que permite sua detecção envolve a interação com algum elétron de camada interna e completa absorção pelo átomo. Uma vez absorvido numa camada de energia  $E_j$ , o fenômeno subsequente é a emissão de um foto-elétron de energia  $E_1$  tal que

$$E_1 = E - E_j$$

onde  $E$  é a energia do fóton absorvido.

A emissão deixa um átomo ou uma molécula em estado excitado, os quais podem voltar ao estado fundamental principalmente por um dos seguintes mecanismos:

- Fluorescência: transição de um elétron de uma camada de energia menor que  $E_j$  para a camada  $j$ , e conseqüente emissão de um fóton de energia  $E_j - E_i$ ;

- Efeito Auger: rearranjo de elétrons de outras camadas sem emissão de radiação. Nesse caso, um elétron de energia próxima a  $E_j$  é emitido.

Podemos agora elucidar possíveis técnicas para a detecção de raios-X [2], a partir de algum efeito resultante de sua absorção:

- Ionização de gases;
- Geração do par elétron-buraco em um sólido semi-condutor;
- Emissão de foto-elétrons de um fotocatodo;
- Conversão de parte da energia do fóton de raio-X em fótons de luz visível ou ultra-violeta, por fluorescência, a

ser detectados por um processo secundário;

- Efeitos químicos, como a redução da prata em emulsão fotográfica.

Neste trabalho estaremos particularmente interessados na detecção de raios-X pela ionização de um meio gasoso, e na possibilidade de localização do fóton ionizante, sendo nosso objetivo a construção de um detetor que atenda a esta solicitação.

## 1.2 DETETORES A GÁS

Os instrumentos clássicos empregados na detecção de radiação - câmara de ionização, contadores proporcionais e contadores Geiger - baseiam-se todos na ionização das moléculas de um gás provocada pela incidência da radiação em seu meio ativo. Esses detetores têm sido empregados desde o início deste século, sendo o seu funcionamento caracterizado pela obtenção de um pulso elétrico a partir dos eventos associados à ionização.

### 1.2.1 - Princípio de Funcionamento

Seja  $\delta E$  a energia do quantum de radiação incidente em um meio gasoso. O número de pares elétron-ion formados por ionização será aproximadamente

$$n = \delta E/W$$

onde  $W$  é a energia necessária para ionizar uma molécula do gás. A ionização gera, portanto, uma certa quantidade de carga no meio,

que permitiria, em princípio, a obtenção de um sinal elétrico de amplitude máxima dada por

$$V_0 = n \cdot e/C$$

onde  $e$  é a carga de um elétron e  $C$  é a capacitância do meio.

Para valores típicos de  $\delta E$ ,  $W$  e  $C$ ,  $n$  é da ordem de  $10^2$ , de modo que  $V_0$  seria um sinal de alguns micro-volts, dificilmente detectável. Entretanto, a imposição de um campo elétrico ao meio, através da aplicação de uma diferença de potencial  $V$  entre dois eletrodos (V. fig.2) muda substancialmente o quadro acima, uma vez que o campo elétrico estabelecido tende a evitar que o número  $n$  seja diminuído por efeitos como recombinação e captura dos elétrons por outras moléculas. Além disso,  $V$  pode ser tal que os elétrons passem a obter energia do campo o suficiente para provocar novas ionizações enquanto são acelerados em direção ao eletrodo positivo. As figs. 2a e 2b ilustram dois possíveis modos de operação de um detetor a gás [3]. A fig. 2a refere-se ao modo pulso, onde o sinal de saída é precisamente a variação de tensão desenvolvida em um dos eletrodos pelo surgimento de cargas de ionização. A fig. 2b refere-se ao modo corrente onde é medida a corrente média  $J$ , originada pela taxa de incidência de radiação ionizante. Os eletrodos estão representados por planos condutores, embora possam assumir outras geometrias, como cilindros coaxiais, planos de fios, etc.  $R$  e  $C$  são, respectivamente, a resistância e a capacitância equivalentes de todo o circuito.

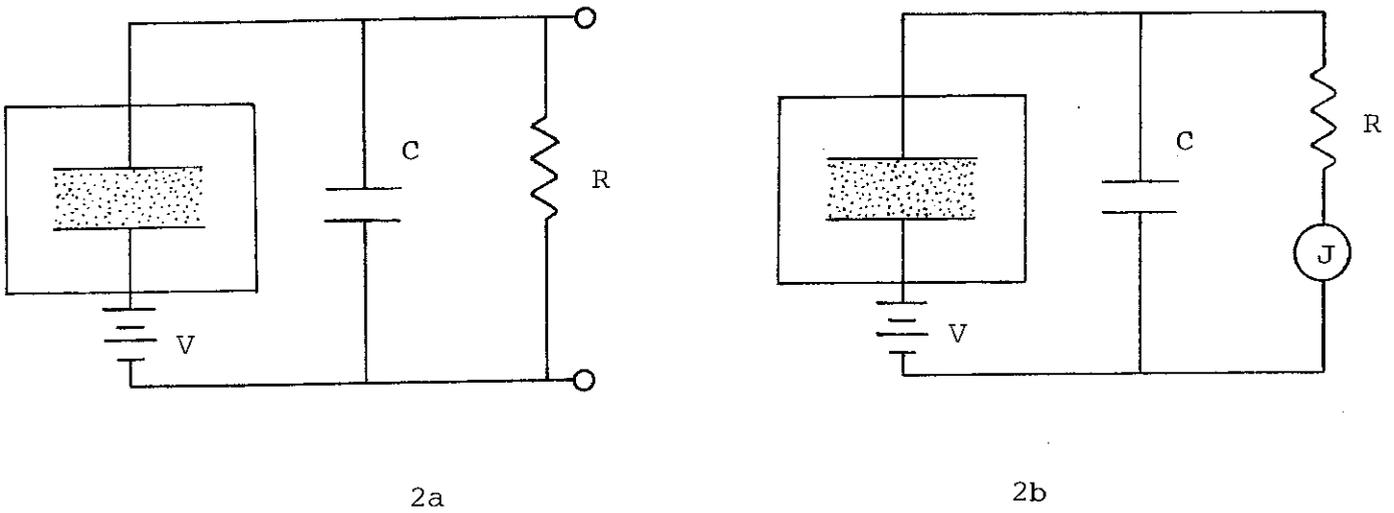


Fig. 2: Possíveis concepções de um detetor a gás:  
2a) modo pulso, 2b) modo corrente.

#### 1.2.1.1 - O fator de Multiplicação

A partir de um valor limite assumido pela voltagem entre os eletrodos, os elétrons liberados em cada ionização adquirem energia suficiente para provocar novas ionizações. Devido a sua menor mobilidade, os íons positivos se dirigem com velocidade menor na direção oposta à dos elétrons, havendo uma precipitação de carga, ou avalanche, na forma de uma gota alongada, rumo ao eletrodo positivo. O processo termina com a captura dos elétrons no anodo, tendo duração aproximada de alguns nano-segundos. O número inicial de elétrons liberados é, portanto, multiplicado por um certo fator, que pode ser estimado se conhecermos a geometria e as condições de operação do detetor.

Seja  $1/\alpha$  o livre caminho médio percorrido por um elétron entre duas ionizações sucessivas ( $\alpha$  é conhecido como primeiro coeficiente de Townsend) e  $N$ , o número de elétrons em torno da posição de coordenada  $X$ , segundo a direção do campo elétrico. Após percorrer uma distância  $dx$ , haverá um acréscimo  $dN$  a  $N$  durante o percurso:

$$dN = N \cdot \alpha \cdot dx$$

segue que

$$N(x) = N(0) \cdot \exp(\alpha \cdot x).$$

O fator de multiplicação  $M$ , será então dado por

$$M = N(x)/N(0) = \exp(\alpha \cdot x).$$

O parâmetro  $\alpha$  depende particularmente da magnitude do campo elétrico  $X$  e da pressão  $p$  do gás, não havendo regras simples para sua computação. A fig.3 traz uma estimativa dessa dependência para vários gases.

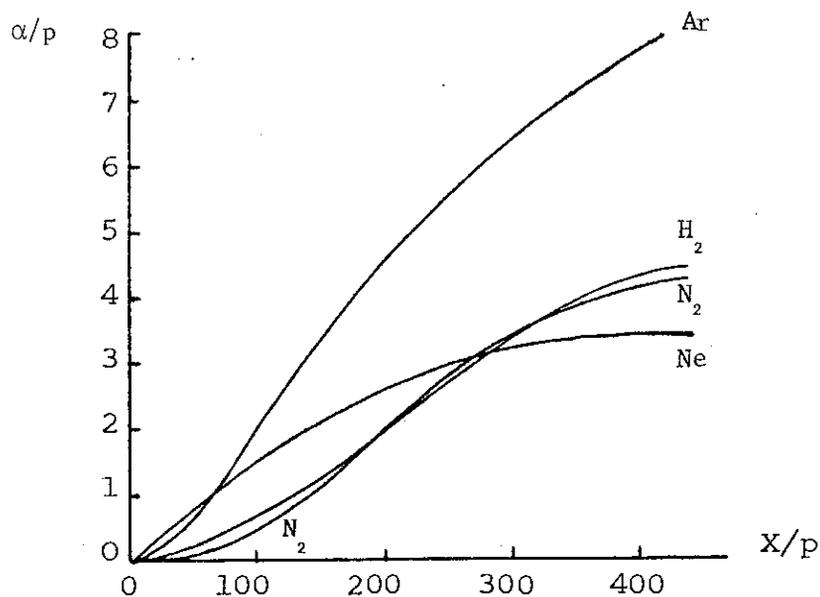


Fig. 3: Parâmetro  $\alpha/p$  para vários gases em função do quociente  $X/p$  [4].

Uma expressão mais genérica para o fator de multiplicação seria:

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

onde  $x_1$  e  $x_2$  são, respectivamente, às coordenadas referentes às posições inicial e final do percurso dos eletrons.

### 1.2.2 - Escolha do Gás

A princípio, qualquer gás pode ser utilizado para a operação de um detetor, por serem ionizáveis. Entretanto, certos requisitos como baixa voltagem de trabalho, capacidade para altas taxas de contagem, baixo custo e outras exigências experimentais reduzem consideravelmente as possibilidades de escolha, de modo que geralmente se utiliza um gás nobre como o principal, mais um aditivo, como mencionaremos nas próximas seções.

#### 1.2.2.1- Movimento de Cargas e Absorção

As cargas liberadas por ionização em meio gasoso perdem rapidamente sua energia em colisões sucessivas com moléculas do gás. Na ausência de campo elétrico, terminam adquirindo a energia térmica média do meio,  $E_T = 3/2 kT$  ( $k$  é a constante de Boltzmann e  $T$  a temperatura absoluta), segundo uma distribuição Maxwelliana [5]. A teoria matemática das descargas elétricas em gases [6], é um campo complexo e pouco desenvolvido. Nosso objetivo neste item é apenas uma visão superficial com vistas à escolha do gás e suas conseqüências.

As cargas se difundem em múltiplas colisões, seguindo aproximadamente uma lei Gaussiana:

$$dF/f = 1/\sqrt{4\pi Dt} \exp(-x^2/4Dt) . dx$$

sendo  $dF/f$  a fração de cargas encontradas no elemento  $dx$ , a uma distância  $x$  da posição inicial, após um intervalo de tempo  $t$ ;  $D$  é chamado coeficiente de difusão. A distância média percorrida até que toda a energia da radiação incidente seja depositada, é chamada de "range"; sendo a relação "range"-energia de grande interesse em espectroscopia e também uma limitação intrínseca a qualquer método de localização do fóton ionizante.

Na presença de campo elétrico, entretanto, as cargas adquirem velocidade  $v$ , dada pela equação:

$$v = K \cdot (X/p)^m$$

onde  $p$  é a pressão do gás e  $X$  a magnitude do campo elétrico.  $m$  varia entre 0.5 e 1.0, e  $K$  é o coeficiente de mobilidade do gás.  $K$  é frequentemente tomado como constante, embora seu comportamento seja complicado, variando em função de  $X/p$ . Seu valor é obviamente maior para elétrons do que para íons positivos.

Valores de  $K$  e  $D$  são tabelados para diferentes gases, dada a sua importância na discussão da aplicabilidade dos mesmos.

Vários fenômenos influenciam o movimento de cargas em gases. Os íons positivos podem ser neutralizados por recombinação com elétrons ou íons negativos ou transferir sua carga para outras moléculas de menor potencial de ionização. Os elétrons podem reciprocamente ser capturados por um íon positivo, ligar-se a moléculas eletronegativas, e mesmo ser absorvidos nas paredes do detetor. Esses efeitos são minimizados ou eliminados pela imposição do campo elétrico, prevalecendo o fenômeno de multiplicação discutido acima.

Ao atravessar um meio de espessura  $d$ , os fótons de um feixe de intensidade  $I_0$  (medida, por exemplo, em número de fótons por unidade de tempo por unidade de área) serão absorvidos implicando finalmente numa atenuação do feixe de acordo com as características de absorção do meio. Numa descrição bastante simplificada a atenuação do feixe em função do coeficiente de absorção  $\mu$  é apresentada pela seguinte relação:

$$I = I_0 \exp(-\mu x) ,$$

$I$  é a intensidade do feixe após atravessar a espessura  $d$ ,  $x$  é a espessura reduzida ( $x = \rho d$ , onde  $\rho$  é a densidade do meio em  $\text{g}/\text{cm}^3$ ). A fig.4 é de grande utilidade na escolha do gás de operação de um detetor, explicitando o comportamento de  $\mu$  em função da energia dos fotons para vários gases. Note-se a presença das bordas de absorção devidas a interações fotoelétricas.

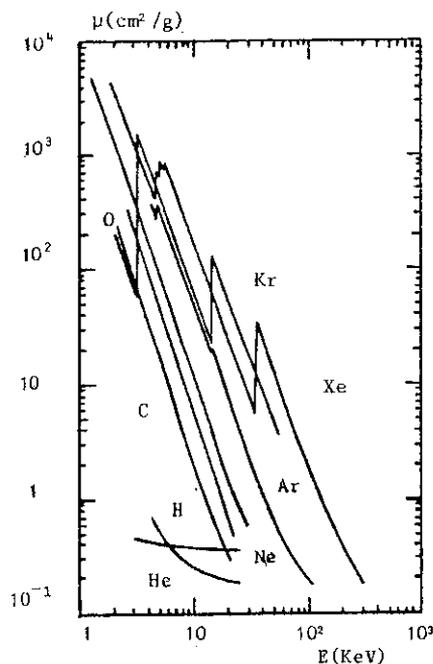


Fig.4: Coeficiente de absorção para diversos gases em função da energia do foton incidente [5].

### 1.2.2.2 - Gás de 'quenching'

Da fig.4 podemos concluir que o argônio é o gás mais indicado para operação de detetores, considerando que xenônio e kriptônio são extremamente caros e de difícil obtenção. Entretanto, para ganhos acima de  $10^3$  do fator de multiplicação, qualquer gás nobre começa a manifestar os seguintes problemas:

- os fótons de des-excitação têm energia suficiente para extrair elétrons da superfície do catodo ou das paredes do detetor;

- os íons positivos, ao atingir o catodo, são neutralizados extraíndo elétrons; o balanço de energia pode, novamente, ocasionar emissão de foto-elétrons.

Portanto, é bastante provável que para altas taxas de incidência de radiação, um detetor que empregue gás nobre apresente avalanches espúrias ou entre em regime de descarga permanente.

As moléculas poliatômicas, ao contrário, dispõem de processos de des-excitação não radiativos devido a seus estados de vibração e rotação. O metano, por exemplo, é eficiente para a absorção no range de 7.9 eV a 14.5 eV, cobrindo as foto-emissões do argônio. Esta característica é comum a compostos orgânicos e a alguns inorgânicos, como o  $\text{BF}_3$ . As moléculas desses gases dissipam energia por colisões elásticas e dissociando-se em radicais simples, cumprindo função importante na operação de detetores.

A adição de pequenas quantidades de um gás de 'quenching' altera o desempenho dos detetores a gás, permitindo que se atinja ganhos acima de  $10^6$ . O inconveniente principal desse procedimento é a deposição de substâncias sobre os eletrodos, causando

uma redução da vida útil de detetores selados. Este é mais um fator a se ponderar na escolha dos gases de operação.

### 1.2.3 - Regiões de Operação

O número de portadores de carga coletados para cada evento de ionização em um detetor a gás, depende do campo elétrico estabelecido, ou seja, da voltagem  $V$  entre os eletrodos. Esta relação é apresentada na fig.5, onde  $Q$  é a carga coletada por evento de ionização para radiações de energias  $E_1$  e  $E_2$ , sendo  $E_1$  maior que  $E_2$  [1, 3 e 4].

As regiões do gráfico correspondem às regiões de operação de detetores a gás. Inicialmente a carga coletada é menor que a carga produzida por ionização, uma vez que prevalece a recombinação dos elétrons. Em I, os elétrons atingem uma velocidade de escoamento tal que não há tempo suficiente para recombinação antes da coleta no eletrodo. Aí as perdas são negligenciáveis e toda a carga de ionização é coletada, caracterizando a operação das câmaras de ionização.

A partir de  $V_2$  os elétrons adquirem energia suficiente para produzir novas ionizações, provocando as avalanches de multiplicação. A proporcionalidade mantida entre as curvas para  $E_1$  e  $E_2$  e o ganho por multiplicação são as características fundamentais dos contadores proporcionais.

Incrementos de  $V$  acima de  $V_3$  implicam em distorções no campo elétrico devidas à interação deste com a distribuição espacial de cargas de ionização, sendo a proporcionalidade gradativamente perdida.

Na região IV é atingida uma saturação do ganho de multiplicação, de modo que cada ionização resulta na mesma quantidade de carga coletada, independentemente da energia da radiação ionizante. Esta condição caracteriza a operação dos contadores Geiger. Além da região Geiger, a voltagem  $V$  é suficiente para extrair elétrons das moléculas sem incidência de radiação, ocasionando descargas contínuas.

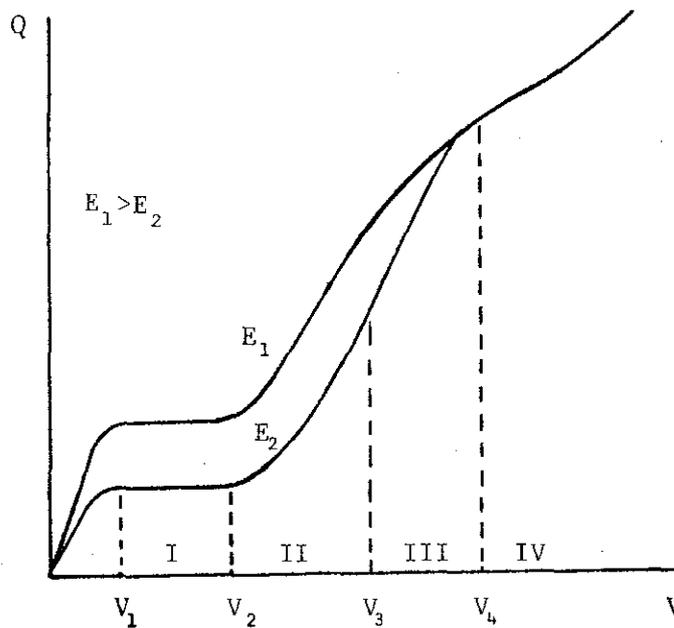


Fig. 5: Comportamento qualitativo da carga coletada por evento de ionização em função da voltagem entre eletrodos, para dois valores de energia do fóton.

#### 1.2.4 - Formação de Pulsos

Há uma tendência a se supor um modelo eletrostático simples para a formação de pulsos em um detetor a gás, qual seja: a carga  $q_i$  liberada em um evento de ionização provoca uma queda de tensão  $q_i/\text{capacitância}$  no eletrodo onde é coletada, e esta seria a amplitude do pulso resultante. Entretanto esta vi-

são negligencia efeitos espaciais e temporais da propagação das cargas do ponto onde surgiram até os eletrodos.

Tomando, por exemplo, o eletrodo positivo como o eletrodo de coleta de um detetor tal qual o esquematizado na fig. 2a, teremos num instante  $t$  após a criação de um par eletron-ion, a presença de um pulso gerado por influência eletrostática, cuja amplitude será:

$$P(t) = \frac{q^+(t) + q^-(t)}{C} ,$$

$q^+(t)$  e  $q^-(t)$  são as cargas induzidas respectivamente pelas cargas positivas e negativas no eletrodo.  $P(t)$  é precisamente a queda de tensão entre as extremidades do resistor  $R$  da figura referida.

$P(t)$  é função crescente de  $t$  até que os elétrons sejam coletados, já que estes se propagam mais rapidamente. Daí em diante a taxa de crescimento é diminuída enquanto são coletados os íons positivos. A forma final do pulso será determinada pela constante  $RC$  do circuito.

Seja  $t_1$  o instante de coleta do primeiro elétron no anodo e  $t_2$  o instante de coleta do último íon positivo no catodo. Suponhamos que  $RC$  seja muito maior que  $t_1$  e muito menor que  $t_2$ . Podemos então tomar  $q^+(t) = q^+(0) = -q^-(0)$  e deduzir, pelo Teorema de Green:

$$q^-(t) = -Ne(1 - x/d)$$

onde  $N$  é o número de elétrons liberados por ionização,  $d$  é a separação entre os eletrodos e  $x$  é a posição média dos elétrons num

instante  $t$ .

$$x = x_0 - vt$$

$x_0$  é a posição onde ocorreu ionização e  $v$  é a velocidade de escoamento dos elétrons. Supondo que a radiação ionizante incide paralelamente às linhas de força do campo elétrico, teremos

$$P(t) = - Ne vt/Cd \text{ para } t < t_1.$$

Para  $t > t_1$ ,  $P(t)$  decai segundo a constante de tempo. Para  $RC$  muito maior que  $t_2$ ,  $P(t)$  cresce suavemente até atingir o máximo valor possível  $P_{\max} = - Ne/C$  (V. fig.6). Note-se que a inclinação inicial da curva  $P(t)$  é suficiente para determinar a carga liberada na ionização.

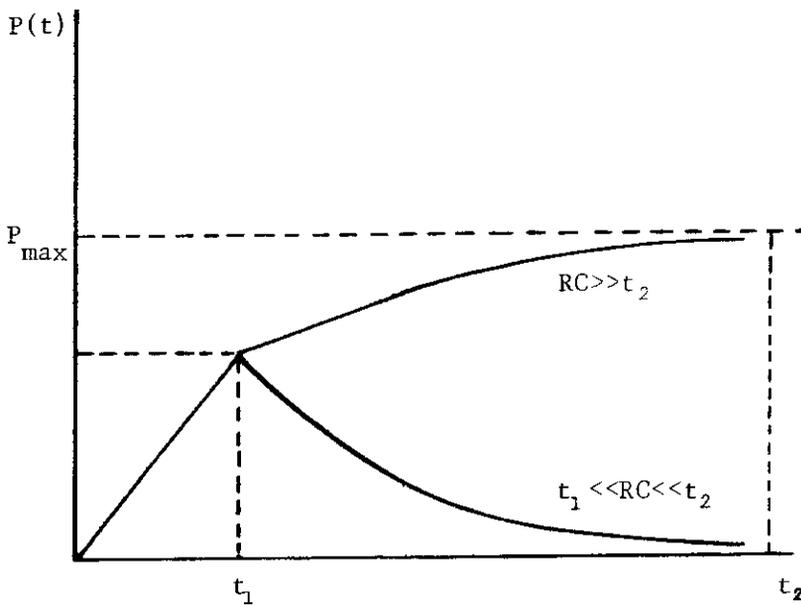


Fig. 6: Amplitude de pulso para diferentes constantes  $RC$ .

### 1.3. ALGUMAS CARACTERÍSTICAS DOS DETETORES

O desempenho de um detetor é avaliado por alguns parâmetros básicos que definem as possibilidades de sua utilização em diferentes aplicações. Estes parâmetros são intrinsecamente ligados ao detetor e sua condição de operação, ou podem estar relacionados com a eletrônica a ele associada.

#### 1.3.1 - Tempo Morto

Cada fóton efetivamente absorvido no meio ativo de um detetor pode, a princípio, ser registrado e computado como um único evento, desde que seja absorvido. Entretanto é necessário um tempo mínimo entre dois eventos para que sejam computados separadamente. Um evento não será computado enquanto outro estiver sendo registrado. O tempo mínimo referido é chamado "tempo morto". Para taxas de contagem elevadas, as perdas devidas ao tempo morto tornam-se críticas, demandando correções que as levem em conta, caso se pretenda medidas acuradas.

É possível distinguir dois comportamentos assumidos pelo tempo morto: paralizável e não-paralizável. No primeiro, o tempo morto é prolongado, se um evento ocorre antes de findar o tempo morto do anterior. No segundo, este tempo é fixo. Esta descrição é um tanto idealizada mas um sistema de contagem real normalmente apresenta resposta coerente com um dos dois comportamentos. A avaliação analítica do tempo morto baseia-se nas discrepâncias observadas, a partir de uma determinada intensidade do feixe incidente, entre a taxa de contagem real e a taxa de contagem observada [3]. Os métodos exigem a suposição de um dos comportamentos ideali-

zados, sendo escolhido o mais próximo do comportamento real do sistema.

### 1.3.2 - Eficiência

A eficiência de um detetor é definida como a fração dos fótons incidentes em seu meio ativo que são efetivamente computados. Pode-se falar em dois tipos de eficiência:

$$\text{Efic. Absoluta} = \frac{\text{número de fótons computados}}{\text{número de fótons emitidos pela fonte}}$$

$$\text{Efic. Intrínseca} = \frac{\text{número de fótons computados}}{\text{número de fótons incidentes no meio detetor}}$$

A eficiência intrínseca assim definida não depende do ângulo sólido determinado pela posição do detetor em relação à fonte. Espera-se que o valor da eficiência seja bastante próximo de 100%, já que os fótons não absorvidos não podem ser recuperados por recursos eletrônicos. Outro requisito é que a eficiência seja a mesma para diferentes posições de incidência de fótons (uniformidade de eficiência).

Notamos, de acordo com a fig.4, que o gás de operação é o fator inicial a ser considerado na avaliação da eficiência.

### 1.3.3 - Resolução

O poder de distinção entre dois valores de uma grandeza medida por um aparelho determina a sua resolução. Para os detetores existe uma limitação física para a resolução, que é a natureza estatística dos processos envolvidos. Em medidas de energia da radiação incidente a resolução relativa,  $r$ , é definida como

$$r = \text{FWHM}/E$$

onde FWHM (Full Width at Half Maximum) é a largura a meia altura da distribuição de valores assumidos pela energia medida. A divisão por E tem a intenção de levar em conta a variação crescente de flutuação estatística com a energia.

A resolução na medida de posição de incidência de um feixe infinitamente colimado de radiação é estimada diretamente pela largura a meia altura da distribuição observada mediante o detetor e seu sistema eletrônico associado. A limitação física principal à resolução em posição é o "range" ou o tamanho finito da distribuição de cargas criadas pela incidência de um único fóton. Medidas da resolução em posição são delicadas [2, 7], exigindo atenção em relação às fontes de erro e imprecisão, bem como à colimação adequada.

## CAPITULO II

### Detetores Sensíveis à Posição

#### 2.1 INTRODUÇÃO

A necessidade de desenvolvimento de detetores sensíveis à posição vem basicamente da tentativa de reduzir o tempo de registro de espectros lineares e bidimensionais comuns às pesquisas envolvendo raios-X ou radiação nuclear. Em espalhamento de raios-X a baixo ângulo, em particular, o longo tempo de exposição da amostra à radiação para registro do espectro ponto a ponto, pode ser reduzido até por um fator  $10^3$  [8]: a vantagem de um detector sensível à posição em relação a um contador de mesma eficiência está na possibilidade de se medir intensidades a diferentes ângulos simultaneamente.

Há relatos de construção de detetores sensíveis a posição a gás, a semiconductor e barreira de superfície, desde a década de 60. A exposição a seguir se restringirá, entretanto, aos detetores a gás, particularmente os voltados para a detecção de raios-X.

## 2.2 MÉTODOS PARA LEITURA DA POSIÇÃO

### 2.2.1 - Divisão de Carga

Uma das técnicas mais simples para a medida da posição de incidência de radiação, baseia-se no fato de os sinais elétricos se propagarem em direções opostas após serem capturados em uma linha de transmissão (V. Apêndice A). Por este motivo ocorre uma bifurcação das cargas de ionização coletadas sobre um eletrodo extenso para que possam se distribuir sobre o mesmo. A amplitude dos pulsos observados em cada extremidade do eletrodo é determinada pela resistência encontrada pelas cargas durante a propagação até o ponto de observação.

O método de divisão de carga consiste em medir a amplitude dos pulsos provenientes de cada extremidade do anodo - nesse caso um fio resistivo - e deduzir a informação sobre posição da relação entre uma das amplitudes e a soma das duas  $\frac{V_1}{(V_1+V_2)}$  (V. fig. 7).

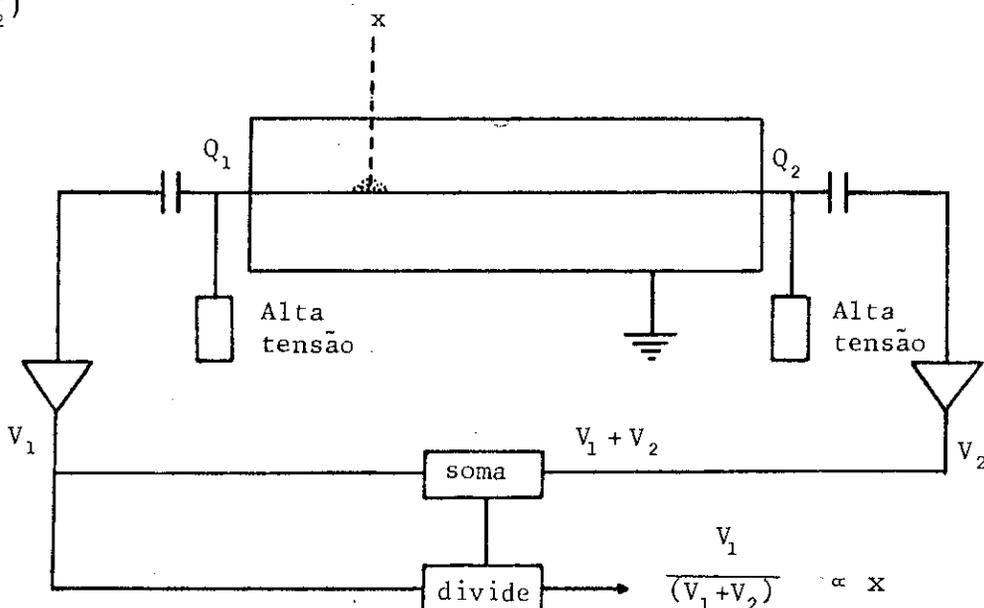


Fig. 7: Esquema de um sistema de detecção para localização por divisão de carga [3].

Para cada evento de ionização, a soma das amplitudes dos pulsos dos amplificadores é proporcional à carga total depositada. A divisão é efetuada em circuitos eletrônicos desenvolvidos especialmente para esse fim [9, 10, 11].

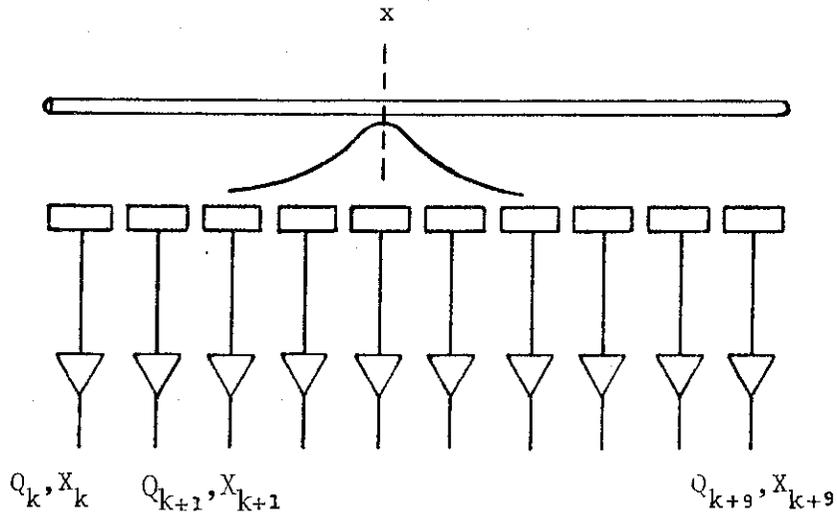
Este método tem sido comumente usado para detecção de raios-X, neutrons e partículas carregadas. Os detetores que o utilizam, operam na região proporcional, como a maioria dos detetores sensíveis à posição, embora tenha sido relatada a construção de um contador Geiger para a localização de partículas beta, empregando um esquema semelhante ao esboçado na fig. 7, com resolução de 2cm FWHM [12].

Devido à dispersão dos sinais elétricos durante a propagação sobre o eletrodo, o método de divisão de carga costuma manifestar degeneração da resolução em direção a uma extremidade do anodo. Além disso, observa-se que a resistência do fio varia com o tempo, provavelmente em consequência de exposição à irradiação.

### 2.2.2 - Centróide

O método mais acurado para leitura da posição pode ser considerado, sob certo aspecto, como uma generalização do procedimento discutido acima. A carga depositada no anodo influencia eletrostaticamente uma distribuição simétrica no catodo, onde é coletada em diferentes posições por amplificadores sensíveis a carga  $Q$ , cada qual com um circuito independente de amplificação conforme ilustrado na fig. 8. A posição de incidência é tomada como sendo o centróide da distribuição de cargas sobre as estrias

do catodo.



$$x = \frac{\sum X_k Q_k}{\sum Q_k}$$

Fig. 8: Sistema de detecção para localização por método de centróide.

O grande volume de eletrônica necessária ao processamento de sinais aparentemente torna o método dispendioso, e a aquisição não tão rápida quanto em outros métodos. Os resultados mais satisfatórios obtidos pelo método de centróide (às vezes referido como método do Centro de Gravidade), foram atingidos por Radeka et al [13], através de aprimoramentos que permitiram reduzir o número de canais de processamento e minimizar efeitos indesejáveis na medida da resolução. Como vemos na fig. 9, as medidas de carga são tomadas apenas para subgrupos de estrias do catodo. São levados em conta os subgrupos onde o sinal elétrico esteja realmente presente, ou seja, acima do ruído eletrônico, a fim de reduzir a influência do "background" nas medidas. O número de subgrupos é otimizado em função do número de estrias e do comprimen

to do anodo. Este procedimento não é limitado a detetores a gás. Em algumas aplicações em Física de Altas Energias chega a atingir resolução de 10 a 20  $\mu\text{m}$ .

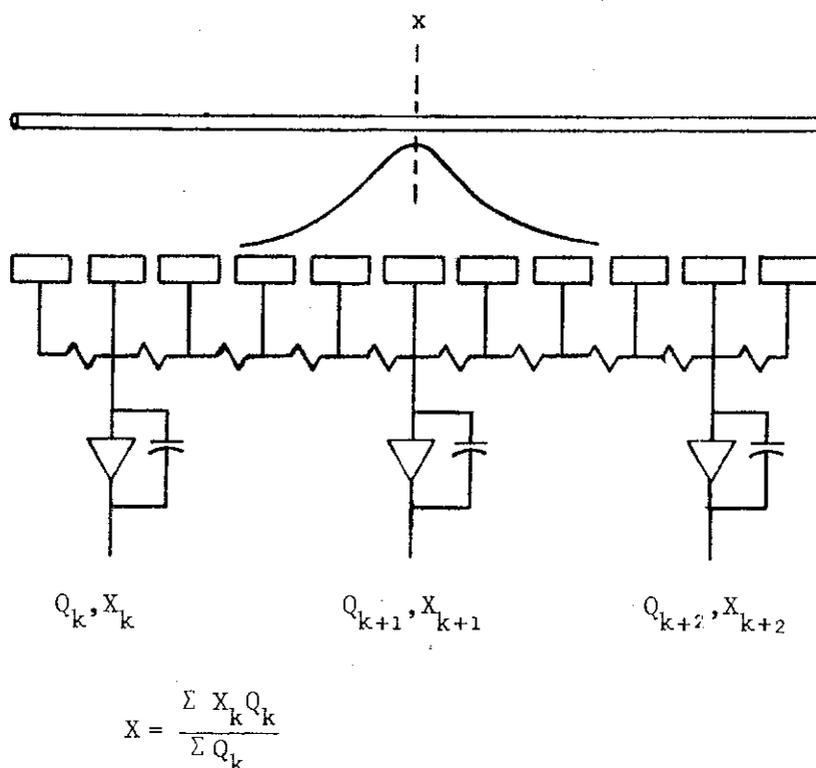


Fig. 9: Sistema de detecção desenvolvido por Radeka et al, para localização por centróide.

### 2.2.3 - Métodos de temporização

Uma concepção nova e eficiente para leitura de posição foi iniciada em 1968 por Borkowski e Kopp [14], apresentando resultados competitivos e mesmo superiores aos encontrados até então. A inovação introduzida foi a exploração de uma conveniente conversão da medida de posição em uma medida de tempo. Além disso, foi historicamente o primeiro contador proporcional desenvolvido para aplicações em cristalografia.

A figura 10 mostra que a carga de ionização é colhi

da em um fio de alta resistência,  $R_o$ . A distribuição de carga se propaga a partir da posição de incidência, desenvolvendo um pulso sobre a capacitância  $C_i$ . O tempo de subida desse pulso é função da posição e não depende da carga. A presença da impedância  $Z_1$  tem por finalidade aproximar-se da impedância  $Z_o$  do fio resistivo, de modo que o detetor possa simular uma linha RC infinita.

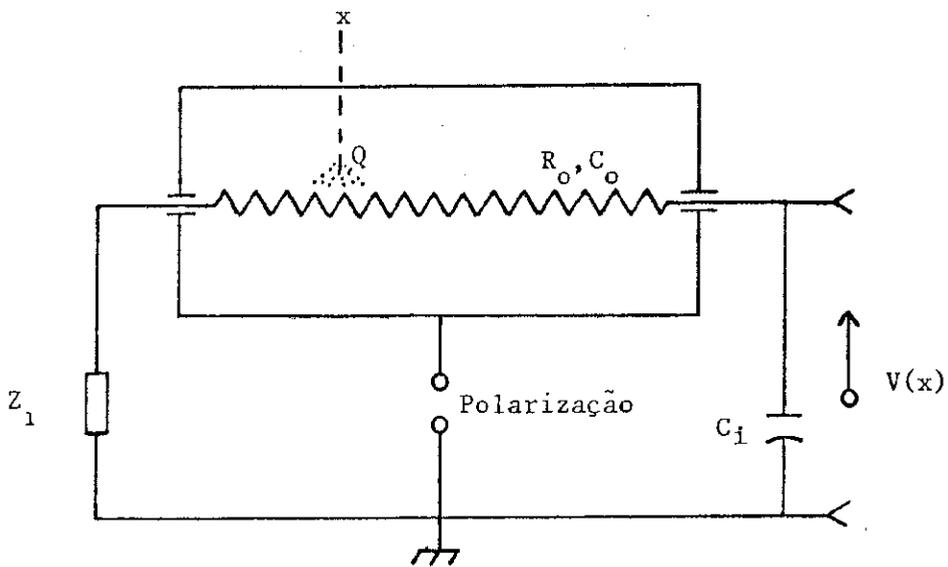


Fig. 10: Esquema do detetor a fio resistivo para localização por um método de temporização [14].

Cada pulso proveniente de  $C_i$  é amplificado e diferenciado para detecção do tempo de subida pelo critério de "cross-over/pick-off". Um pulso de referência de tempo é originado em um amplificador rápido, cuja constante RC de diferenciação é menor que a do amplificador principal. Assim, o pulso de referência é enviado à entrada 'start' de um conversor tempo-amplitude, e o pulso do amplificador principal é correspondentemente enviado à entrada 'stop'. A amplitude do sinal de saída do conversor

ã associada diretamente à posição de incidência da radiação.

Desde a publicação do trabalho de Borkowski e Kopp - que então atingiu resolução de 0,5mm FWHM - progressos têm sido alcançados na resolução espacial, sistema de aquisição de dados e taxa de contagem máxima. O método foi aplicado com sucesso pela primeira vez por Gabriel e Dupont [15] em 1972, para um sistema biológico que exigia pequenos intervalos de tempo de exposição à radiação, excluindo o emprego de filmes. Nessa aplicação o detetor, operando com uma mistura de Xe(90%) + CH<sub>4</sub>(10%), proporcionou resolução de 160µm para taxas de contagem de até 3.10<sup>5</sup> ftons/segundo.

### 2.2.3.1 - Método da Linha de retardo

O fato de os sinais elétricos se propagarem em direções opostas sobre uma linha de transmissão (V. Apêndice A), permite, ainda, outro método de localização, baseado na utilização de linhas de retardo. Para uma avalanche de ionização depositada sobre o anodo, numa posição de coordenada  $x$ , haverá a formação de uma distribuição de carga induzida eletrostaticamente sobre o catodo, num arranjo como o mostrado na figura 11.

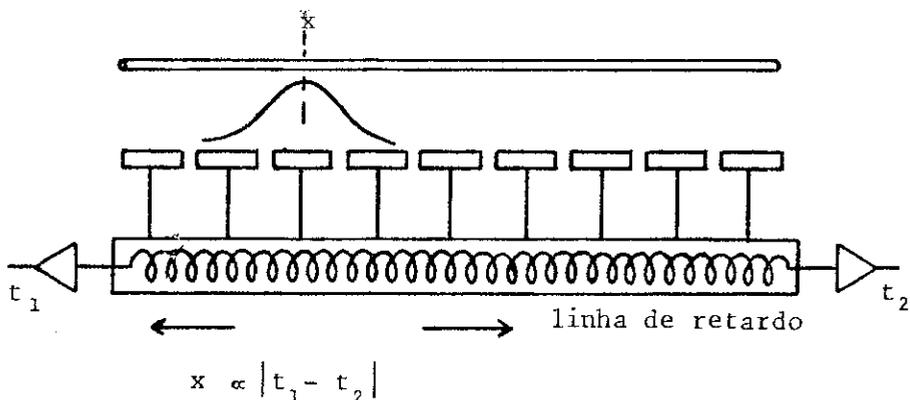


Fig. 11: Esquema de detecção para localização usando linha de retardo.

A distribuição induzida no catodo se propagará na forma de dois pulsos elétricos em direções opostas. A diferença entre os instantes  $t_1$  e  $t_2$  de chegada desses sinais às extremidades da linha de retardo é diretamente proporcional a  $x$ . A função da linha de retardo é tornar os intervalos de tempo fisicamente mensuráveis. Um conversor tempo-amplitude recebe os pulsos de cada extremidade e, como no método anterior, fornece um sinal cuja amplitude é associada à medida de posição.

As características de desempenho dos detetores a linha de retardo são determinadas por parâmetros como a separação entre as estrias do catodo, distância catodo-anodo e capacitância das estrias. Estudos detalhados desses fatores levaram a uma otimização da geometria de construção em função da distribuição de carga induzida por ionização [16]. A substituição do fio anodo por um plano de fios paralelos (V. fig. 12), dispostos sobre o plano catodo, é um aprimoramento que permite melhor eficiência de detecção e taxas de contagem mais elevadas.

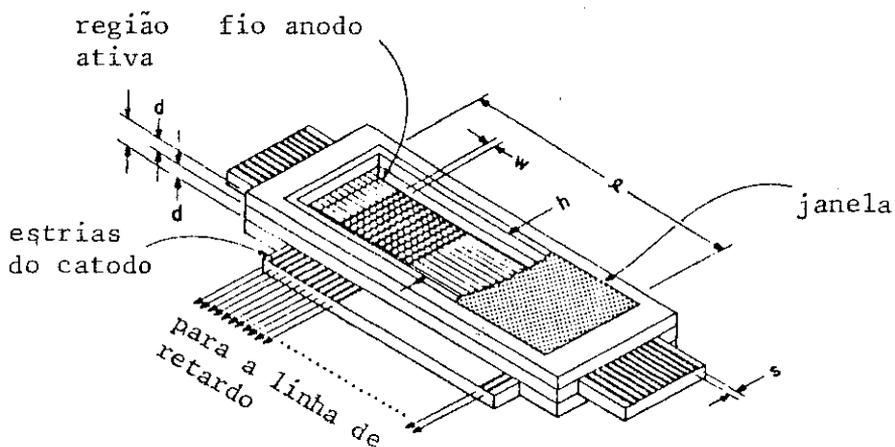


Fig. 12: Esquema de um detector multifilar [17].

O método da linha de retardo é um dos mais eficientes e acurados para a leitura de posição em contadores proporcionais. Os desenvolvimentos mais importantes nesta área se devem a Radeka [17] e Gabriel [18].

### 2.3 LIMITAÇÕES À RESOLUÇÃO ESPACIAL

Como vimos no Capítulo I, há pelo menos três efeitos implicados na absorção de radiação em meio gasoso: emissão foto-elétrica, efeito Auger e fluorescência. A energia perdida pelo fóton é absorvida mediante um ou mais desses processos, dependendo da energia de ionização das moléculas do gás. Cada um contribui de forma particular para a difusão de cargas durante os eventos de ionização.

Há, portanto, limitações físicas à resolução espacial que são inerentes ao processo de absorção de radiação, independentes do método de localização adotado. A melhor resolução atingível estará sempre condicionada aos seguintes fatores:

- número e disposição espacial dos elétrons liberados na ionização inicial e em ionizações secundárias;
- flutuações do centro de gravidade dessa distribuição de elétrons;
- variação estatística das dimensões da avalanche sobre o eletrodo de coleta.

Além desses, podemos citar outros condicionantes não-intrínsecos como: incertezas instrumentais, possíveis erros

de alinhamento da fonte com o detetor e o ruído eletrônico associado a qualquer método de localização. Medidas levando em conta esses fatores, de modo a reduzir a um mínimo os efeitos dispersivos, atingiram resolução de até  $22\mu\text{m}$  FWHM [19]. Tais medidas demonstraram que para uma dada pressão do gás, a resolução se degrada proporcionalmente à quantidade de carga colhida por ionização. A avaliação das medidas de resolução para vários gases a diferentes pressões e diferentes energias da radiação ionizante, são mostradas respectivamente nas figuras 13a e 13b.

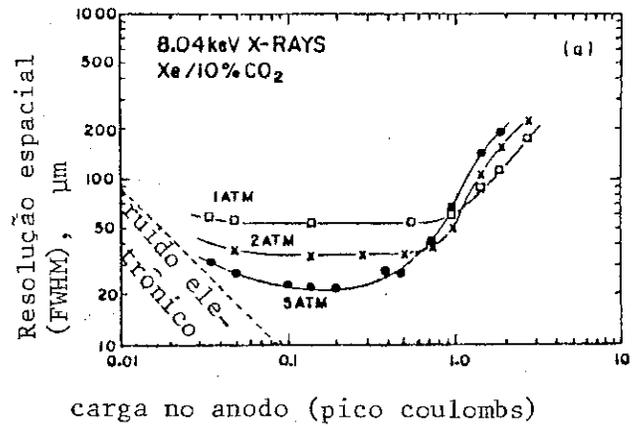
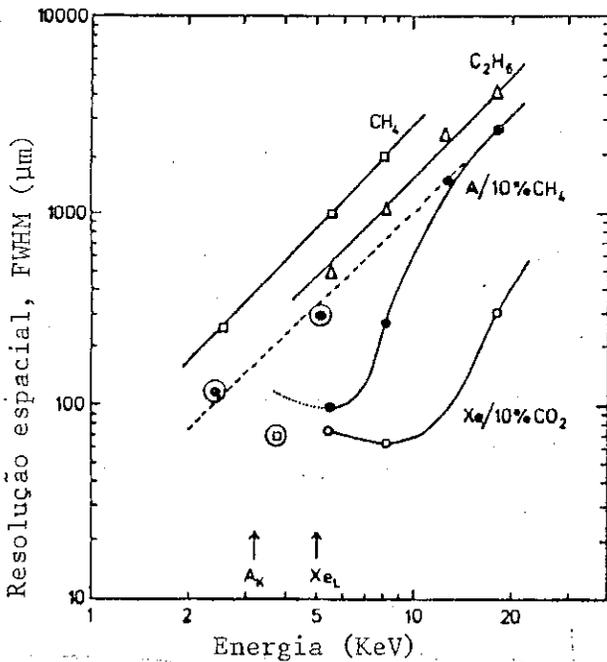


Fig. 13: Resolução espacial em função da energia para vários gases (13a) e em função da carga colhida no anodo a diferentes valores de pressão da mistura  $\text{Xe}/10\%+\text{CO}_2$ , sob incidência de radiação característica do cobre (13b) [19,20].

Notamos que para as misturas Argônio +  $\text{CH}_4$  e Xenônio +  $\text{CO}_2$ , a maior resolução ocorre quando a energia do fóton é distribuída em quantidades aproximadamente iguais entre o fóto-elétron e o Auger-elétron. Para o argônio, o Auger-elétron tem energia de 2.7 KeV; para os fótons de 5,4 KeV (radiação característica do Cromo- $K\alpha$ ), o foto-elétron também tem energia de apro-

ximadamente 2.7 KeV, como podemos observar na figura 14a. Nesse caso, há mínima dispersão da distribuição de cargas na propagação rumo ao anodo. Similarmente para o Xenônio, o foto-elétron e o Auger-elétron têm mesma energia para radiação de aproximadamente 8KeV (fig. 14b). Aí foi obtida a maior resolução possível, a uma pressão de 5 atmosferas.

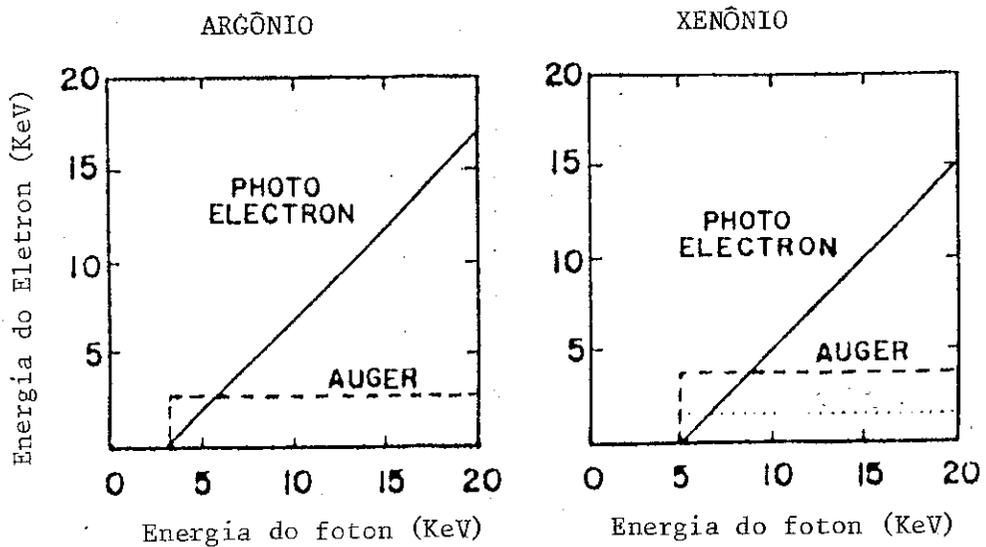


Fig. 14: Energia do eletron emitido após absorção de um foton no Argônio (14a) e no Xenônio (14b), em função da energia do foton absorvido, por efeito foto-elétrico e efeito Auger [20].

## 2.4 LOCALIZAÇÃO BIDIMENSIONAL

Todos os métodos de leitura de posição mencionados na seção 2.2 são aplicáveis a um sistema de localização bidimensional. Em uma das geometrias mais difundidas para contadores proporcionais dedicados a essa aplicação [21], o fio anodo é substi-

tuído por um plano de fios paralelos, definindo a área de detecção. Dois outros planos de fios dispostos ortogonalmente, um acima e outro abaixo do plano anodo, constituem o catodo (V. fig. 15). Assim, para cada evento de ionização, serão registradas uma coordenada na direção paralela e outra na direção perpendicular aos fios do anodo, que correspondem necessariamente à posição do evento em duas dimensões.

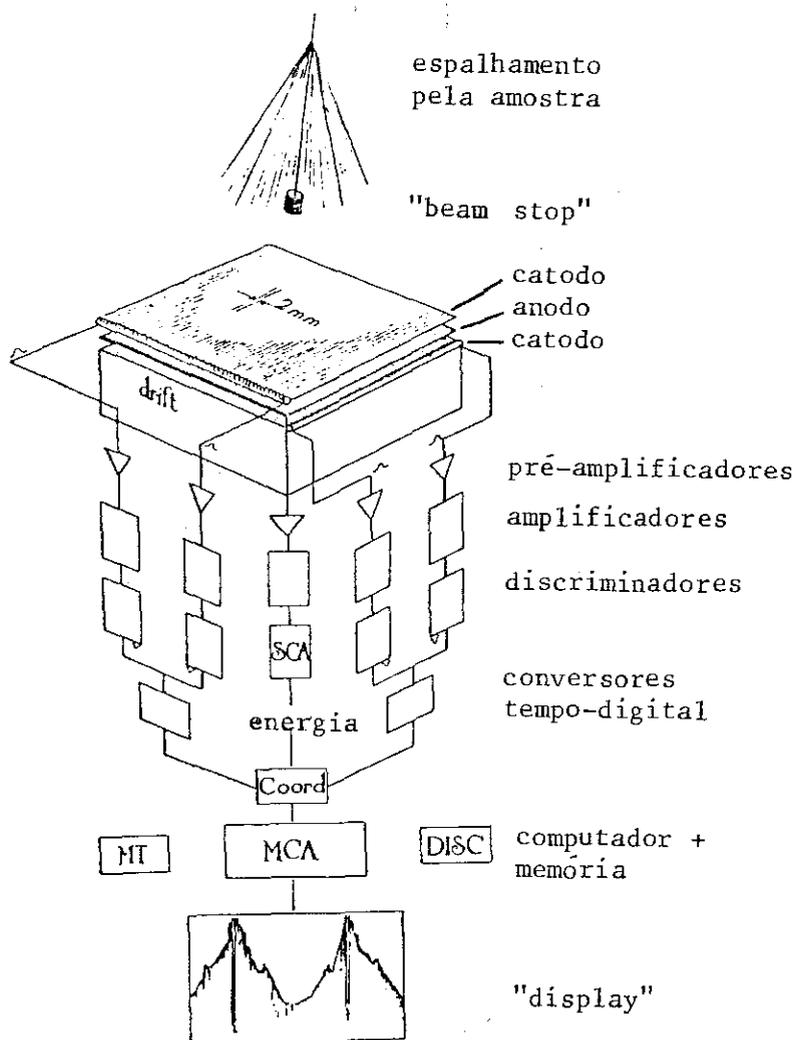


Fig. 15: Esquema do detetor bidimensional usado no EMBL [ 21].

Com referência à figura 15, os sinais obtidos em cada direção ortogonal são processados independentemente, da mesma forma que no caso unidimensional. Um sistema de coincidência deve sincronizar a leitura do par de coordenadas X e Y. O armazenamento de dados configura-se como um problema crucial, que requer sistemas rápidos de processamento e digitalização, com grande espaço de memória disponível. Os desafios nesse campo não estão todos resolvidos, embora tenham sido relatados progressos diversos [2]. Juntamente com as dificuldades de realização de esquemas para a aquisição de dados, manifesta-se uma tarefa não menos difícil, que é a interpretação da grande quantidade de novas informações que têm-se tornado disponíveis com as técnicas de localização bidimensional.

## CAPITULO III

### Um Detetor para Localização Linear

#### 3.1 CONSTRUÇÃO

Nesta seção descreveremos a construção de um detetor de raios-X sensível a posição, para localização unidimensional dos fótons, realizada no laboratório de detetores vinculado ao Laboratório de Cristalografia e Difração de Raios-X do CBPF (Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas). Esse laboratório pretende tornar viáveis a implantação e o acompanhamento da técnica de detecção e localização de radiação na faixa de raios-X duros e moles, pelo método da linha de retardo.

##### 3.1.1 Mecânica

A parte mecânica do detetor em questão consta de duas peças em alumínio (corpo e tampa superior), duas em latão (câmara superior e tampa inferior) e uma em aço inoxidável. O desenho detalhado de cada peça é apresentado no Anexo I, e a disposição das peças é mostrada na figura 16.

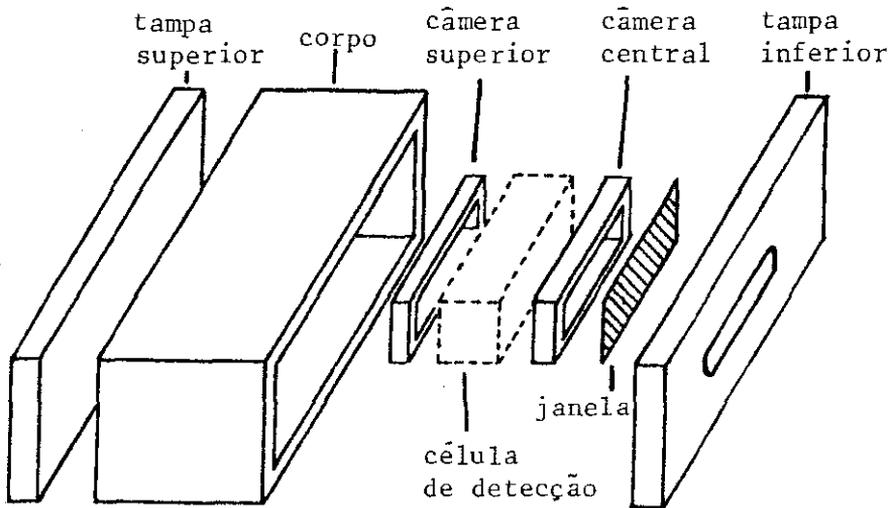


Fig. 16: Partes mecânicas do detector unidimensional.

A montagem das peças conforme indicado na figura 16 define uma câmara fechada onde será encerrado o gás de operação do detetor. A vedação contra fugas do gás foi obtida pela inserção de juntas de indium entre as peças adjacentes e ao redor dos conectores.

### 3.1.1.1 Válvula de Gás

Para operação do detector com gás em regime estacionário (sem fluxo), projetamos uma válvula que possibilita a eventual substituição ou evacuação. Como vemos na figura 17, a válvula é constituída de três peças torneadas em latão, com "O'rings" entre as paredes das peças e na junção com o corpo do detetor. O esquema adotado torna simples a injeção ou evacuação de gás, sem comprometer a hermeticidade do meio interior.

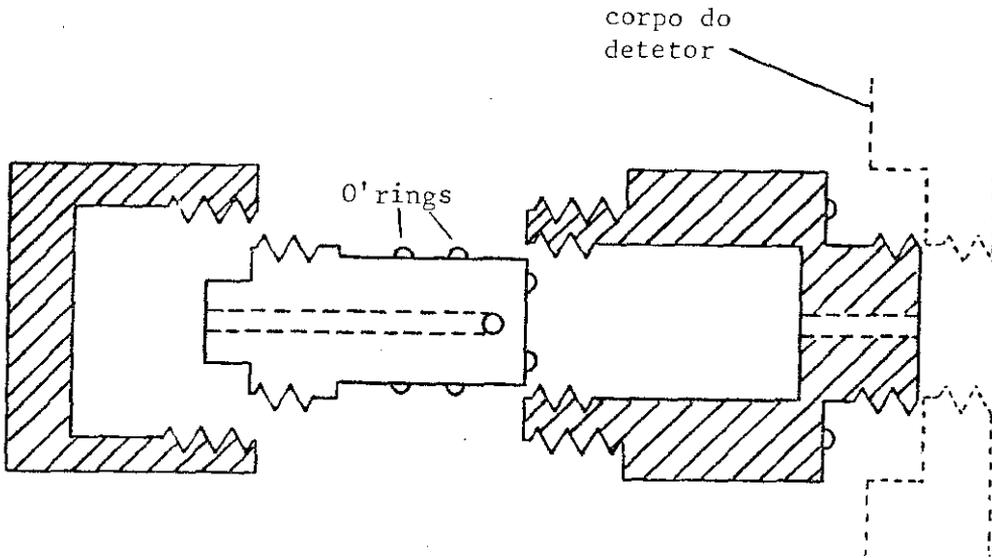


Fig. 17: Esquema da válvula de gás.

### 3.1.1.2 Janela

A janela é uma interface de separação necessária entre os meios interno e externo ao detetor, através da qual os fotons devem penetrar no meio ativo de detecção. O material da janela deve satisfazer os seguintes requisitos:

- baixa absorção de raios-X;
- rigidez a ponto de suportar a diferença entre a pressão interna e a pressão atmosférica;
- boa condutividade, já que funciona também como eletrodo positivo.

Utilizamos uma lâmina de  $(2,0 \times 8,0) \text{ cm}^2$ , com  $0,25 \text{ mm}$  de espessura de berílio (atenuação total da ordem de  $2\%$  para fotons de  $6,4 \text{ Kev}$ ), uma vez que este é um material que satisfaz as condições acima, sendo empregado na maioria dos detetores de raios-X. A lâmina define sob a tampa inferior uma janela efetiva de  $(0,8 \times 8,0) \text{ cm}^2$ .

### 3.1.2 Eletrodos

Seguindo a concepção apresentada na seção 2.2.3.1, preparamos a célula de detecção esboçada na figura 18, onde vemos um fio anodo, a janela, um plano de estrias paralelas do catodo e a conexão à linha de retardo. Os parâmetros mencionados na figura estão aproximadamente de acordo com a geometria otimizada descrita na ref. [16], embora em nosso esquema haja apenas um fio anodo, ao invés de um plano de fios.

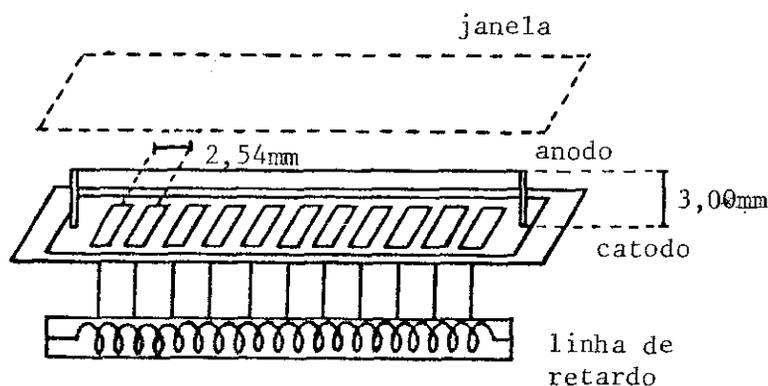


Fig. 18: Esquema da célula de detecção.

O catodo, contendo 30 estrias paralelas, é impresso em placa de fibra de vidro, sobre a qual é depositado um metal condutor de baixa taxa de oxidação - no caso, a platina. O anodo é um fio de tungstênio banhado a ouro, com 20 $\mu$ m de espessura, esticado por uma força de tração de 55 grama-força.

### 3.1.2.1 Linha de Retardo

Na figura 19a mostramos o circuito da célula fundamental da linha de retardo utilizada, juntamente com especifica

ções dos componentes eletrônicos.

$$C_1 = 150\text{pF}$$

$$C_2 = 56\text{pF}$$

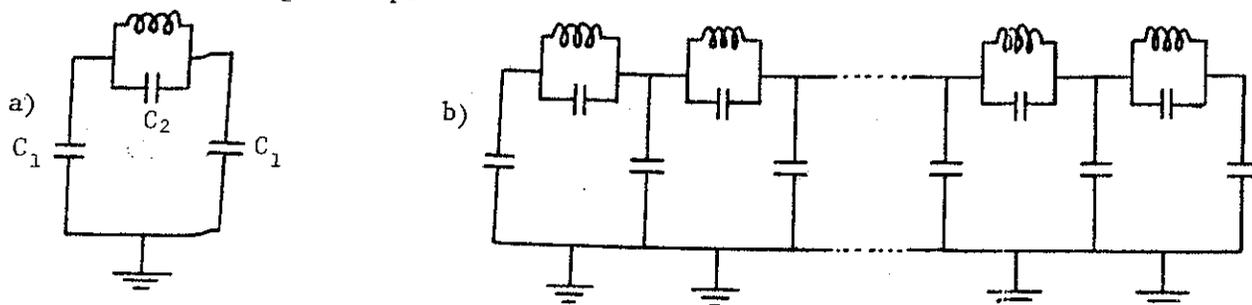


Fig. 19: Circuitos da célula fundamental (19a) e da linha de retardo (19b).

A repetição da célula fundamental como indicado na figura 19b, gera uma linha RLC cujo circuito foi montado também em placa de fibra de vidro. O tempo de retardo  $T_D$  — tempo de propagação de um sinal elétrico por toda a extensão da linha — foi medido com o auxílio de um gerador de sinais e um osciloscópio, resultando  $T_D \approx 340$  ns.

A conexão das células da linha de retardo com as estrias do catodo foi feita empregando a técnica de metalização de furos na placa de fibra de vidro. Assim, os contatos são soldados do lado oposto ao plano das estrias, de modo a evitar distorções de campo elétrico pela presença de soldas em relevo.

### 3.1.3 Montagem

Concluída a preparação da célula de detecção, as peças são fixadas uma a uma sobre o lado interno da tampa inferior, na seguinte ordem: janela, câmara central, célula de detecção, câmara superior. Em seguida, os conectores e a válvula de gás são fixados ao corpo, que então é sobreposto à parte já monta-

da. Finalmente, os conectores são soldados aos respectivos eletrodos, e o detetor é fechado pela tampa superior.

Durante todo o processo de montagem as peças foram submetidas a banhos em cuba de ultrassom, e cuidados foram tomados para manter própria a higiene das ferramentas e do ambiente de trabalho. Esses procedimentos são rotineiros na construção de detetores, já que substâncias espúrias, principalmente sobre os eletrodos, podem prejudicar criticamente o funcionamento e o desempenho do aparelho construído.

### 3.1.3.1 Injeção do Gás

A última etapa da construção é a injeção do gás à pressão de trabalho. Antes da injeção definitiva é feito vácuo no interior do detetor, que a seguir é lavado com o próprio gás e novamente evacuado, com o arranjo esboçado na figura 20. O gás utilizado foi uma mistura de Argônio (90%) +  $\text{CH}_4$  (10%).

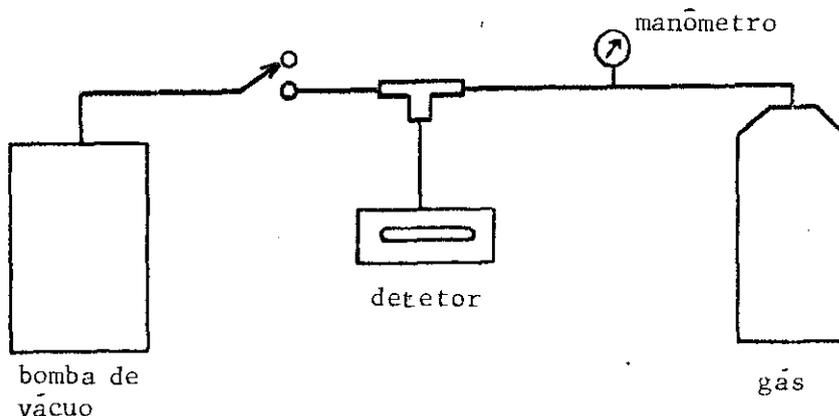


Fig. 20: Esboço do aparato para injeção e evacuação de gás.

### 3.2 OPERAÇÃO

O esquema de funcionamento do detetor montado é precisamente o descrito na seção 2.2.3.1. A eletrônica associada ao método de localização está esquematizada na figura 21, onde vemos a fonte de alta tensão, dois pré-amplificadores, um módulo amplificador e discriminador, um módulo de atraso, e o conversor tempo-amplitude.

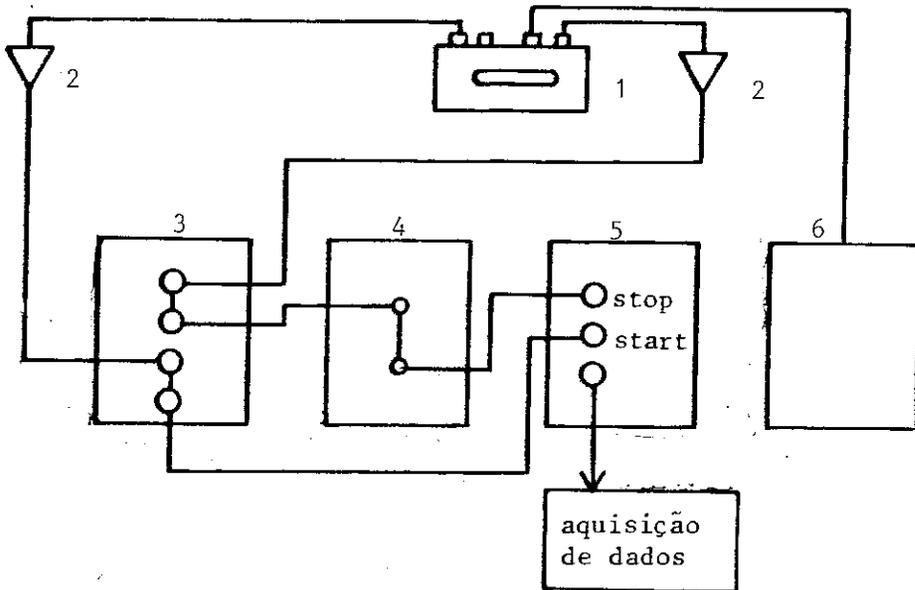


Fig. 21: Esboço do conjunto detetor + eletrônica. 1 detetor, 2 pré-amplificadores, 3 amplificador-discriminador, 4 módulo de atraso, 5 conversor tempo-amplitude; 6 alta tensão

Cada evento de ionização origina dois pulsos elétricos (ver seção 2.2.3.1 e Apêndice A), que são inicialmente coletados nos pré-amplificadores, onde sofrem três etapas de amplificação, para um ganho final de aproximadamente 40, mantendo alta a relação sinal/ruído. Para isso, os pré-amplificadores são baseados em uma configuração adequada de transistores e mantidos o

mais próximo possível dos conectores de saída do catodo, para assim minimizar a capacitância total de entrada.

Dois amplificadores e dois discriminadores são compactados em um só módulo, para receber os pulsos dos pré-amplificadores. Cada discriminador funciona como um comparador de tensão no qual estabelecemos com um potenciômetro o limite inferior da altura dos pulsos a serem amplificados. Cada pulso incidente ao estágio amplificador origina um sinal quadrado de amplitude -5V.

O módulo de atraso tem a função de retardar os pulsos de uma das extremidades da linha de retardo, de tal maneira que ionizações ocorridas nas posições extremas correspondam diretamente às amplitudes mínima e máxima do conversor tempo-amplitude. Para tanto o tempo de atraso deve ser no mínimo igual ao tempo  $T_D$  de propagação de sinais sobre a linha de retardo (ver seção 3.2.1.1).

No conversor tempo-amplitude, um sinal incidente à entrada 'start' inicia a carga de um capacitor, que é interrompida pela chegada de outro sinal à entrada 'stop'. O sinal de saída tem amplitude proporcional à carga acumulada no capacitor, portanto é proporcional ao intervalo de tempo entre 'start' e 'stop' e conseqüentemente à posição do evento de ionização ocasionado pela absorção de ftons no meio de detecção.

A aquisição de dados é tipicamente efetuada por um analisador multicanal. Nele, as amplitudes dos sinais originados no conversor tempo-amplitude são digitalizadas e armazenadas no número de canais disponíveis.

### 3.3 INSTALAÇÃO

Instalamos o detetor junto a um gerador de raios-X, ao lado de uma das saídas do tubo de radiação característica do cobre. Foi usado um suporte que possibilita deslocamentos em três direções espaciais ortogonais, como mostrado na figura 22 .

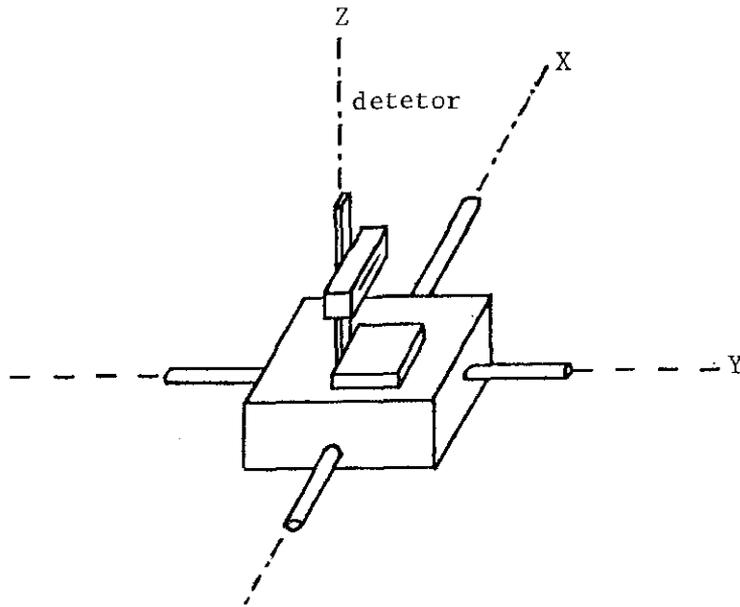


Fig. 22: Mesa com três direções de movimentação, x-y-z, para posicionamento do detetor.

Com o auxílio de um paquímetro e de um nível, pudemos alinhar e nivelar a janela do detetor, instalado em posição horizontal, perpendicularmente à direção do feixe emergente de um tubo de raios-X com erro de não-alinhamento entre o feixe e a reta normal à superfície frontal do detetor inferior a 0,5mm. A seguir preparamos um feixe cuja intensidade, medida com o contador proporcional do próprio gerador, estava seguramente inferior a 1000 fótons por segundo. Esta taxa de contagem foi conseguida pela atenuação do feixe direto por duas lâminas de filtro de níquel, mais uma colimação do feixe de 0,04mm (horizontal) por 0,09mm (vertical).

### 3.3.1 Aquisição de dados

O aparato para aquisição de dados consta de um microcomputador PC-IBM DGXT, que é convertido em analisador multicanal através de uma interface para coleta e análise de dados - ACE2-BI da EG&G ORTEC. Assim, os sinais do conversor tempo-amplitude são enviados à interface, onde são digitalizados e expostos em forma de espectro na tela do monitor de vídeo do microcomputador.

### 3.3.2 Levantamento do 'plateau'

O primeiro procedimento para iniciar as medidas de caracterização foi determinar a voltagem de operação do detetor. Para isto fizemos um levantamento da taxa de contagem medida para o feixe preparado, em função da alta tensão no anodo. Partimos do limiar de voltagem para a qual um espectro apreciável começasse a ser mostrado. Como em qualquer contador proporcional, existe uma faixa de valores de voltagem para a qual a taxa de contagem é aproximadamente constante. A voltagem de operação é tomada como um dos valores dessa faixa, conhecida como 'plateau'. O resultado do levantamento está mostrado graficamente na figura 23, onde vemos que o 'plateau' está entre 2300 e 2400 Volts.

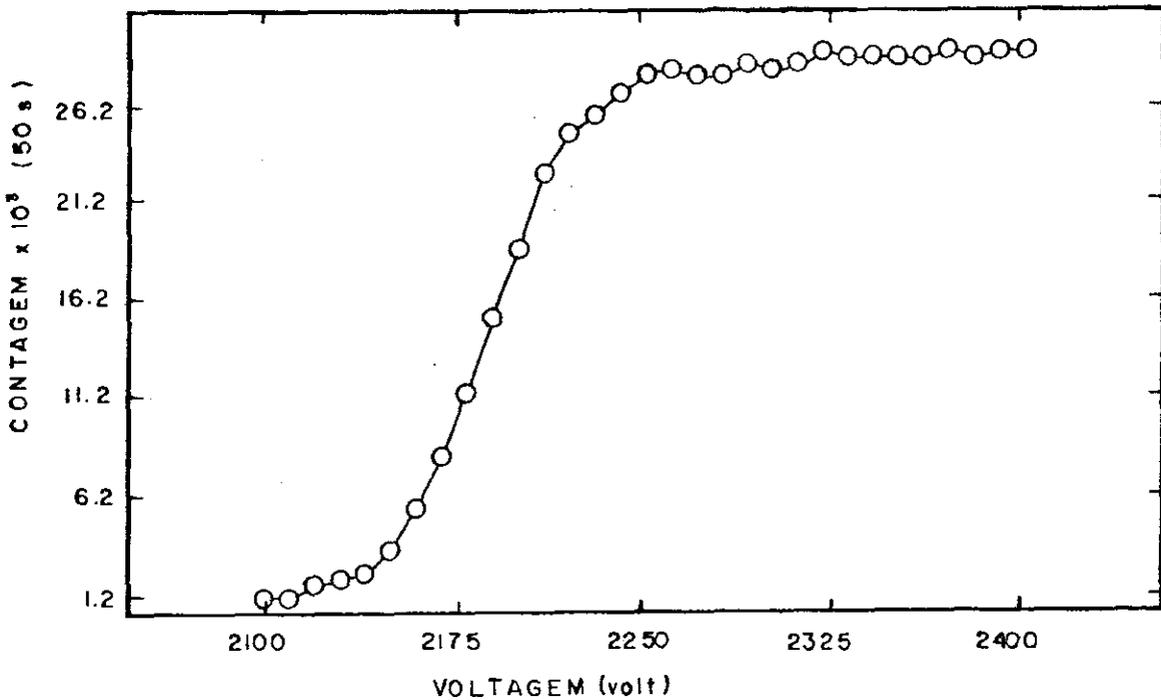


Fig. 23: Gráfico do 'plateau' para determinação da voltagem de operação.

### 3.3.3 Alinhamento eletrônico

Para garantir que o feixe incidisse precisamente sobre o anodo, fizemos uma varredura micrométrica na direção Z (fig. 22), cobrindo aproximadamente 3mm ao redor do centro da janela. Como vemos na figura 24, há uma posição azimutal para a qual obtemos maior taxa de contagem e melhor resolução. O plano paralelo à mesa de sustentação horizontal contendo esta posição foi tomado como o alinhamento ideal, embora não pudéssemos assegurar que esse plano continha inteiramente o fio anodo.

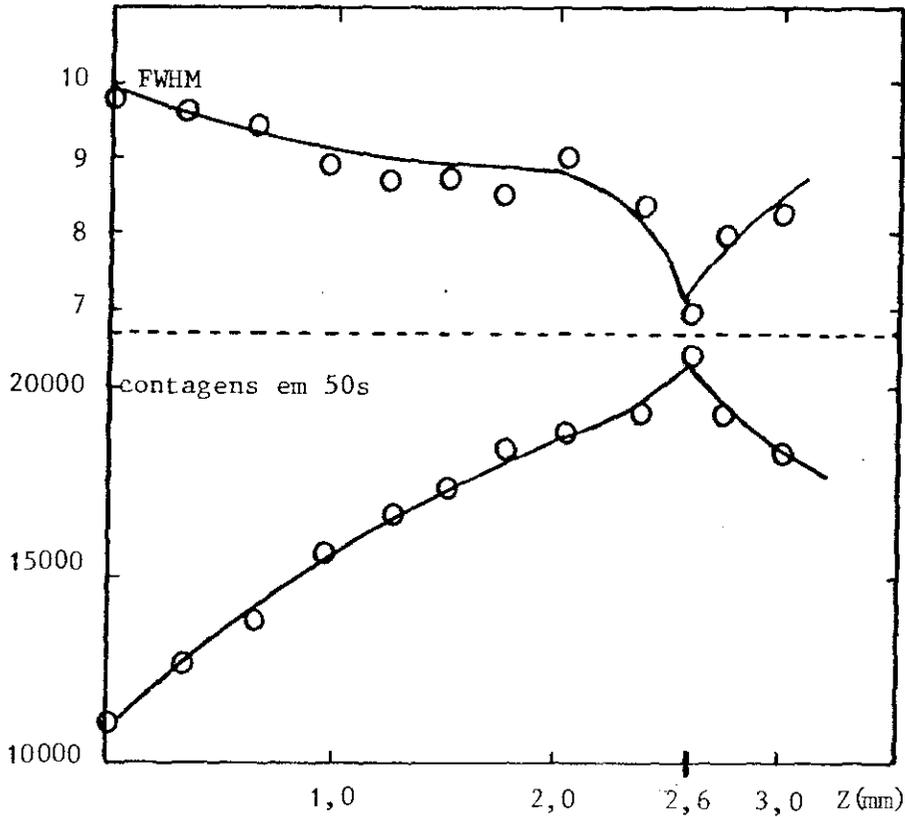


Fig. 24: Resolução (FWHM) e taxa de contagem para várias posições azimutais Z.

### 3.4 MEDIDAS DE CARACTERIZAÇÃO

Nas experiências de caracterização do detector relatadas a seguir, trabalhamos com um feixe de radiação característica do Cobre ( $CuK\alpha$ ), cujos fotons têm energia de 8,04 KeV. O gerador operou à potência de 40 Kilo-Volts por 15 mili-amperes, e o detector à voltagem de 2370 Volts - exceto nas experiências de homogeneidade e estabilidade - com o gás à pressão de 2 ATM.

#### 3.4.1 Linearidade

A relação de linearidade entre posição de incidência de fotons e posição medida pelo detector é uma característica fun

damental a ser considerada para uma avaliação do método de localização.

Partindo do alinhamento descrito na seção anterior, efetuamos medidas de posição e contagem a cada 0,4 cm da janela de detecção, cada uma por um intervalo de tempo de 45 segundos. Os resultados mostraram uma proporcionalidade entre a posição do feixe e o centro da distribuição observada no multicanal (ver figura 25), exceto nas extremidades da janela, onde ocorre um efeito de borda que distorce a relação de linearidade. As medidas definem, portanto, a região de detecção linear.

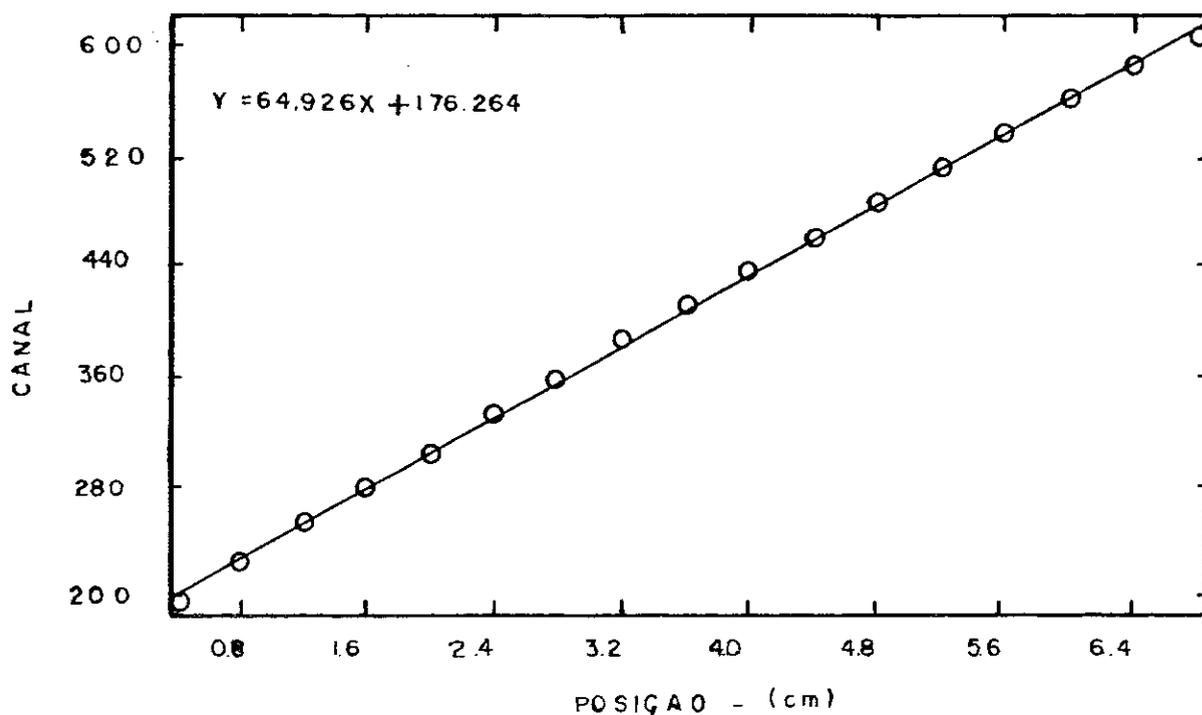


Fig. 25: Teste de linearidade, canal versus posição horizontal x.

A experiência foi repetida três vezes, uma das quais sem colimação vertical do feixe. Nas posições medidas a contagem em 45 segundos mostrou flutuações, da ordem de 2% em torno do valor médio. Em algumas posições, portanto, houve variações de até 1% acima do erro estatístico (V. Apêndice C), indicando heterogeneidades de eficiência ao longo das posições de incidência do feixe. A largura a meia altura das distribuições manifes

tou um ligeiro crescimento em direção a umdos extremos da janela. Esse crescimento é provavelmente explicável pela dispersão natural da forma dos pulsos ao se propagarem pela linha de retardo e módulo de atraso.

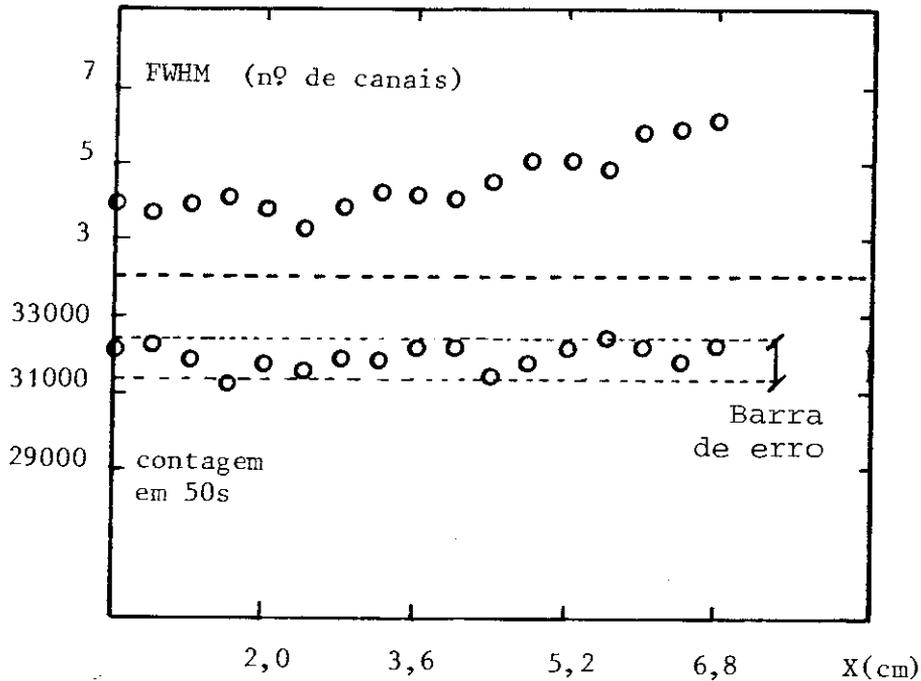


Fig. 26: Resolução (FWHM) e intensidade versus posição horizontal x.

A reta sobreposta ao gráfico da figura 25 foi ajustada aos dados pelo método de mínimos quadrados. Seu coeficiente angular pode ser tomado como o fator de conversão do número de canal em posição. O inverso desse coeficiente corresponde à variação em posição entre um canal e o subsequente:

$$\frac{\text{Variação em posição}}{\text{Variação em canais}} = \frac{\Delta x}{\Delta N} = 0,0154 \text{ cm/canal}$$

Portanto, cada canal corresponde a aproximadamente 154µm em variação de posição. A não-linearidade integral (erro absoluto normalizado pelo comprimento da janela de detecção) es

teve sempre abaixo de 1%.

### 3.4.2 Homogeneidade

Para verificar a eficiência de detecção ao longo de toda a janela, o detetor foi submetido a irradiação homogênea por uma fonte isotrópica de  $\text{Fe}^{57}$ , cujo espectro apresenta emissões de raios-X (14,4 KeV) e  $\gamma$  (136,2 KeV). O arranjo experimental está ilustrado na figura 27. Uma vez que a fonte de radiação empregada era pouco intensa, foi necessário longo tempo de exposição. O detetor operou à voltagem de 2350 Volts.

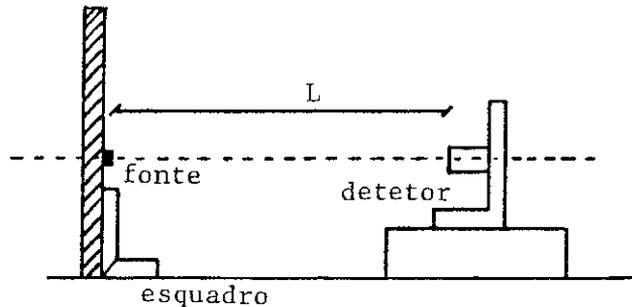


Fig. 27: Geometria utilizada para o teste de homogeneidade.

Na figura 28a está mostrado o resultado para uma distância de  $L=36,3\text{cm}$  entre o detetor e a fonte, com o gráfico em escala logarítmica. Notamos que a maior parte do espectro é um 'plateau' de contagens, explicitando o grau de uniformidade de eficiência. Na figura 28b, mostramos as variações de contagem de cada canal em relação à média calculada (traço contínuo no gráfico). As posições extremas foram excluídas do cálculo, para se trabalhar apenas com a região linear. Nas figuras 29a e 29b mostramos os mesmos resultados, agora para uma separação  $L=23,3\text{cm}$ . Estas duas experiências permitem afirmar que o detetor se comporta como homogêneo para contagens da ordem das aqui verificadas (abaixo de 200 por canal). O erro estatístico associado é aproximadamente 7% (V. Apêndice C). Para avaliar a homogeneidade para contagens com erro abaixo de 1% necessitaríamos de uma fonte isotrópica, que proporcionasse cerca de  $10^5$  contagens por canal.

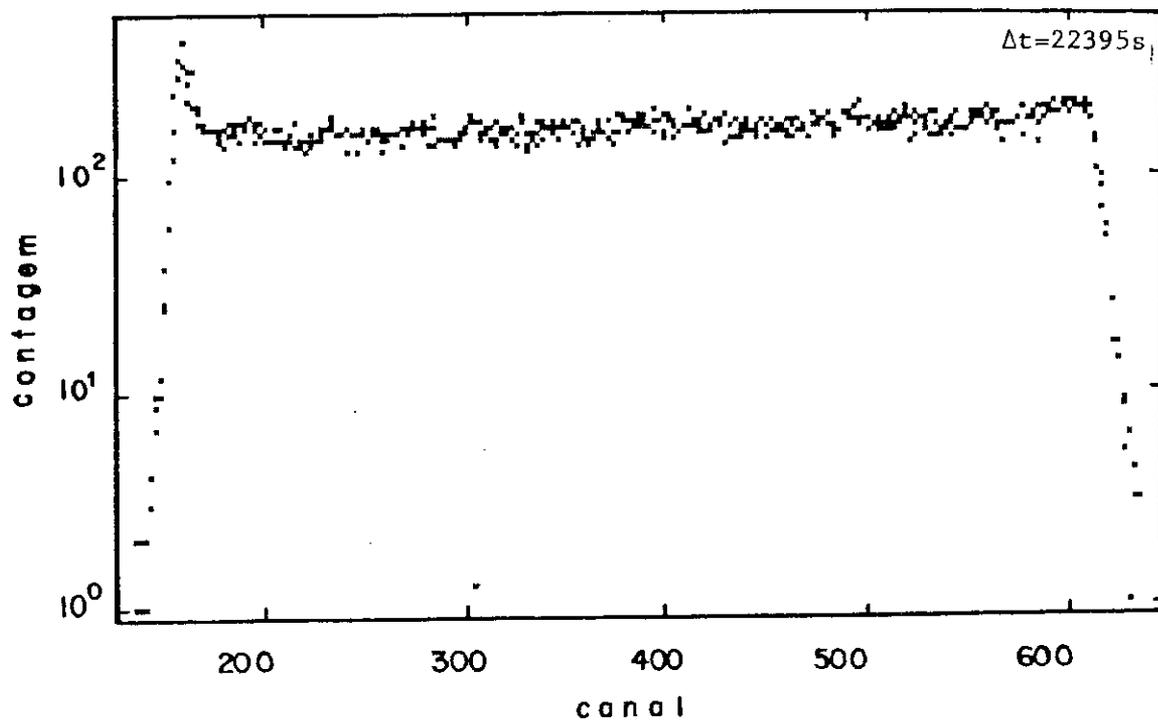


Fig. 28a

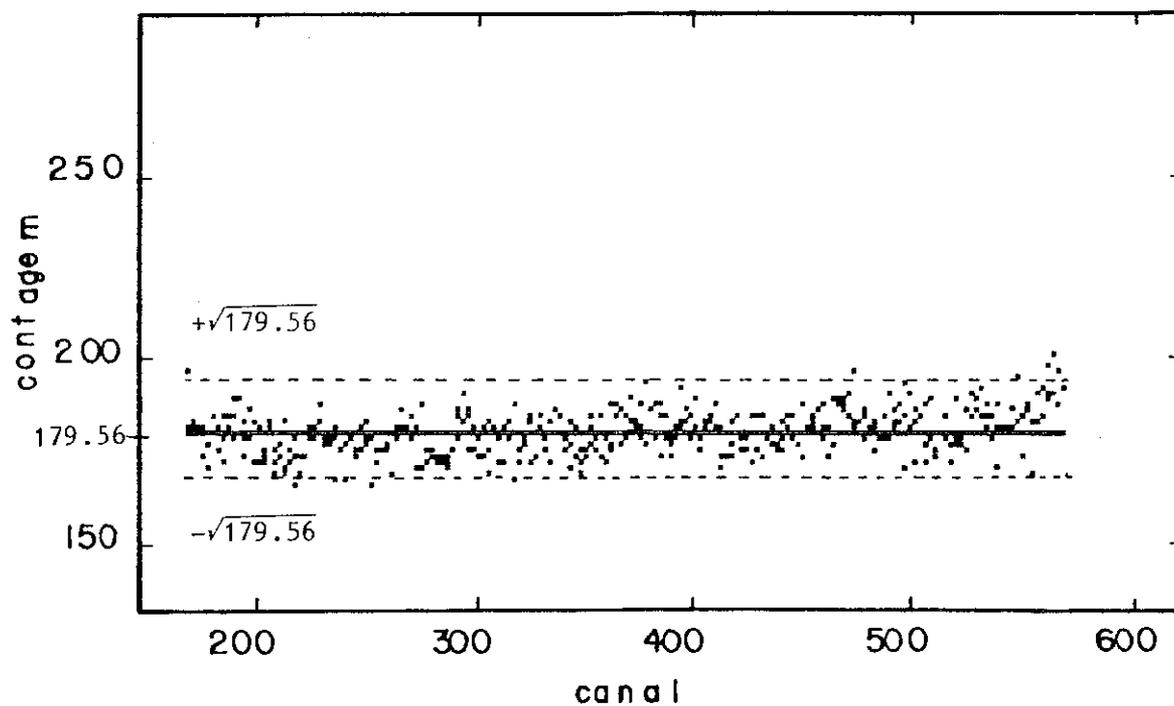


Fig. 28b

Fig. 28: Resposta do detector à iluminação por uma fonte homogênea de  $\text{Fe}^{57}$  à distância de 36,3cm (28a), e flutuações das contagens com respeito à média e ao erro estatístico (28b).

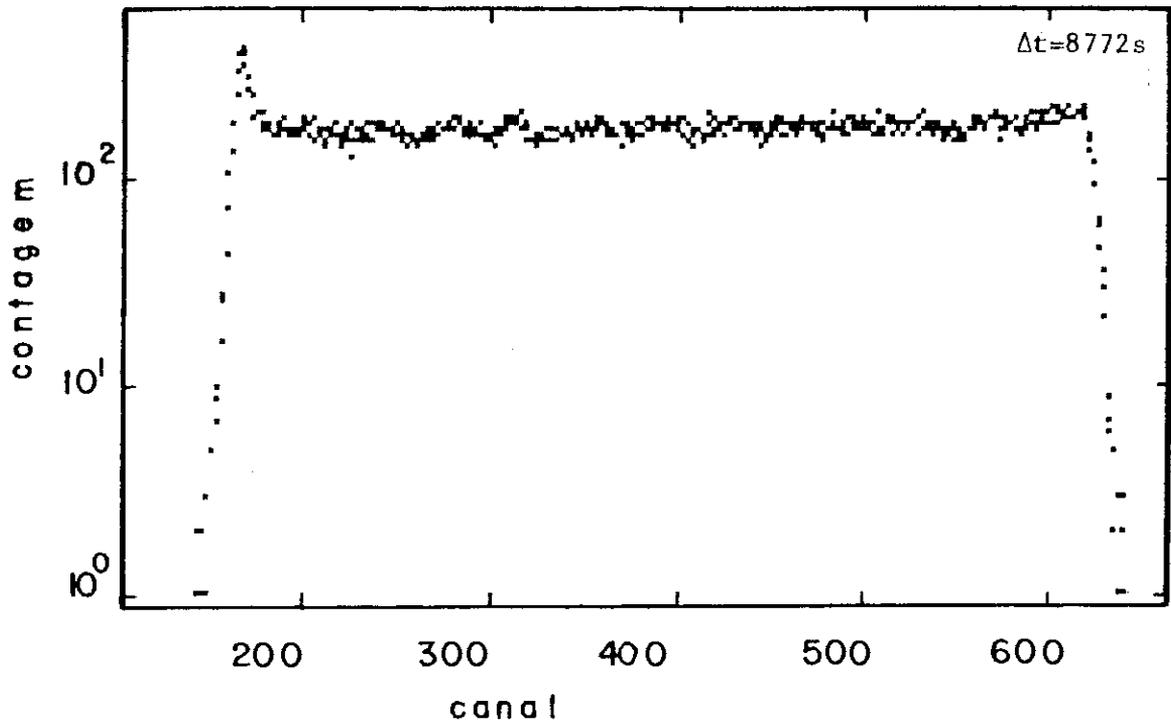


fig. 29a

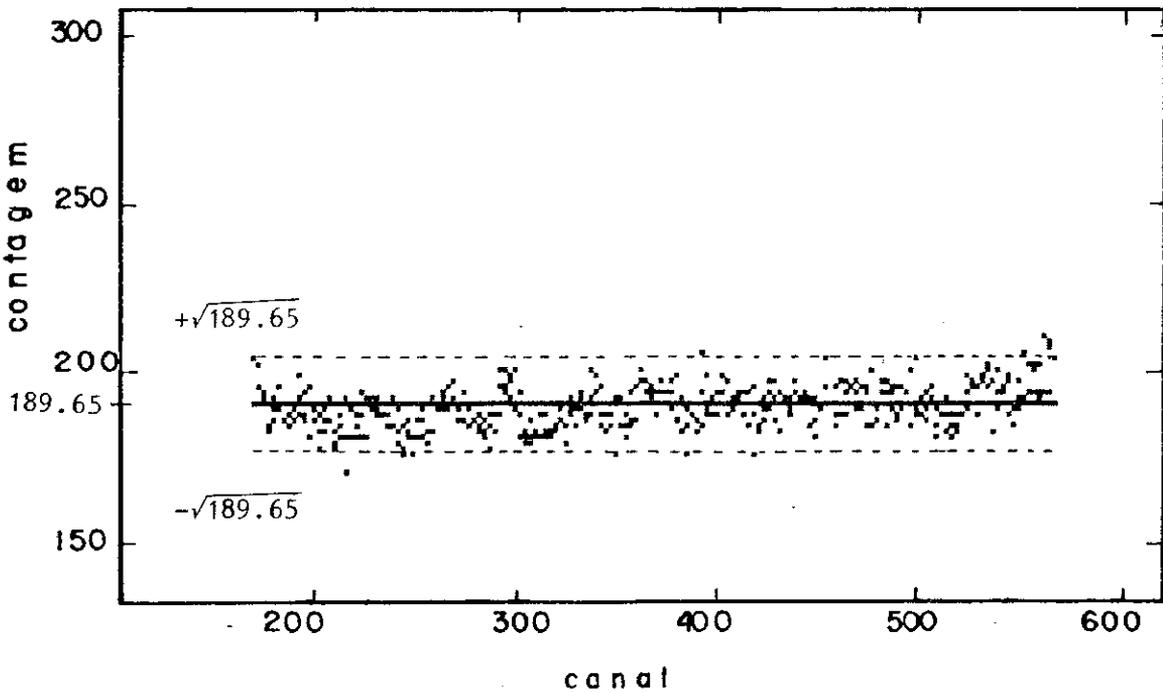


Fig. 29: Resposta do detetor à iluminação por uma fonte homogênea de  $Fe^{57}$  à distância de 23,3cm (29a), e flutuações das contagens com respeito à média e ao erro estatístico (29b).

### 3.4.3 Resolução

A resolução espacial foi medida em três posições diferentes da janela de detecção, utilizando o arranjo de colimação esboçado na figura 30.

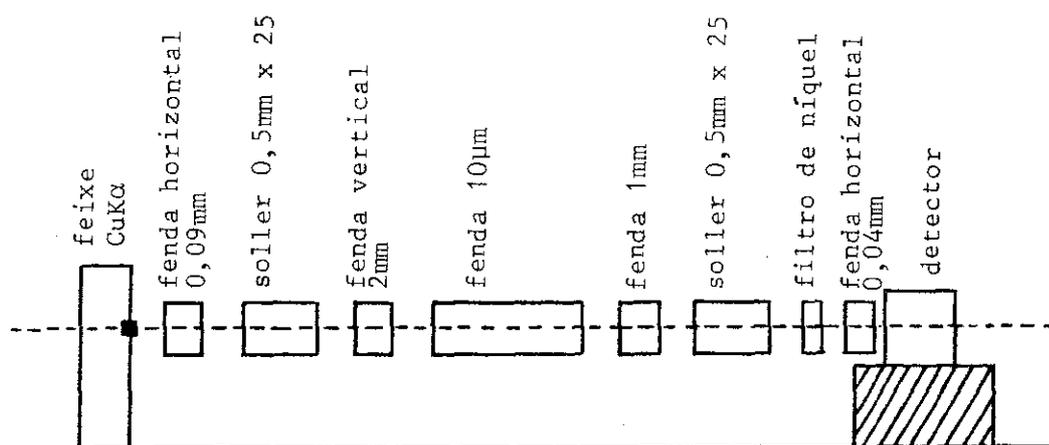


Fig. 30: Arranjo utilizado para medições da resolução espacial.

O perfil do feixe foi inicialmente traçado por varredura angular de  $-0,5^\circ$  a  $+0,5^\circ$  ao redor da contagem máxima, sendo as contagens feitas a cada  $0,02^\circ$ . Para estas contagens usamos um contador proporcional com fenda de entrada - colocada junto à janela - de  $0,04\text{mm}$  de abertura. O ajuste de uma distribuição gaussiana ao espectro assim obtido, permitiu concluir que a largura do feixe preparado era de aproximadamente  $17\mu\text{m}$  na direção horizontal.

Na tabela I apresentamos as medidas feitas em cada posição. Os valores indicados são a média de sete medidas, cada

uma por um intervalo de tempo de 45 segundos. Contagem integral refere-se à contagem acumulada entre aproximadamente 35 canais antes e 35 canais depois do canal de contagem máxima, ou canal do pico.

Tabela I  
Resolução do detetor medida em diferentes regiões

X(cm)	FWHM	Cont. Integral	Cont. Máxima	Canal pico	Resolução (μm)
8,8	2.94	32972	9212	487.68	439
5,75	2.84	33100	9402	287.17	424
2,95	3.00	29804	8206	95.96	448

O fator de conversão canal-posição é:

$$\frac{\Delta x}{\Delta N} = \frac{5.85}{391.72} = 0,0149 \text{cm/canal}$$

A melhor resolução obtida foi registrada aproximadamente no centro da janela, em torno do canal 284, com 2.54 canais FWHM. A diferença entre a melhor (379μm) e a pior (448μm) resolução ao longo do comprimento da janela, para o arranjo experimental referido, é inferior a 0,1% do comprimento.

#### 3.4.4 Sensibilidade a Taxas de Incidência

Com o intuito de conhecer o comportamento do detetor sob diferentes taxas de incidência de ftons, fizemos uma comparação com um contador proporcional de desempenho conhecido, utilizando lâminas de níquel de 25μm de espessura para atenuação do

feixe direto. O resultado é o mostrado na figura 31, onde estão plotadas as intensidades medidas pelos dois detetores em função do número de lâminas de atenuação, ou seja, da taxa de incidência de ftons. O arranjo experimental foi o mesmo da seção anterior. A comparação revela que os detetores têm, aproximadamente, a mesma sensibilidade à taxa de incidência na faixa observada, com maior coeficiente de absorção para o contador proporcional usado como referência, em particular devido à maior espessura da região ativa e à maior eficiência do gás de operação deste último (xenônio/metano).

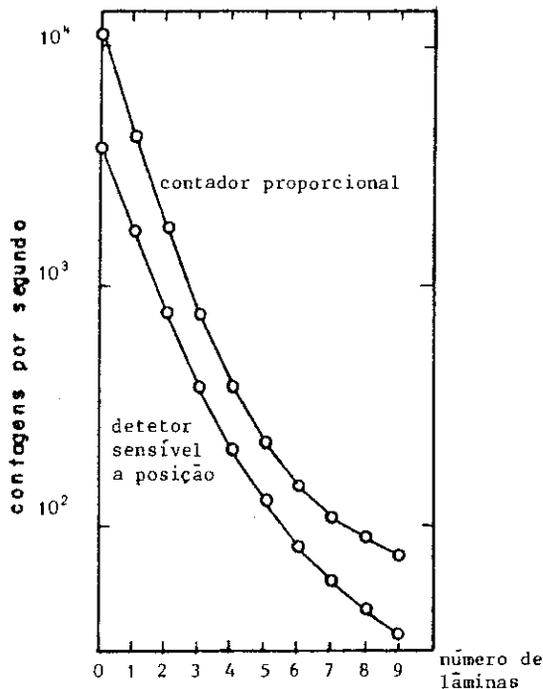


Fig. 31: Taxas de contagem medidas pelo detector sensível a posição e por um contador proporcional, em função da atenuação por lâminas de níquel.

A avaliação do tempo morto dos detetores com a eletrônica associada dependeria de uma experiência em que controlássemos a taxa de contagem real até acima de  $10^5$  ftons por segundo, onde provavelmente se atingiria a saturação da taxa de contagem medida com os detetores. Dáí se procederia a estimativa analítica do tempo morto [3].

### 3.4.5 Estabilidade

A fim de verificar a reprodutibilidade das medidas fornecidas pelo detetor, realizamos duas experiências consecutivas, sob as mesmas condições, cada uma pelo mesmo intervalo de tempo (1500 segundos). A contagem média por canal foi de aproximadamente 7.000. Os resultados de cada espectro obtido foram divididos canal por canal, correspondentemente, e os quocientes,  $q$ , foram plotados em um gráfico (V. fig. 32).

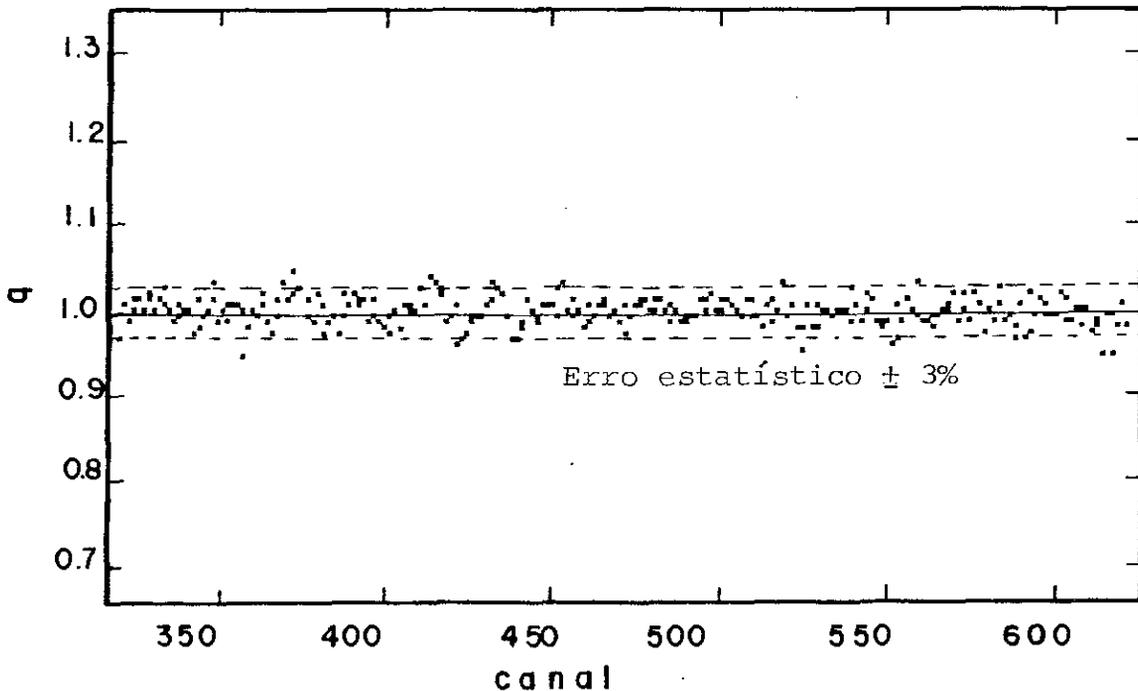


Fig. 32: Quociente entre a linha de dois espectros obtidos com o detetor em condições idênticas.

Do gráfico da figura 32 vemos que os quocientes se mantêm próximos da unidade, em torno do "range" de erro estatístico. Isto assegura, a princípio, que podemos corrigir ao menos parcialmente eventuais defeitos de não homogeneidade ou não linearidade, por tratamento adequado do resultado bruto de cada espectro obtido, uma vez que estes defeitos seriam até certo grau, inerentes ao detetor, e não devidos a problemas de não-estabilidade de seu funcionamento.

## CAPITULO IV

### Aplicações e Discussão

#### 4.1- EXPERIÊNCIAS DE APLICAÇÃO

As experiências de aplicação que apresentamos neste capítulo foram realizadas com difratômetro universal HZG4/C e a câmara de Kratky do Laboratório de Cristalografia do CBPF. O gerador operou à potência de 40 Kilo-Volts, 35 mili-amperes, sob as mesmas condições das experiências anteriores.

##### 4.1.1 - Difração de Raios-X por uma amostra policristalina

A fim de verificar o desempenho do detetor montado em uma experiência bastante difundida - difração de raios-X por amostras policristalinas - preparamos o arranjo experimental mostrado na figura 33, para observar reflexões de Bragg a alto ângulo por uma amostra de espectro conhecido.

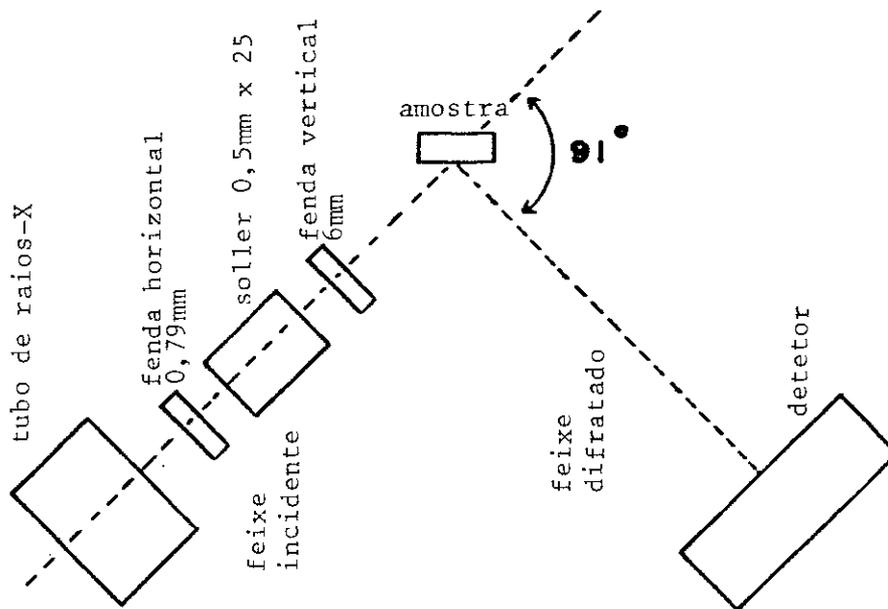


Fig. 33: Montagem para experiências de difração por amostras policristalinas.

Note-se que o arranjo referido é apenas uma substituição do detetor vinculado ao difratômetro pelo detetor sensível a posição, com eliminação de todas as fendas que obstruiriam os fons difratados. O ângulo de  $91^{\circ}$  é a média entre os ângulos de reflexão dos planos cristalográficos (333) e (224) do silício, observados na experiência. O espectro obtido após exposição à radiação é o mostrado na figura 34.

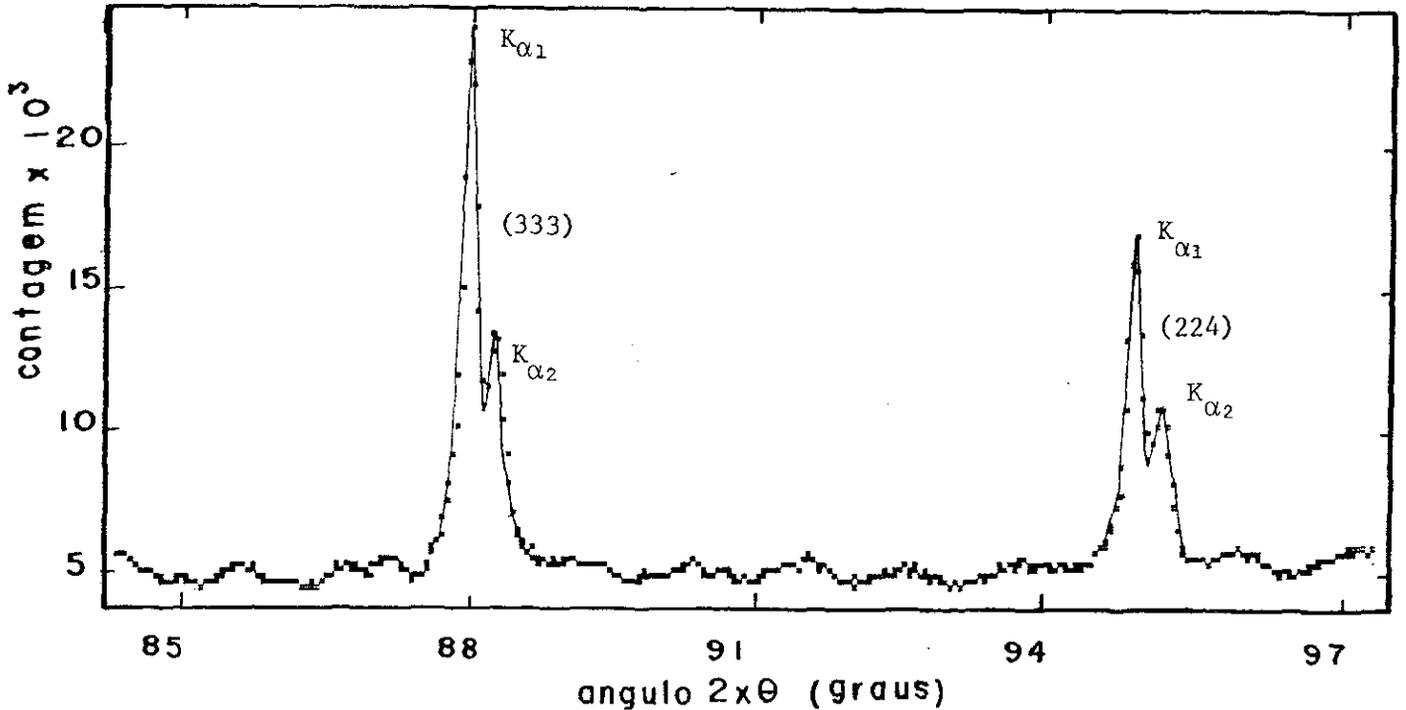


Fig. 34: Espectro de difração de um policristal de silício.

Ressaltamos, a respeito do espectro da figura 34, que a resolução do detetor foi suficiente para distinguir as reflexões  $K_{\alpha_1}$  e  $K_{\alpha_2}$  de ambos os planos. Longos tempos de exposição contribuem apenas para melhorar a estatística, já que as reflexões e a separação  $K_{\alpha_1}$  e  $K_{\alpha_2}$  estão presentes desde os primeiros segundos de irradiação. Na figura 35 mostramos o mesmo espectro, obtido agora por varredura de dois graus por minuto, com o detetor do difratômetro. Os dois espectros estão em forma bruta, não contando com correções para efeitos de polarização, absorção e penetração do feixe na amostra, ou subtração de background. Entretanto, os pulsos do detetor do difratômetro foram filtrados em analisador monocanal para discriminação das alturas de pulso fora da banda de energias  $K_{\alpha_1}$  e  $K_{\alpha_2}$ .

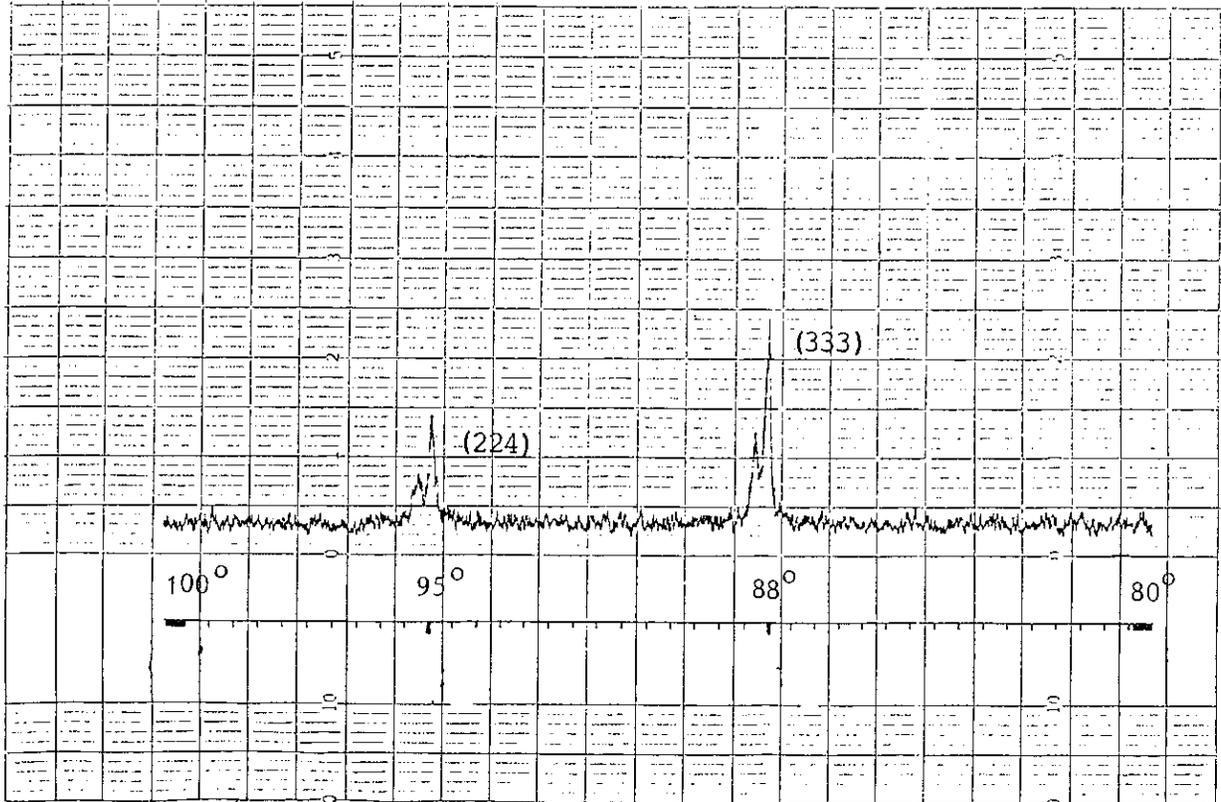


Fig. 35: Espectro de difração do silício policristalino obtido por varredura de dois graus por minuto.

#### 4.1.2 - Espalhamento de Raios-X a baixo ângulo

Utilizando a câmara para espalhamento de raios-X a baixo ângulo desenvolvida por Kratky [22], obtivemos espectros com o detetor sensível a posição, na faixa de  $0,7^\circ$  a  $10^\circ$ . Inicialmente, obtivemos o perfil do feixe direto com colimação de  $100\mu\text{m}$  na fenda de entrada, para determinação da linha de zero e posicionamento do "beam-stop" (V. fig. 36).

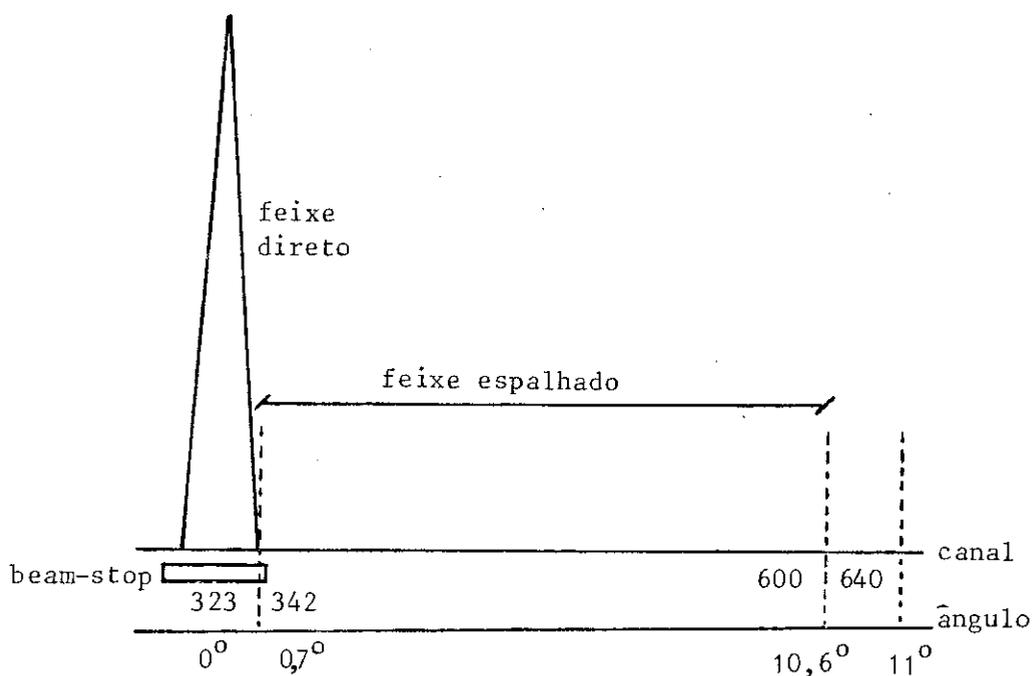


Fig. 36: Geometria da câmara de Kratky no plano de medidas.

#### 4.1.2.1 - Espalhamento da parafina $C_{23}H_{48}$

Uma amostra de parafina  $C_{23}H_{48}$  foi fundida em tubo capilar de 1mm de diâmetro, e alinhada transversalmente ao feixe direto. Antes de expô-la à radiação foi feito vácuo no interior da câmara, para evitar espalhamento por moléculas do ar. O arranjo experimental é o mostrado na figura 37 .

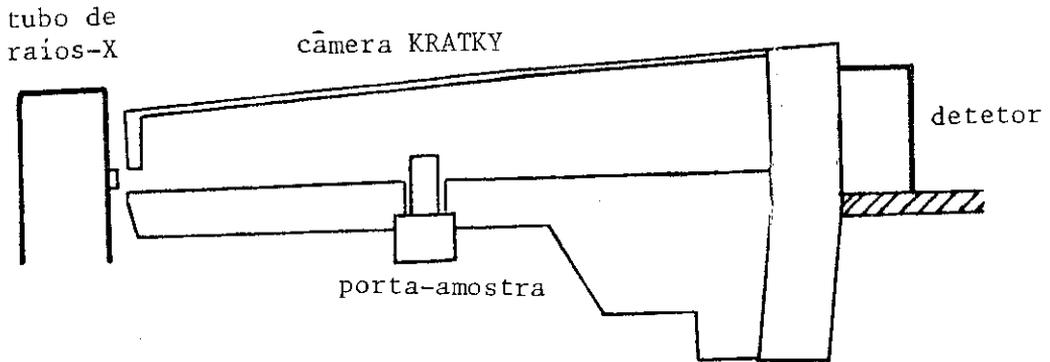


Fig. 37: Aparato para experiências de espalhamento a baixo ângulo.

Após exposição por 300 segundos, foi obtido o espectro mostrado na figura 38. Como este resultado inicial contém espalhamento não só pela parafina mas também pelo tubo capilar, fizemos um outro contendo apenas o espalhamento pelo porta-amostra, nas mesmas condições e pelo mesmo intervalo de tempo do anterior (V. fig. 39).

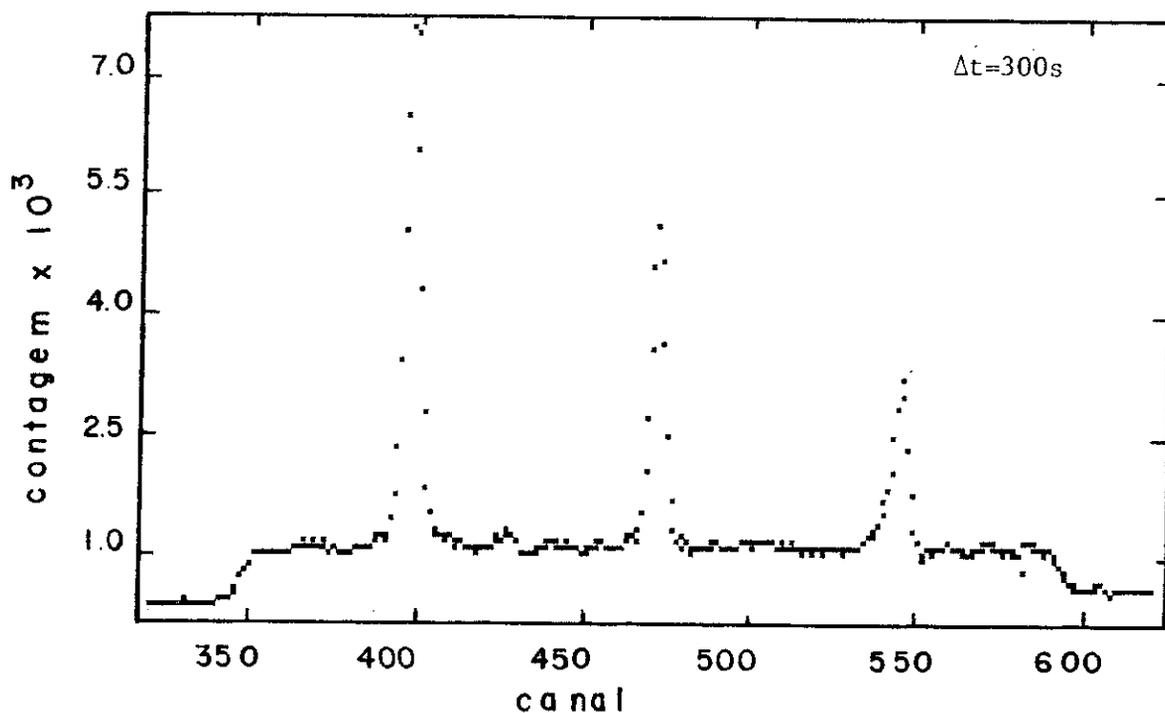


Fig. 38: Difratoograma a baixo  $\hat{\alpha}$ ngulo da parafina  $C_{23}H_{48}$  a temperatura ambiente.

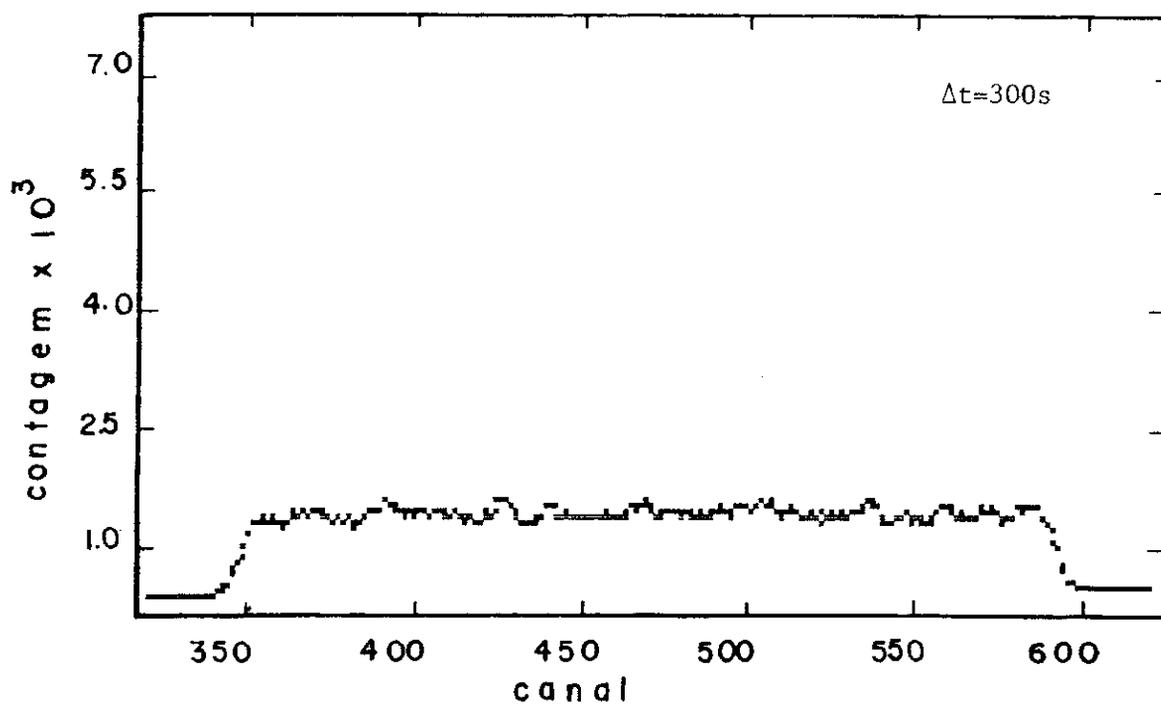


Fig. 39: Espectro do espalhamento parasita (sem amostra).

O resultado final, tomado como a difração a baixo ângulo da parafina  $C_{23}H_{48}$ , é a subtração dos espectros das figuras 38 e 39 (V. fig. 40). No gráfico da fig. 40 cada 3.8centésimos de grau correspondem a uma unidade do analisador multicanal. Portanto, um contador de mesma eficiência que o detetor sensível a posição demoraria aproximadamente 345 (número de canais envolvidos) vezes mais tempo para obter o mesmo espectro por varredura passo a passo.

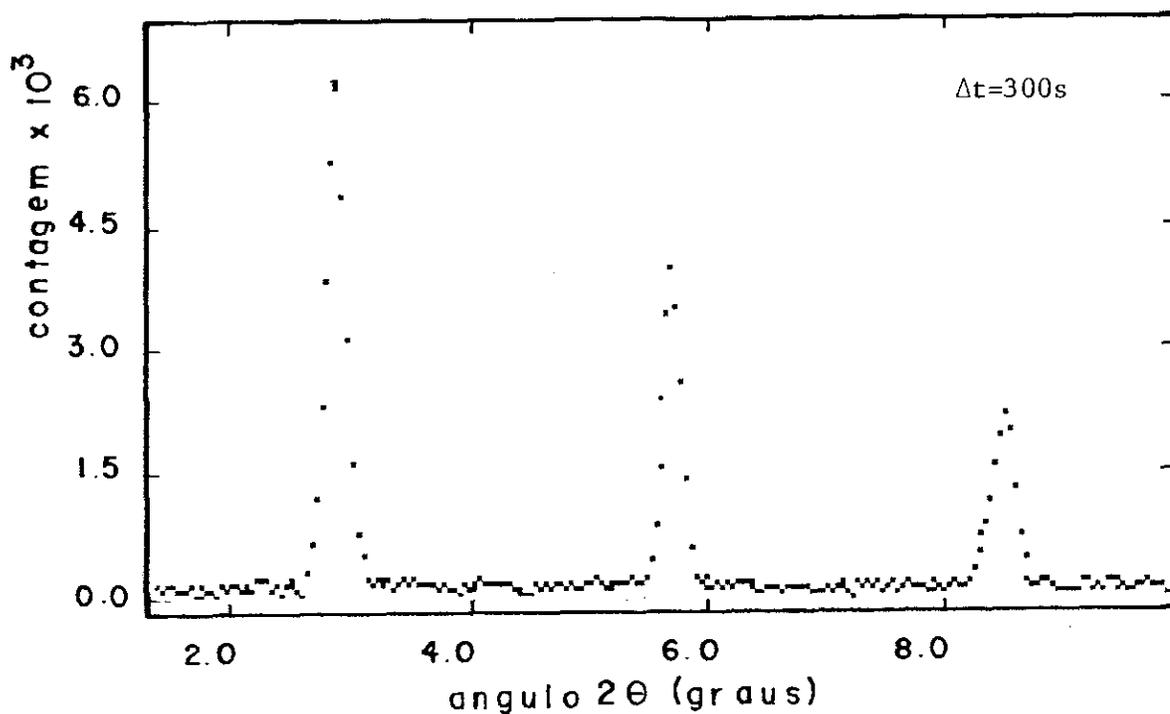


Fig. 40: Difratograma da fig. 38 após subtração do background.

Notamos que o espalhamento a baixo ângulo é bastante sensível às condições de colimação do feixe e alinhamento da amostra. A experiência relatada acima, repetida com colimação de 150µm e com o alinhamento da amostra ligeiramente alterado, forneceu resultado com menor resolução dos picos e homogeneidade do "background" (V. fig. 41).

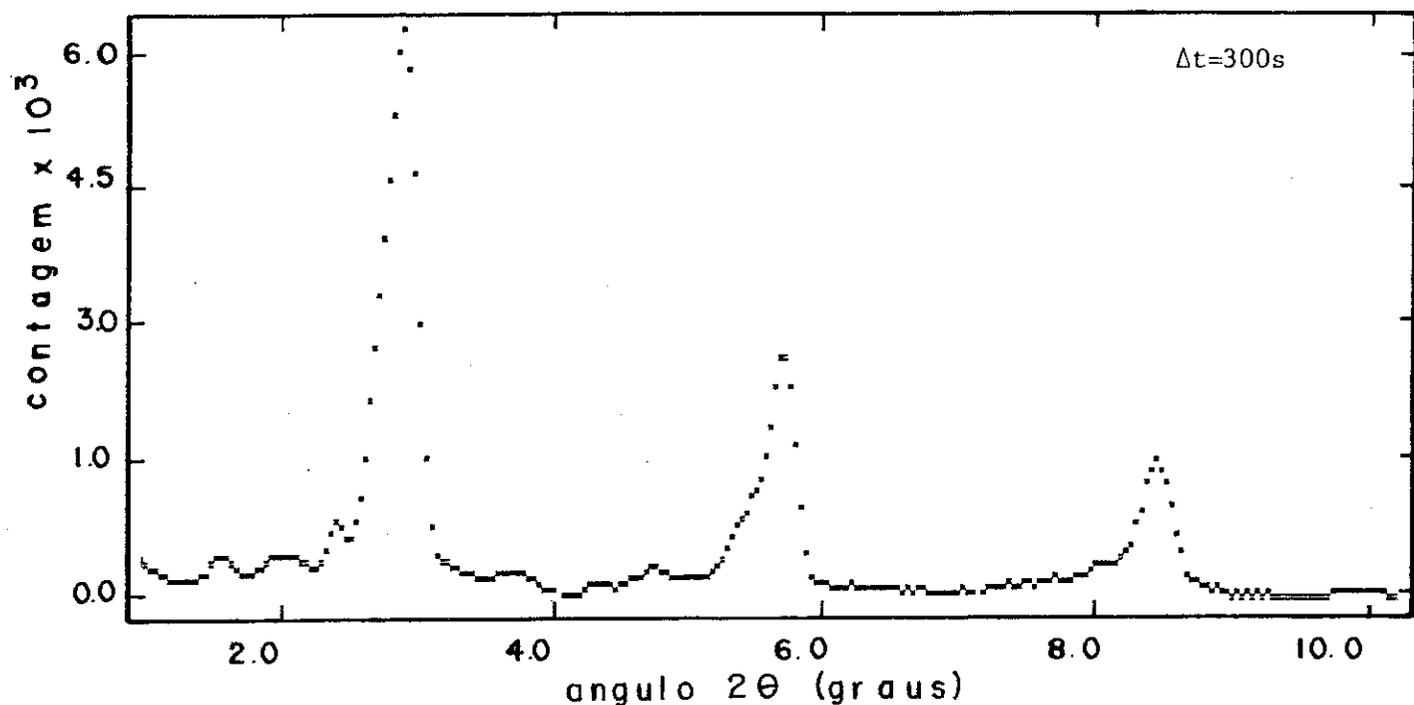


Fig. 41: Segundo espectro da parafina C<sub>23</sub>H<sub>48</sub>, em diferentes condições experimentais.

#### 4.1.2.2 - Varredura passo a passo

Na figura 42 mostramos o espectro da mesma parafina, obtido por varredura de passo 0,04<sup>o</sup>, com dez segundos de exposição em cada posição. Foi feito o mesmo procedimento do item anterior para subtração de "background". Em ambos os casos está admitido que a atenuação do feixe pela amostra é desprezível.

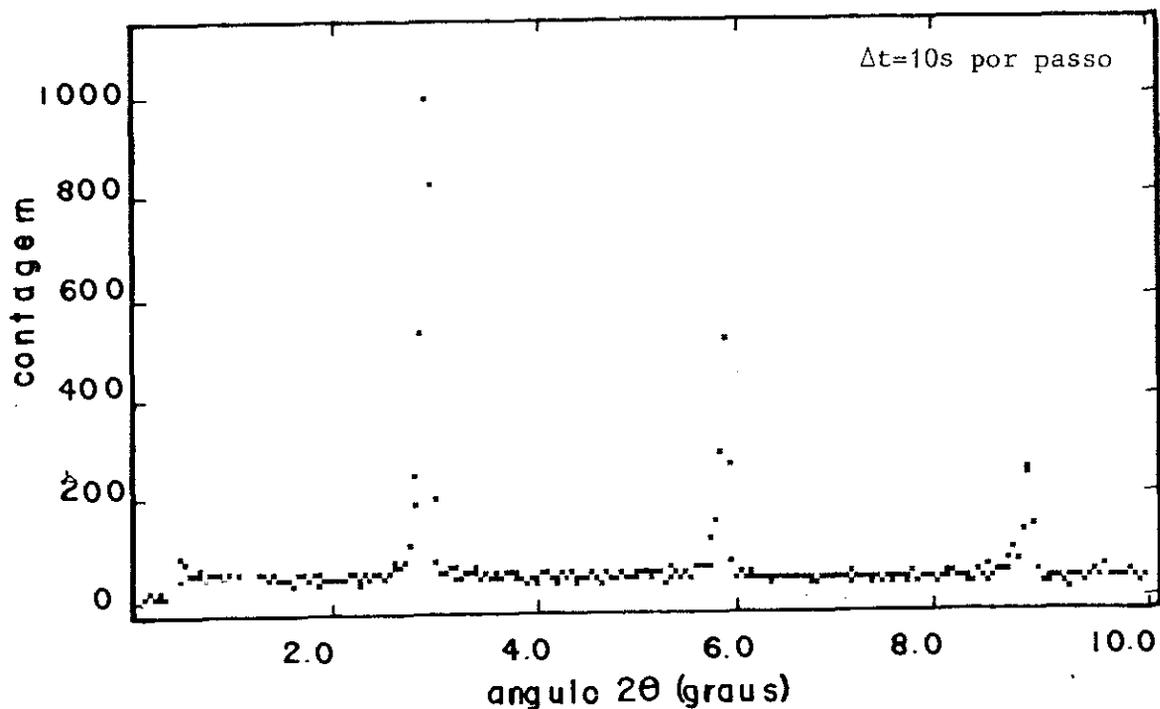


Fig. 42: Espectro da parafina  $C_{23}H_{48}$  obtida com detetor cintilador por varredura passo a passo.

Para esta experiência empregamos um detetor cintilador acoplado a uma foto-multiplicadora. O arranjo foi o mesmo da experiência com o detetor sensível a posição, com o suporte do detetor movimentado verticalmente por um motor de passo. A aquisição de dados e o controle de movimentação do motor de passo foram feitos por uma interface, desenvolvida no próprio Laboratório de Cristalografia [23], para interligação entre a eletrônica associada ao detetor cintilador e um microcomputador da linha Apple. Além da aquisição de dados a interface controla também a movimentação do motor de passo, sincronizando a leitura de contagens e o posicionamento do detetor em cada contagem (V. fig. 43).

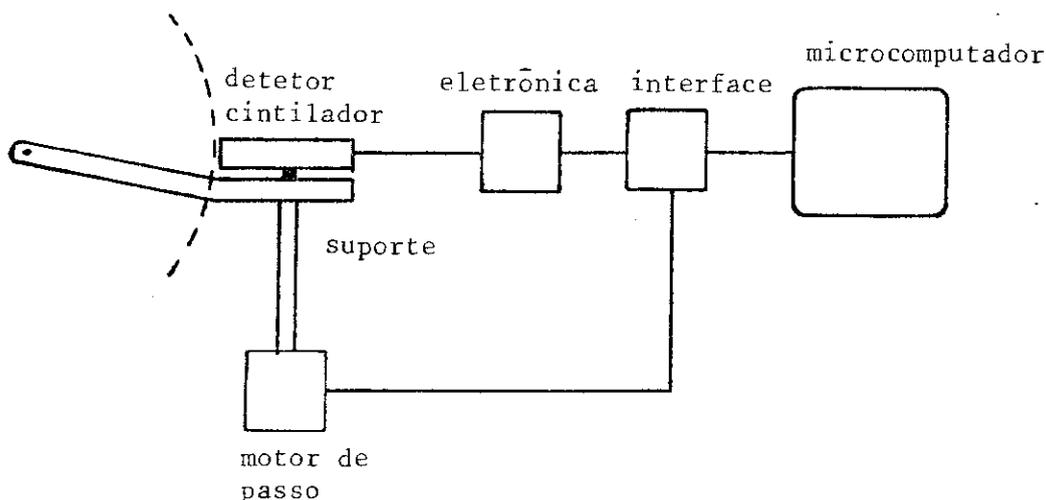


Fig. 43: Sistema de controle para experiências com varredura passo a passo.

#### 4.1.2.3 - Espalhamento do carvão vítreo

Repetimos os procedimentos relatados na seção 4.1.2.1 para observar o espalhamento a baixo ângulo do carvão vítreo, cujo espectro peculiar é uma boa referência para as comparações qualitativas que pretendíamos. Os resultados estão mostrados nas figuras 44 e 45, onde empregamos, respectivamente, o detetor sensível a posição e o sistema com detetor cintilador.

Notamos a presença de variações do espectro da figura 44, relativamente ao da figura 45, acima do esperado como flutuação estatística. Isto sugere que para experiências que exijam precisão da ordem de 1% ou menos, deve-se proceder à obtenção de uma curva de eficiência (como a das figs. 28 e 29) com erro estatístico compatível com o desejado. O quociente entre a curva de eficiência e o espectro em questão, será a curva de espalhamento corrigida.

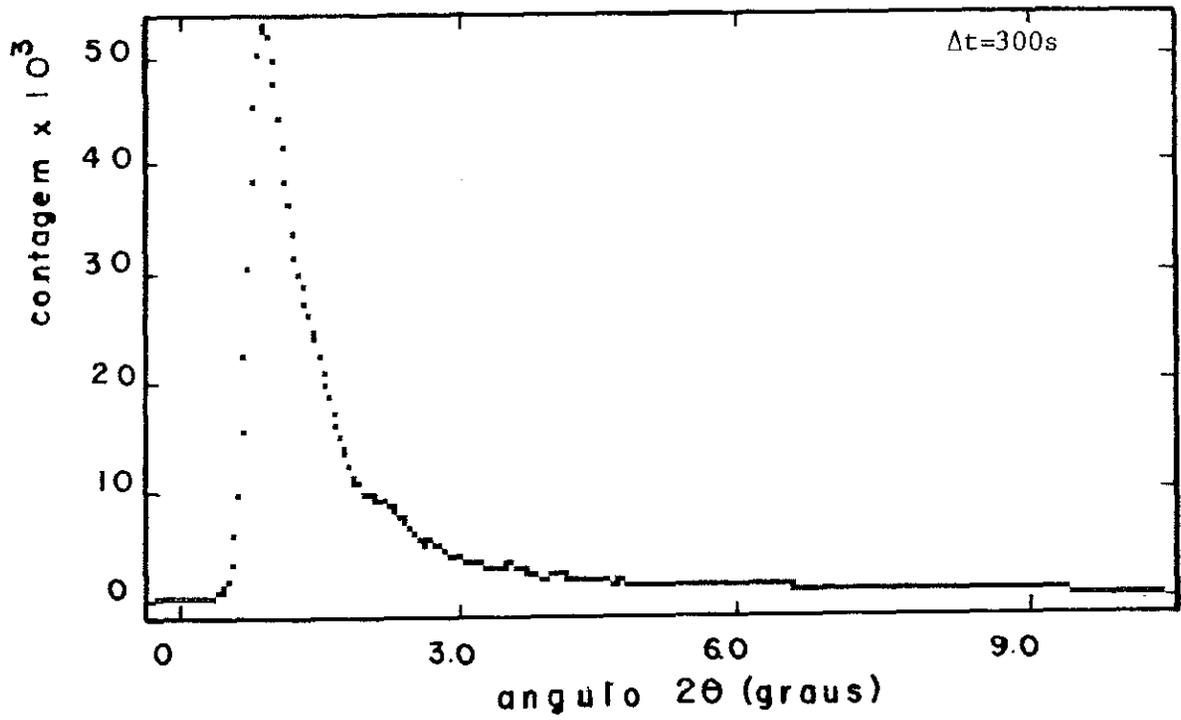


Fig. 44: Espalhamento do carvão vítreo a baixo ângulo obtido com o detetor sensível a posição.

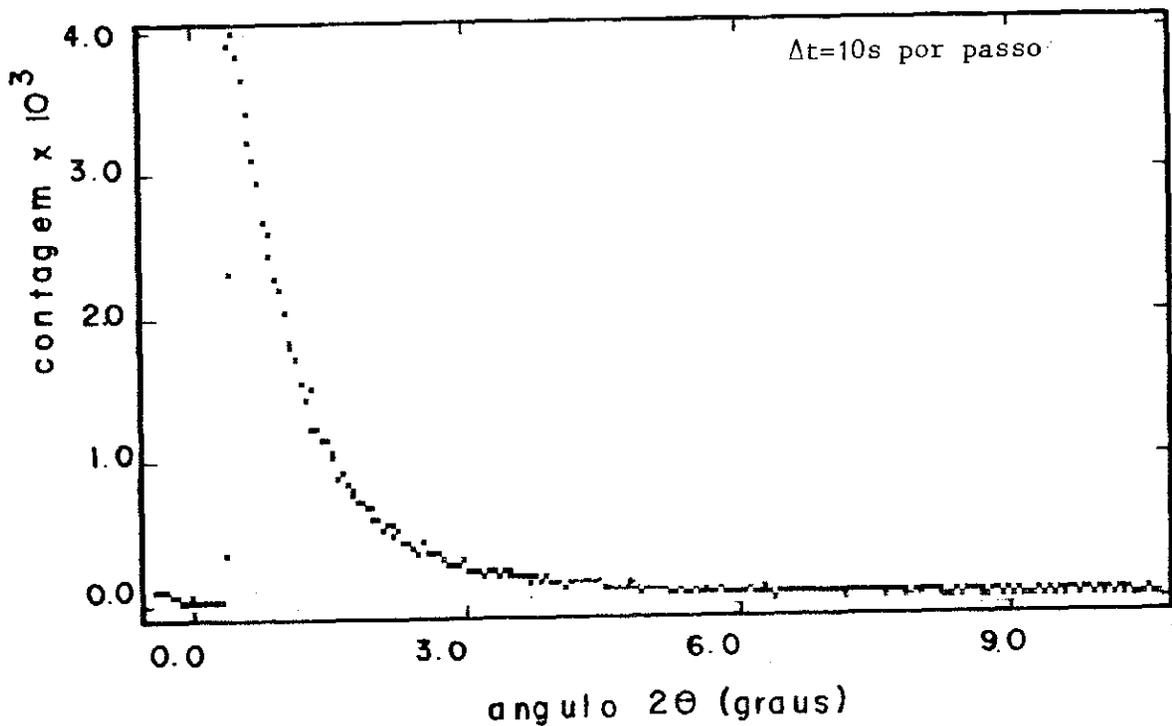


Fig. 45: Espalhamento do carvão vítreo a baixo ângulo obtido por varredura passo a passo com detetor cintilador.

#### 4.2- AVALIAÇÃO E CONCLUSÃO

As medidas de caracterização apresentadas no capítulo III, juntamente com os resultados da seção 4.1, mostram que o detetor montado é aplicável às pesquisas envolvendo detecção e localização de raios-X, já que seu desempenho nas diferentes experiências a que o submetemos foi comparável aos detetores para localização unidimensional relatados na literatura e disponíveis comercialmente. Sua capacidade preenche satisfatoriamente as solicitações de boa parte das aplicações possíveis em cristalografia - espalhamento a alto e baixo ângulo. Aprimoramentos para se atingir melhor resolução espacial e poder-se trabalhar a taxas de contagem mais elevadas, seriam a meta para continuação do trabalho, que envolveria novos estudos não só sobre o próprio detetor - mudança do gás de operação, variações de pressão, otimização da célula de detecção e da linha de retardo - como também sobre o sistema de processamento e aquisição de dados.

O trabalho de tese envolveu inicialmente o acompanhamento da montagem de detetores unidimensionais e bidimensionais (V. Apêndice B), para fins de treinamento e familiarização com as técnicas e recursos envolvidos nesse campo. O próximo passo foi preparar no CBPF um laboratório de detetores que contivesse infraestrutura mínima indispensável a qualquer abordagem do trabalho de construção e manutenção de detetores: local adequado, ferramentas, aparelhos de limpeza e manipulação de materiais, sistema de evacuação e injeção de gás, etc. Esta etapa e também a construção do detetor apresentado, teve a colaboração de outras unidades do CBPF e de outras instituições - Instituto de Física da Uni

versidade de São Paulo e UAPDIA/EMBRAPA (Unidade de Apoio à Pesquisa e Desenvolvimento de Instrumentação Agropecuária) - que manifestaram interesse pelo sistema de detecção em que trabalhamos. A "mise-en-route" e as medidas de caracterização e aplicações levaram à preparação do arsenal adequado à realização de experiências envolvendo difração de raios-X e espalhamento a baixo ângulo com detetor sensível a posição, desde o arranjo experimental até a manipulação e ordenação de dados. Os programas de computador para tratamento de dados mais frequentemente utilizados estão listados no anexo II.

Podemos concluir que o detetor de raios-X sensível a posição construído no CBPF tem características satisfatórias e pode substituir detetores convencionais, permitindo considerável redução dos tempos de contagem. A construção de outros detetores é viável, bem como a instalação do sistema de detecção em outros laboratórios, dependendo apenas de disponibilidades técnicas.

## APÊNDICE A

Tendo em vista a relevância do comportamento de sinais elétricos em propagação sobre linhas de transmissão para todo o trabalho desenvolvido, apresentaremos aqui uma demonstração simples de que um sinal de fato se dispersa em direções opostas após incidência sobre um fio rígido. A demonstração se estenderá à propagação sobre linhas de retardo, na medida em que estas possuam características de capacitância e auto-indutância por unidade de comprimento, sendo semelhantes ao fio considerado.

Consideremos um fio extremamente rígido, sobre o qual é depositada uma quantidade infinitesimal de carga  $\delta q$ , sobre a posição  $x=x_0$ , no instante  $t=t_0$  (v. figura A1). Sejam  $\Lambda$  e  $\Gamma$ , respectivamente, os coeficientes de capacitância e auto-indutância por unidade de comprimento.

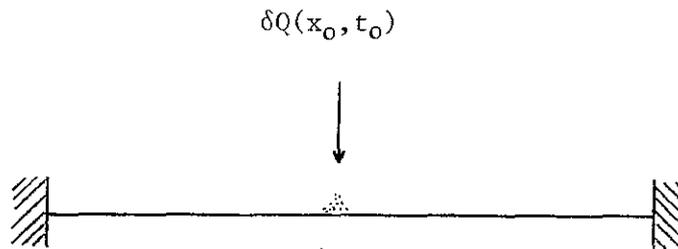


Fig. A1 : Incidência de um sinal elétrico sobre um fio rígido.

A corrente elétrica que percorre um elemento infinitesimal  $dx$ , em torno da posição de coordenada  $x$ , será dada por:

$$I = \left. \frac{\partial q}{\partial t} \right|_x$$

onde  $\partial q$  é a quantidade de carga presente no elemento, acumulada devido ao estabelecimento da diferença de potencial  $\partial V$ :

$$\partial q = (\Lambda dx) \partial V$$

Portanto,

$$\frac{\partial I}{\partial x} = \Lambda \frac{\partial V}{\partial t} \quad . \quad (1)$$

Tomando a expressão acima como uma equação diferencial e derivando-a parcialmente em relação a  $x$ , teremos

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = \Lambda \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial t} \quad . \quad (2)$$

Por outro lado,  $\partial V$  pode ser expressa em termos do coeficiente de auto-indutância por unidade de comprimento

$$\partial V = (\Gamma dx) \frac{\partial I}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial V}{\partial x} = \Gamma \frac{\partial I}{\partial t} \quad . \quad (3)$$

E esta expressão derivada parcialmente em relação a  $t$ , fornece

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial t} = \Gamma \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} \quad (4)$$

Substituindo o lado esquerdo desta equação por seu equivalente na equação (2), obtemos

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = \Gamma \Lambda \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} \quad . \quad (5)$$

É notório que se tivéssemos derivado (2) em relação

a t e (3) em relação a x, teríamos obtido

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \Gamma \Lambda \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} \quad (6)$$

(5) e (6) são equações de onda, de solução bastante conhecida:

Solução geral:

$$I(x, t) = Ae^{i(kx - wt)} + Be^{i(kx + wt)}$$

$$V(x, t) = Ce^{i(kx - wt)} + De^{i(kx + wt)}$$

onde A, B, C, D são constantes, k e w são funções de  $\Gamma$  e  $\Lambda$ .

A solução geral traz a superposição de duas ondas que se propagam com mesma velocidade, seguindo direções opostas, como queríamos demonstrar.

## APÊNDICE B

Durante três meses de estágio no Laboratório Europeu de Biologia Molecular (EMBL), estação de Grenoble, França, acompanhamos as atividades do grupo de detetores do Professor André Gabriel, sediado naquele laboratório. Como parte do programa de estágio, dois detetores sensíveis à posição foram montados e trazidos ao Brasil — um unidimensional e um bidimensional — para os quais fizemos as medidas de caracterização mostradas a seguir.

### B.1 - Detetor Unidimensional

O detetor unidimensional é análogo ao detetor apresentado no texto da tese. O gás de operação foi também uma mistura de Argônio (90%) + CH<sub>4</sub> (10%), à pressão de 2 Atm. Foi atingida a resolução espacial próxima de 250µm FWHM, como mostramos na figura B1, onde os dois primeiros picos correspondem a incidências de um feixe colimado sobre posições separadas de 0,25mm, e o terceiro corresponde a uma separação de 0,5mm relativamente ao segundo.

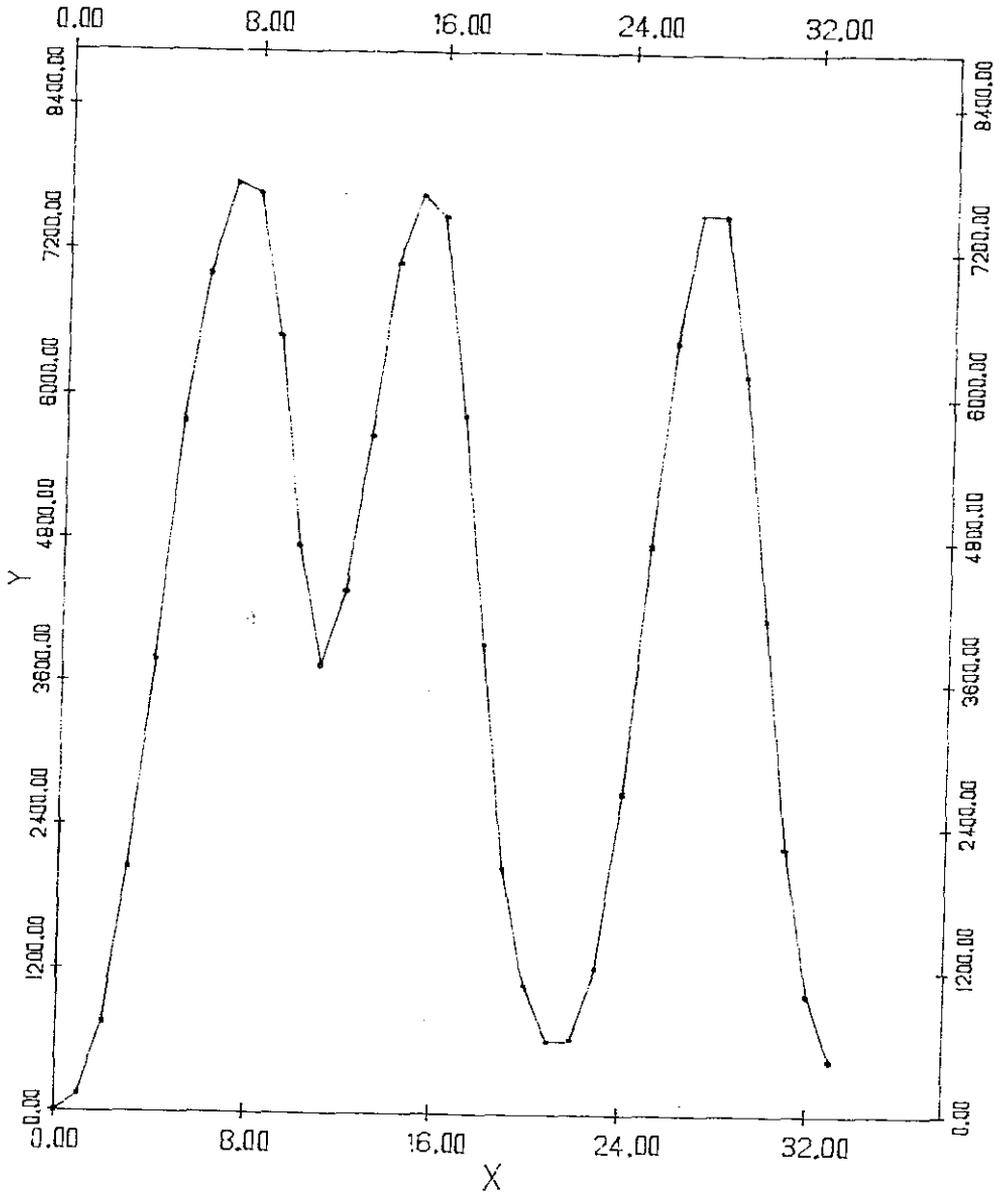


Fig. B1: Resolução espacial de um detetor construído no EMBL (European Molecular Biology Laboratory)

A superposição dos espectros obtidos por incidência de um feixe colimado de radiação  $\text{CuK}\alpha$  durante 10 segundos a cada 4mm da janela de detecção, mostra uma relação de linearidade entre posição e canal com erro de não-linearidade integral inferior a 1%, na região central da janela - região linear (v. fig. B2).

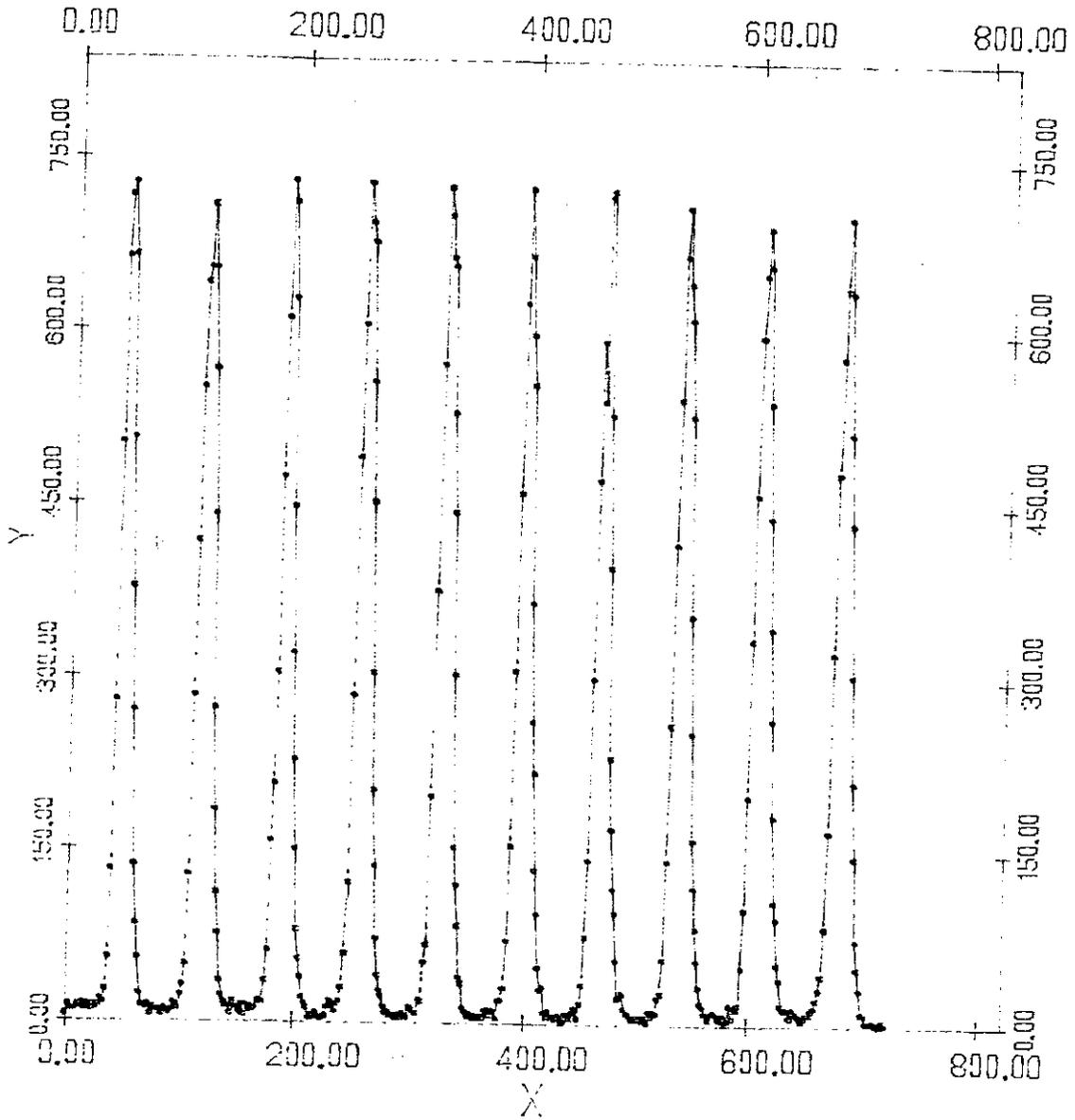


Fig.B2: Relação de linearidade, com espaçamento de 8mm entre picos adjacentes.

Uma aplicação foi feita com uma amostra de quartzo policristalina, para a qual observamos as quatro reflexões de Bragg confinadas a uma estreita região angular em torno de  $42^\circ$  (v. fig. B3).

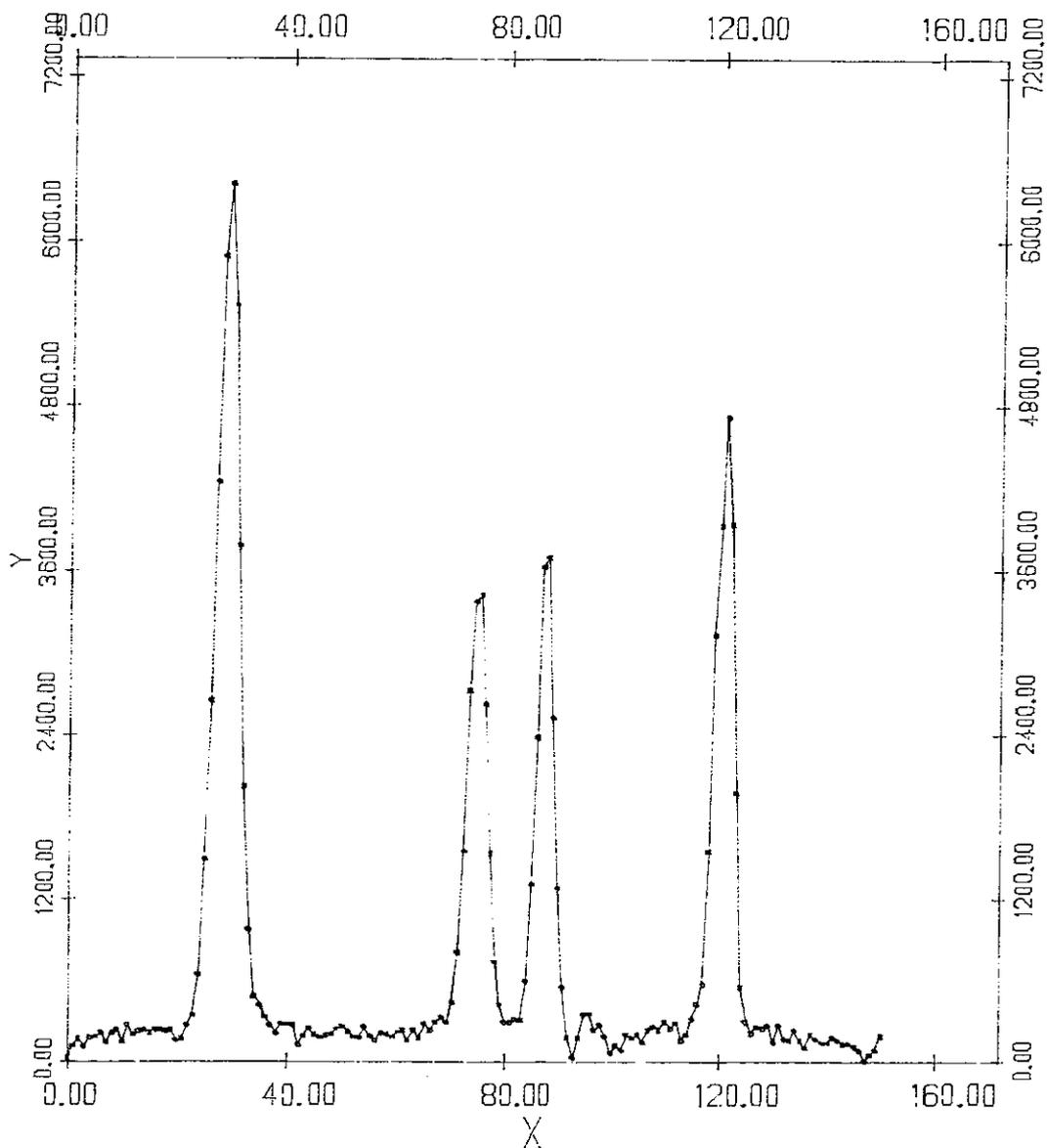


Fig. B3: Quatro reflexões de Bragg observadas para uma amostra de quartzo policristalino.

### B.2 - Detetor Bidimensional

O princípio de funcionamento do detetor bidimensional montado é precisamente o esboçado na fig. 13, seção 2.5. Por não dispormos da eletrônica e do sistema de aquisição de dados necessários para este tipo de detetores, realizamos o estudo de algumas de suas características com a eletrônica associada ao detetor

unidimensional. Podemos avaliar a relação de linearidade posição-canal para as duas direções ortogonais pelo mesmo procedimento descrito no item anterior. Os resultados mostraram que na direção perpendicular aos fios do plano anodo a linearidade é distorcida, pelo fato de o feixe incidir ora sobre um fio, ora entre dois deles, havendo distribuição da carga de ionização entre os mesmos (V. fig. B4). Além disto, a distribuição de carga induzida eletrostaticamente é detectada por cada um dos fios do catodo, embora a sensibilidade diminua com a distância do fio em relação ao ponto de incidência do feixe (V. fig. B5). Na figura B5, as oscilações do background correspondem à presença dos fios do plano catodo. Este efeito é conhecido e levado em conta no processamento de imagem em detetores bidimensionais multifilares.

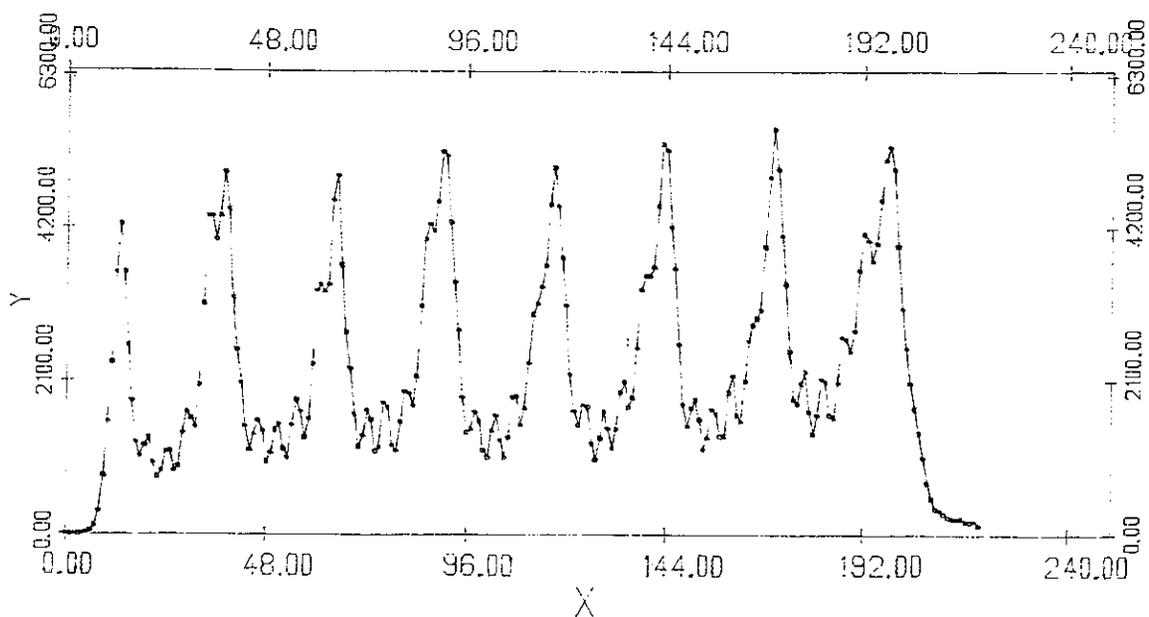


Fig. B4: Relação de linearidade na direção perpendicular aos fios do plano anodo.

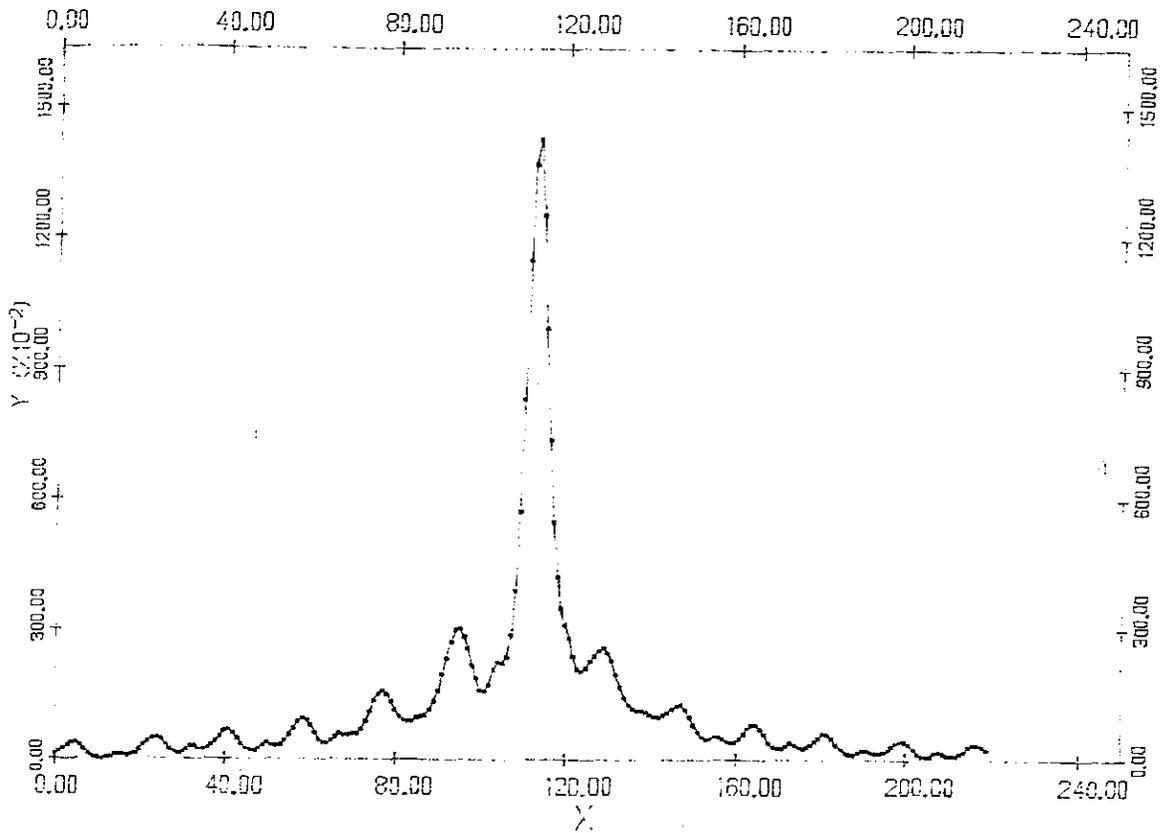


Fig. B5: Espectro de um feixe colimado, apresentando distorções devidas às estrias do catodo.

Na direção paralela aos fios do plano anodo não há perturbações da linearidade, já que o feixe incide sobre o mesmo fio (V, fig. B6).

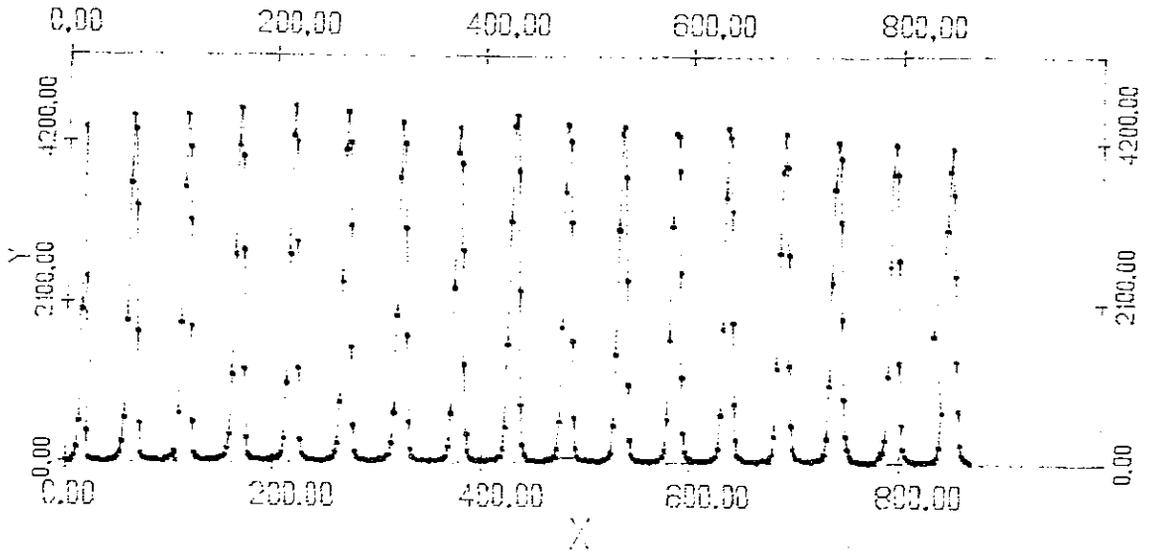


Fig. B6: Relação de linearidade na direção paralela aos fios do plano anodo.

Para a utilização plena do detetor bidimensional cons  
truído, precisa-se de um estudo mais acurado de suas característica  
cas, para o qual seria necessário um sistema eletrônico de certa  
complexidade para processamento de sinais e para formação e tratame  
nto de imagens.

## APÊNDICE C

Como sugerido no capítulo III, há modelos estatísticos que, sob certas condições, são aplicáveis para avaliações da distribuição de valores assumidos por uma grandeza medida repetidas vezes, e das flutuações esperadas nas medidas, segundo a natureza do processo envolvido [3].

Sendo  $p$  a probabilidade para que a grandeza assuma um determinado valor (probabilidade de sucesso), e  $n$  o número de medições (tentativas), o modelo estatístico mais simples é o descrito pela distribuição binomial:

$$P(x) = \frac{n!}{(n-x)!x!} p^x (1-p)^{n-x}$$

$P(x)$  é a probabilidade para que se obtenha  $x$  sucessos. Pode-se mostrar que:

. a distribuição é normalizada:  $\sum_{x=0}^n P(x) = 1$

. o valor médio de  $x$ ,  $\bar{x}$ , é dado por  $\bar{x} = \sum_{x=0}^n xP(x) = np$

. a variância  $\delta^2$ , definida por  $\delta^2 = \sum_{x=0}^n (x - \bar{x})^2 \cdot P(x) = \bar{x}(1-p)$ .

Se a probabilidade  $p$  é muito menor que 1, simplificações matemáticas conduzem à chamada distribuição de Poisson:

$$P(x) = \frac{(pn)^x e^{-pn}}{x!}$$

A distribuição de Poisson é também normalizada. O valor médio de  $x$  é

$$\bar{x} = np$$

e o desvio padrão

$$\delta^2 = \sqrt{\bar{x}}$$

Para valores elevados de  $\bar{x}$  (pelo menos maiores que 20), simplificações adicionais levam à distribuição gaussiana:

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{x}}} \exp \left[ -\frac{(x-\bar{x})^2}{2\bar{x}} \right]$$

que tem as mesmas propriedades da distribuição de Poisson, quanto a normalização, média e desvio padrão.

Notamos que nas experiências tratadas nos capítulos III e IV, as medições se enquadram nos modelos estatísticos descritos pela distribuição de Poisson ou pela distribuição gaussiana. A contagem média em um dado canal, por exemplo, pode ser tomada como o número de sucessos nas tentativas de medir o valor correspondente ao canal. Portanto o desvio padrão numa medida com  $N$  contagens de um valor qualquer, foi tomado como

$$\sigma_N = \sqrt{N}$$

E daí o erro relativo, ou erro estatístico associado à medida é dado por

$$\frac{\sigma_N}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

onde vemos que, para se ter erro estatístico desprezível numa certa medida, precisamos ter valores elevados da contagem  $N$ .

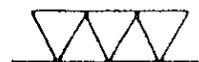
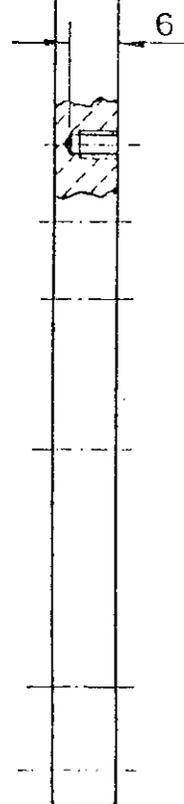
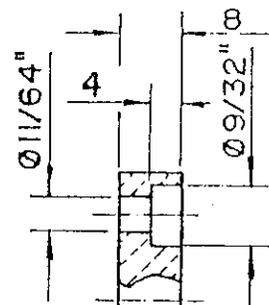
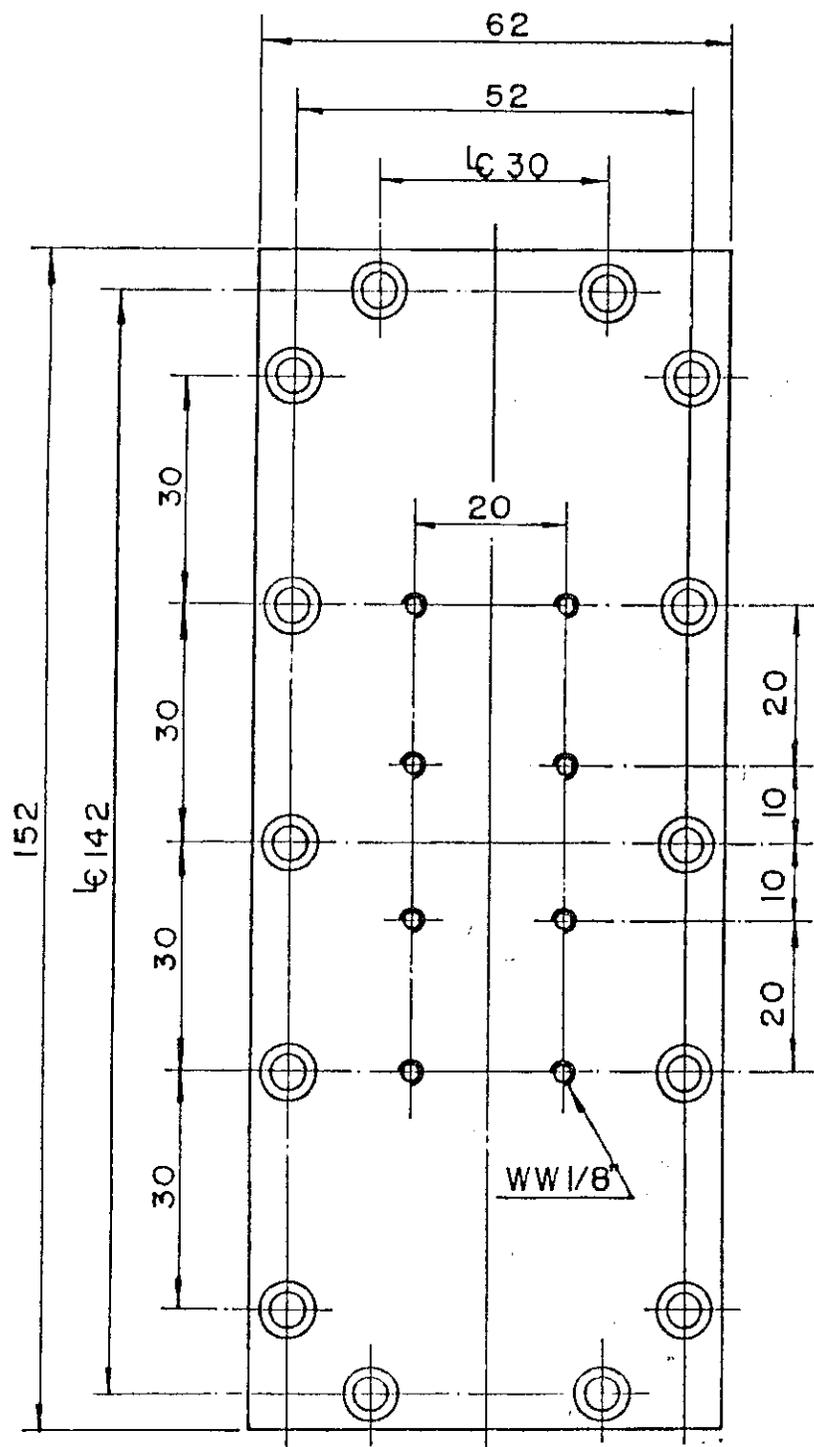
## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [ 1 ] E. FENYVES, O. HAIMAN; *The Physical Principles of Nuclear Radiation Measurements*, Academic Press, New York and London (1969).
- [ 2 ] U.W. ARNDT; X-Ray Position-Sensitive Detectors, *Journal of Applied Crystallography*, 19, 145-163 (1986).
- [ 3 ] G.F. KNOLL; *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley and Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1979).
- [ 4 ] D.H.WILKINSON; *Ionization chambers and Counters*, Cambridge University Press (1950).
- [ 5 ] F. SAULI; *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN Academic Training Programme, Geneva (1977).
- [ 6 ] T. KIHARA; The Mathematical Theory of Electrical Discharges in Gases, *Reviews of Modern Physics* 24,1, 45-61 (1952).
- [ 7 ] F. SAULI; Limiting Accuracies in Multiwire Proportional and Drift Chambers, *Nuclear Instruments and Methods*, 156, 147-157 (1978).
- [ 8 ] A. GABRIEL; X-Ray Position Sensitive Detectors, *Nuclear Instruments and Methods*, 201, 221-222 (1982).
- [ 9 ] M. TSUKUDA; A Simple Pulse Voltage Dividing Circuit (Ratio Circuit) and its Application to the Fission Fragments Study, *Nuclear Instruments and Methods*, 25, 265-268 (1964).
- [ 10 ] G.P. WESTPHAL; A High Precision Pulse-Ratio Circuit, *Nuclear Instruments and Methods*, 134, 387-390 (1976).
- [ 11 ] B.E. FISCHER; A Digital Processor for Position Sensitive Detectors, *Nuclear Instruments and Methods*, 141, 173-181 (1977).
- [ 12 ] W.N.MCDICKEN; A Position Sensitive Geiger Counter, *Nuclear Instruments and Methods*, 54, 157-158 (1967).

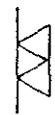
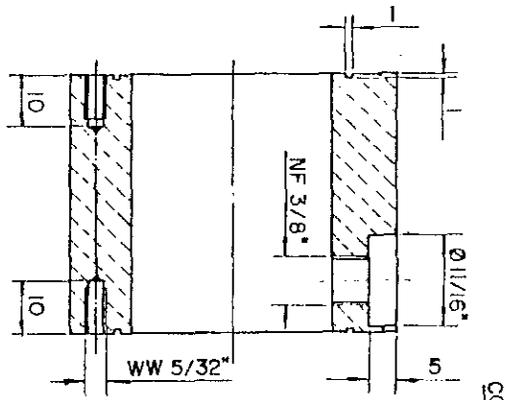
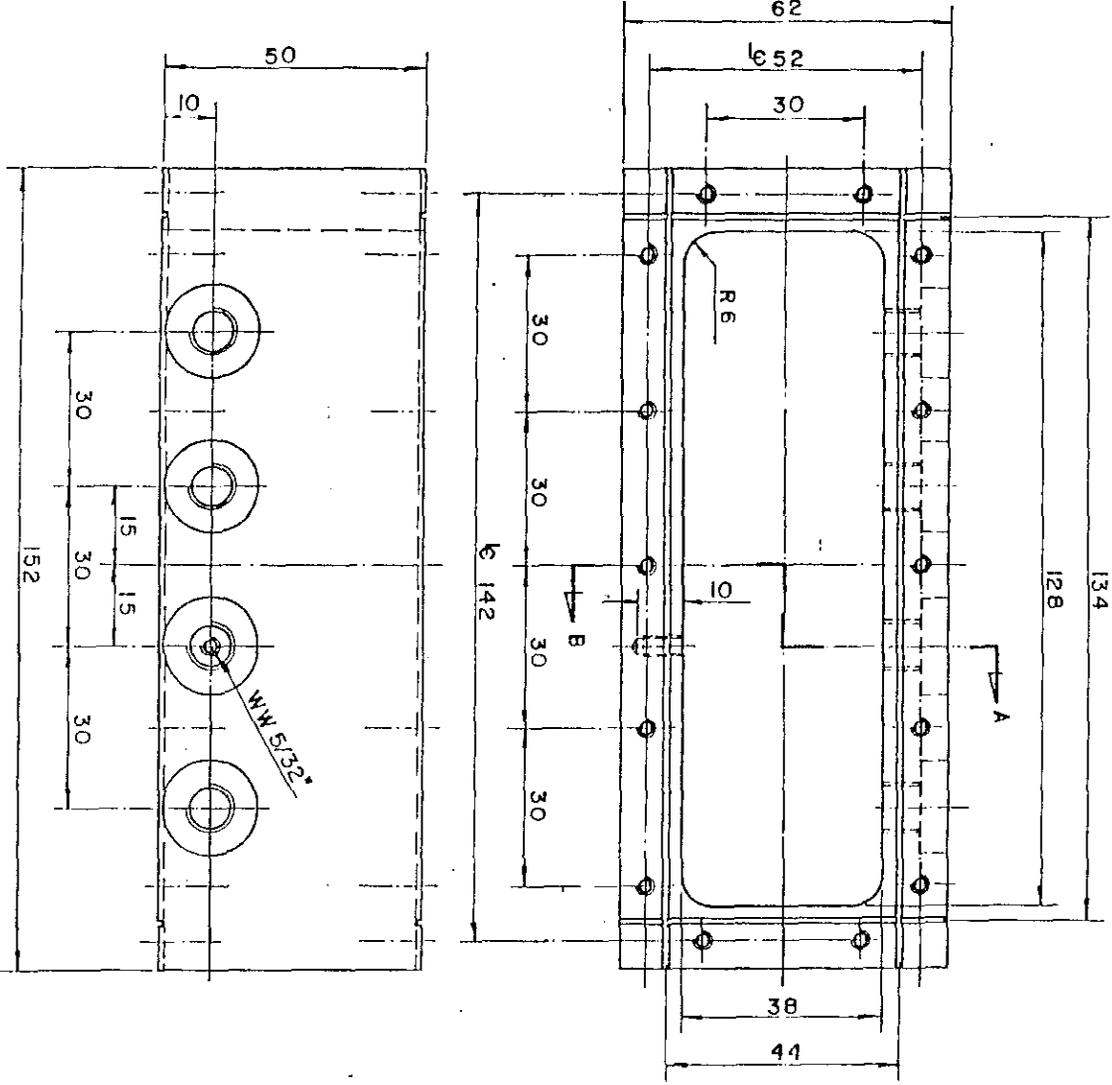
- [13] V.RADEKA, R.A.BOIE; Centroid Finding Method for Position-Sensitive Detectors, Nuclear Instruments and Methods 178, 543-564 (1980).
- [14] C.J.BORKOWSKI, M.K.KOPP; New Type of Position-Sensitive Detectors of Ionizing Radiation using Risetime Measurement, The Review of Scientific Instruments 10, 39, 1515-1522 (1968).
- [15] A.GABRIEL, Y.DUPONT; A Position Sensitive Proportional Detector for X-Ray Crystallography, The Review of Scientific Instruments, 43, 11, 1600-1602 (1972).
- [16] E.GATTI, A.LONGONI, H.OKUNO, P.SEMENZA; Optimun Geometry for Strip Cathodes or Grids in MWPC for Avalanche Localization Along the Anode Wires, Nuclear Instruments and Methods, 163, 83-92 (1979).
- [17] R.A.BOIE, O.FISCHER, Y.INAGAKI, F.C.MERRITT, V.RADEKA, L.C. ROGERS, D.M.XI; High Resolution X-Ray Gas Proportional Detectors with Delay Line Position Sensing for High Counting Rates, Nuclear Instruments and Methods 201, 93-115 (1982).
- [18] A.GABRIEL; Position Sensitive X-Ray Detectors, Review of Scientific Instruments, 48, 10, 1303-1305 (1977).
- [19] G.C.SMITH, J.FISCHER, V.RADEKA; X-Ray Position Detection at 22 $\mu$ m FWHM with a Gas Proportional Chamber, Brookhaven National Laboratory. I.E.E.E. Trasactions, NUC-SCI. NS/32, nr.1, 521-525 (1983).
- [20] G.C.SIMITH, J.FISCHER, V.RADEKA; Photoelectron Range Limitation to the Spatial Resolution for X-Rays in Gas Proportional Chambers, Brookhaven National Laboratory. Presented at 1983 Nuclear Symposium, 19/21; October 1983, San Francisco (1983).
- [21] A.GABRIEL, F.DAUVERGNE; The Localization Method used at EMBL, Nuclear Instruments and Methods 201, 223-224 (1982).
- [22] O.GLATTER, O.KRATKY; Small Angle X-Ray Scattering, Academic Press, London, New York, Paris, San Diego, San Francisco, São Paulo, Sydney, Tokyo, Toronto (1982).
- [23] E.VERDUGO; Projeto de Iniciação Científica junto ao CNPq, em conclusão (1987).

ANEXO I

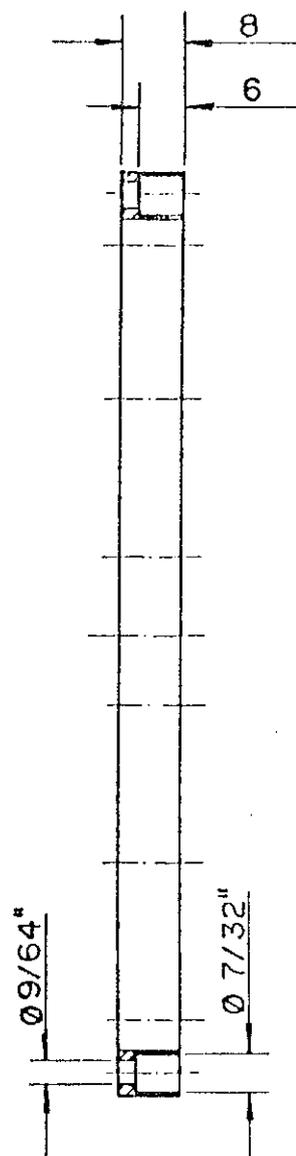
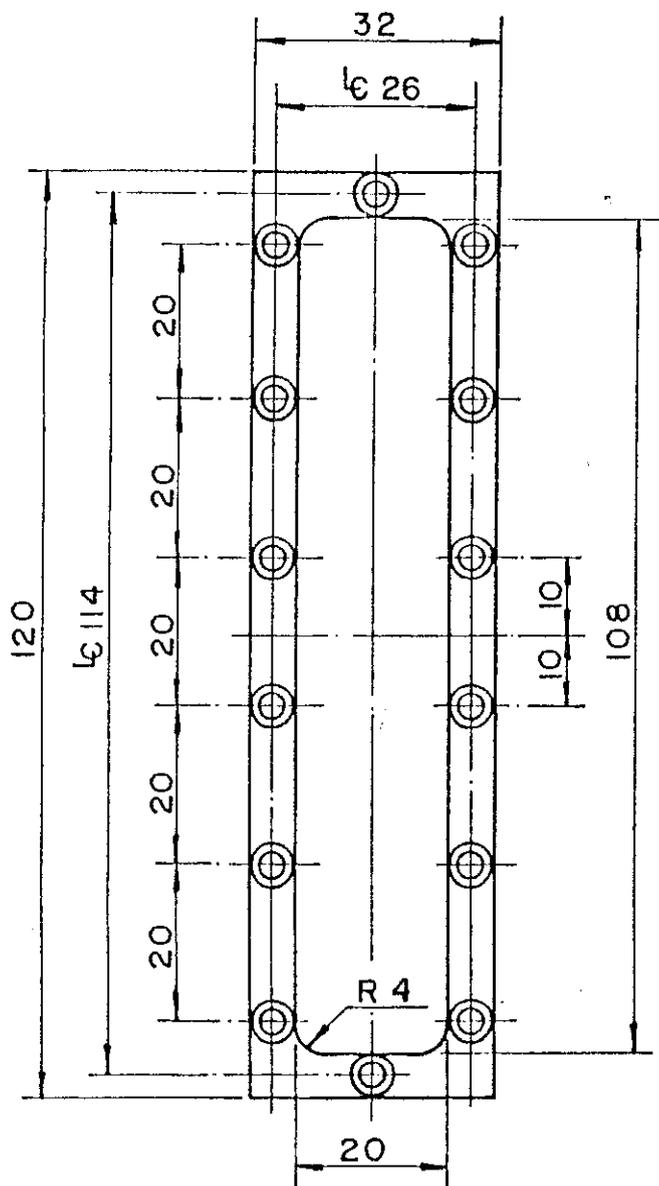
DESENHO TÉCNICO DA PARTE MECÂNICA DO DETETOR



03	TAMPA SUPERIOR	Aluminio	3/8" x 2 1/2" x 160	01		
Pos.	Denominação	Mat.	Dimensões	Quant.	P. brt.	P. liq.

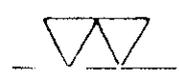
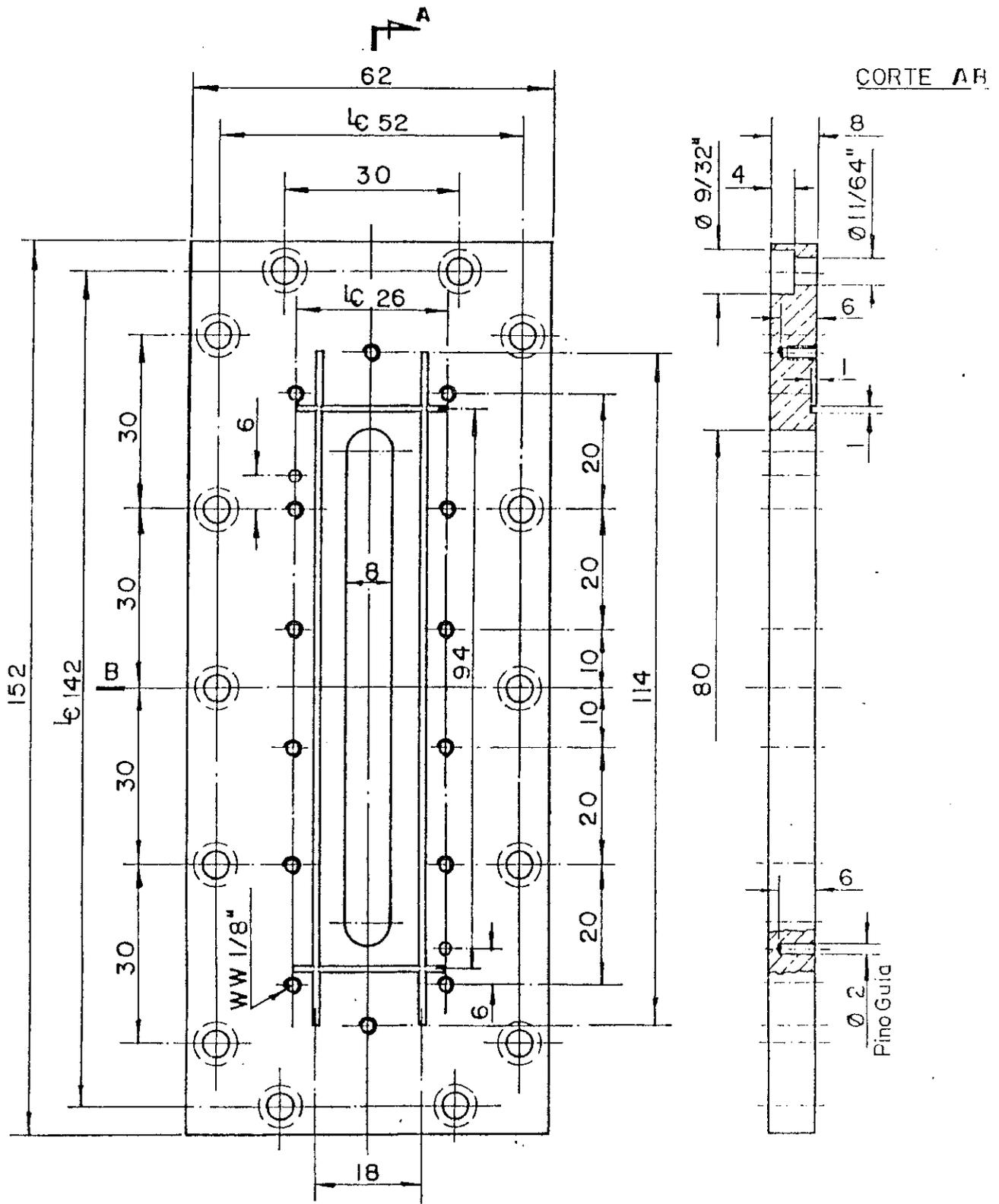


01	CORPO	Aluminio	IZI 2 1/2" x 158	01		
Pos.	Denominação	Mat.	Dimensões	Quant.	P. brt.	P. liq.



05	CÂMARA SUPERIOR	Bronze	3/8"x 1 1/2"x 125	01		
Pos.	Denominação	Mat.	Dimensões	Quant.	P. brt.	P. liq.





02	TAMPA INFERIOR	Bronze	3/8"x 2 1/2"x 160	01		
Pos.	Denominação	Mat.	Dimensões	Quant.	P. brt.	P. lic

ANEXO II

PROGRAMAS PARA TRATAMIENTO DE DADOS

# AQUISIÇÃO E EXIBIÇÃO DE DADOS EM GRÁFICO

LIST

```

10 INPUT "NUMERO DE PONTOS A GRAFICAR:";NP
15 DIM Y(NP)
17 INPUT "X0, PASSO X:";X0,PX
20 INPUT "DADOS EM ARQUIVO? (S/N)";DQ$
21 IF DQ$ = "S" THEN GOSUB 700
25 HGR : HCOLOR= 3
30 X0 = 10E30:XM = - 10E30:Y0 = 10E30:YM = - 10E30
35 VTAB 22
40 FOR I = 1 TO NP
43 X = X0 + (I - 1) * PX
45 IF DQ$ = "S" THEN GOTO 70
50 PRINT "Y(";I;") : "
60 INPUT Y(I)
70 IF X < X0 THEN X0 = X
75 IF X > XM THEN XM = X
80 IF Y(I) < Y0 THEN Y0 = Y(I)
85 IF Y(I) > YM THEN YM = Y(I)
87 NEXT I
89 INPUT "IMPRIME DADOS? (S/N) ";ID$
90 IF ID$ = "S" THEN GOTO 179
92 INPUT "GRAVA ARQUIVO? (S/N) ";AQ$
93 IF AQ$ = "S" THEN GOSUB 600
97 INPUT "SIMBOLO PARA PONTOS (P=PONTO,C=CRUZ,Q=QUADRO,T=TRIANG.) ";S$
98 PRINT "MENOR X= ";X0;" MAIOR X= ";XM: INPUT "NOVOS X0,XM ";X0,XM
99 PRINT "MENOR Y= ";Y0;" MAIOR Y= ";YM: INPUT "NOVOS Y0,YM ";Y0,YM
100 INPUT "COMP. EIXO X (ATE 270),COMP.EIXO Y (ATE 160) ";CX,CY
103 EX = X / (XM - X0):FX = (270 - CX) / 2
105 EY = CY / (YM - Y0):FY = (160 - CY) / 2
107 H PLOT FX - 2,FY - 2 TO CX + FX + 2,FY - 2 TO CX + FX + 2,CY + FY + 2 TO FX
- 2,CY + FY + 2 TO FX - 2,FY - 2
110 FOR I = 1 TO NP
120 X = (X0 + (I - 1) * PX - X0) * EX + FX
130 Y(I) = (Y0 - Y(I)) * EY + CY + FY
135 IF S$ = "P" THEN GOTO 140
136 IF S$ = "C" THEN GOTO 142
137 IF S$ = "Q" THEN GOTO 145
139 IF S$ = "T" THEN GOTO 147
140 H PLOT X,Y(I): GOTO 150
142 H PLOT X - 2,Y(I) TO X + 2,Y(I): H PLOT X,Y(I) - 2 TO X,Y(I) + 2: GOTO 150
145 H PLOT X - 2,Y(I) - 2 TO X + 2,Y(I) - 2 TO X + 2,Y(I) + 2 TO X - 2,Y(I) + 2
TO X - 2,Y(I) - 2: GOTO 150
147 H PLOT X,Y(I) - 2 TO X + 2,Y(I) + 2 TO X - 2,Y(I) + 2 TO X,Y(I) - 2: GOTO 150
150 NEXT I
160 INPUT "OUTRO GRAFICO (S/N) ";G$
170 IF G$ = "S" THEN GOTO 30
174 GOTO 200
175 REM *****IMPRIME DADOS*****
179 PR# 1
180 PRINT "AB: ISSAS - ORDENADAS": PRINT : PRINT
182 FOR I = 1 TO NP
184 PRINT X0 + (I - 1) * PX,Y(I)
187 NEXT I
190 PRINT : PRINT
193 PR# 0
195 GOTO 92
197 REM *****
200 PRINT "COORD. EXTREM. (X0,Y0,XF,YF) ";FX,FY,CX + FX,CY + FY
210 INPUT "ESCREVER NO GRAFICO? (S/N) ";E$
215 IF E$ = "N" THEN GOTO 500

```

```
220 D$ = ""
230 PRINT D$;"RUN GRAF.DISPLAY"
500 INPUT "IMPRIME GRAFICO (S/N) ";I$
510 IF I$ = "N" THEN GOTO 550
520 TEXT
525 PR# 1
530 PRINT CHR$(9);"GDL"
540 PR# 0
550 END
600 REM *****GRAVA ARQUIVO*****
610 D$ = ""
620 INPUT "NOME DO ARQUIVO: ";F$
630 PRINT D$;"OPEN" + F$
640 PRINT D$;"WRITE" + F$
650 FOR I = 1 TO NP
660 PRINT Y(I)
670 NEXT I
680 PRINT D$;"CLOSE" + F$
690 RETURN
700 REM *****LER ARQUIVO*****
710 D$ = ""
720 INPUT "NOME DO ARQUIVO: ";F$
730 PRINT D$;"OPEN" + F$
740 PRINT D$;"READ" + F$
750 FOR I = 1 TO NP
760 INPUT Y(I)
770 NEXT I
780 PRINT D$;"CLOSE" + F$
790 RETURN
```

---

## AJUSTE DE UMA GAUSSIANA A UMA DISTRIBUIÇÃO DE DADOS

JLIST

```

5 HOME
10 PRINT "*****": PRINT " ESTE PROGRAMA AJUS
TA UMA CURVA DO TIPO": PRINT : HTAB 15: PRINT "A*EXP(-B*X^2)": PRINT : PRINT " A
UMA DISTRIBUICAO DE DADOS X,Y(X)": PRINT
15 PRINT "*****": PRINT : PRINT
16 INPUT "ENTRE COM X0,PASSO X : ";X0,PX
17 INPUT "NUMERO DE PONTOS: ";N
18 DIM X(N),Y(N),YY(N),YT(N)
19 INPUT "OS DADOS ESTAO EM ARQUIVO? (S/N) ";P1$
25 IF P1$ = "N" THEN GOTO 70
27 INPUT "QUAL O NOME DO ARQUIVO? ";A$
29 HOME : PRINT "OBS: INSERIR DISQUETE LOG ABRI... NO DRIVE 1 ": PRINT
30 D$ = " ": REM (CONTROL-D)
35 PRINT D$;"OPEN" + A$
40 PRINT D$;"READ" + A$
45 FOR I = 1 TO N
50 INPUT J: INPUT X(I): INPUT Y(I)
55 NEXT I
60 PRINT D$;"CLOSE"
70 XI = 10E30:XF = - 10E30:YI = 10E30:YF = - 10E30
80 CG = 0:SY = 0: SX = 0: YX = 0: X2 = 0: CY = 0: SA = 0: SE = 0
100 FOR I = 1 TO N
110 IF P1$ = "S" THEN GOTO 150
115 X(I) = X0 + (I - 1) * PX
120 PRINT "Y(";I;") = "
130 INPUT Y(I)
150 CG = CG + X(I) * Y(I):CY = CY + Y(I)
160 NEXT I
170 CM = CG / CY
180 FOR I = 1 TO N
190 X(I) = X(I) - CM
195 IF Y(I) = 0 THEN Y(I) = 10E - 20
200 YY(I) = LOG (Y(I))
210 IF X(I) < XI THEN XI = X(I)
220 IF X(I) > XF THEN XF = X(I)
230 IF Y(I) < YI THEN YI = Y(I)
240 IF Y(I) > YF THEN YF = Y(I)
250 SX = SX + X(I) ^ 2:X2 = X2 + X(I) ^ 4
260 SY = SY + YY(I):YX = YX + X(I) ^ 2 * YY(I)
265 NEXT I
270 FOR I = 1 TO N - 2 STEP 2
275 Y(I) = (Y(I) + 4 * Y(I + 1) + Y(I + 2)) * PX / 3
277 IF N - I = 3 THEN SE = SE + (Y(N - 1) + Y(N)) * PX / 2
277 NEXT I
280 B1 = - (N * YX - SX * SY) / (N * X2 - SX ^ 2)
285 A0 = EXP ((SY + B1 * SX) / N)
290 HGR = HCOLOR= 3
295 EX = 250 / (XF - XI):EY = 140 / (YF - YI)
300 FOR I = 1 TO N
305 YT(I) = A0 * EXP ( - B1 * X(I) ^ 2)
310 AX = (X(I) - XI) * EX + 3
320 AY = (Y(I) - YI) * EY + 150
325 Y1 = YT(I)
330 YA = (YI - Y1) * EY + 150
340 HPLOT AX - 1,AY TO AX + 1,AY
350 HPLOT AX,AY + 1 TO AX,AY - 1
360 HPLOT AX,YA
361 NEXT I
363 FOR I = 1 TO N - 2 STEP 2
365 SA = SA + (YT(I) + 4 * YT(I + 1) + YT(I + 2)) * PX / 3
367 IF N - I = 3 THEN SA = SA + (YT(N - 1) + YT(N)) * PX / 2

```

```

370 NEXT I
375 DA = SA - SE
380 HPLOT 0,0 TO 255,0 TO 255,155 TO 0,155 TO 0,0
393 VTAB 22
395 INVERSE : PRINT : PRINT "DIFERENCA ENTRE AREAS = ";DA: NORMAL : PRINT
400 INPUT "QUER MELHOR AJUSTE DO PARAMETRO A ? (S/N) ";P2%
410 IF P2% = "S" THEN GOTO 500
420 IF P2% = "N" THEN GOTO 630
500 TEXT : HOME
520 INPUT "ENTRE COM UM FATOR MULTIPLICATIVO: ";FT
530 A0 = A0 * FT
540 B1 = 10E30:YF = - 10E30
550 SA = 0
555 FOR I = 1 TO N
560 YT(I) = A0 * EXP ( - B1 * X(I) ^ 2)
570 IF Y(I) < YI THEN YI = Y(I)
575 IF Y(I) > YF THEN YF = Y(I)
580 IF YT(I) < YI THEN YI = YT(I)
590 IF YT(I) > YF THEN YF = YT(I)
620 NEXT I
625 GOTO 290
630 IF NS = 1 THEN GOTO 705
640 GOSUB 2000
650 NS = 1:SA = 0: GOTO 1000
705 TEXT : HOME
710 INPUT "QUER IMPRESSAO? (S/N) ";P4%
720 IF P4% = "N" THEN GOTO 810
730 PR# 1
740 PRINT CHR$(9);"GL"
745 PRINT "X          Y(DADOS)          Y(AJUSTADOS)": PRINT :: PRINT
750 FOR I = 1 TO N
755 X(I) = X(I) + CM
760 PRINT X(I),Y(I),YT(I)
770 NEXT I
780 PRINT : PRINT "VALORES DOS DADOS: ";SE
790 PRINT "AREA DO AJUSTE: ";SA
800 PRINT : PRINT "DIFERENCA ENTRE AREAS: ";DA
803 PRINT : PRINT "F.W.H.M. = ";2 * SQR (( LOG (2) / B1))
805 PRINT : PRINT "CENTRO DA DISTRIBUICAO EM X = ";CM
806 PRINT : PRINT "Y(X) = A*EXP(-B*X^2) "
807 PRINT : PRINT "A = ";A0: PRINT "B = ";B1
808 PRINT : PRINT
809 PR# 0
810 INPUT "DIGITE [A] PARA CALCULAR INTERVALOS DE AREA OU [F] PARA FIM : ";P5%
820 IF P5% = "F" THEN GOTO 900
830 HOME : PRINT "CALCULO DA AREA EM N INTERVALOS 1 E ";N: PRINT : PRINT
835 INPUT "ENTRE COM I-INICIAL,I-FINAL: ";I0,IU
840 SA = 0:SE = 0
850 FOR I = I0 TO IU - 2 STEP 2
855 IF I - IU = 1 THEN GOTO 870
860 SA = SA + (YT(I) + 4 * Y(I + 1) + YT(I + 2)) * PX / 3
865 SE = SE + (Y(I) + 4 * Y(I + 1) + Y(I + 2)) * PX / 3: GOTO 880
870 SA = SA + (YT(I) + YT(I + 1)) * PX / 2
875 SE = SE + (Y(I) + Y(I + 1)) * PX / 2
880 NEXT I
881 DA = SA - SE
883 PR# 1
885 PRINT : PRINT "ENTRE ";X0 + (I0 - 1) * PX;" E ";X0 + (IU - 1) * PX: PRINT "
AREA DOS DADOS: ";SE: PRINT "AREA DO AJUSTE ";SA: PRINT "DIFERENCA ENTRE AREAS:
";DA
887 PR# 0
889 PRINT : PRINT
890 INPUT "DIGITE [F] PARA FINAL OU [A] PARA NOVO CALCULO ";P6%
893 IF P6% = "F" THEN GOTO 900
895 GOTO 830
900 HOME

```

```

910 INPUT "VERIFICAR OS DADOS EM ARQUIVO? (S/N) ";P7$
915 IF P7$ = "N" THEN GOTO 1000
917 HOME : PRINT "OBS: INSERIR DISQUETE PARA ARQUIVOS NO DRIVE 1 " : PRINT
920 INPUT "QUAL SERA O NOME DO ARQUIVO? ";NAS$
930 HOME : PRINT
935 PRINT D$;"OPEN" + NAS$
940 PRINT D$;"WRITE" + NAS$
950 FOR I = 1 TO N
955 X(I) = X(I) + CM
960 PRINT I : PRINT X(I) : PRINT Y(I)
965 NEXT I
970 PRINT D$;"ENCERRAR " : PRINT
980 HOME : PRINT "ARQUIVO ";NAS$;" SALVO"
1000 D$ = ""
1010 HOME
1020 INPUT "VOLTA AO MENU (S/N) ";V$
1030 IF V$ = "N" THEN GOTO 1500
1040 PRINT D$;"RUN HELLO"
2000 REM *****SUBROTINA *****
2010 TEXT : HOME
2020 INPUT "ENTRE COM ERRO TOLERAVEL NO AJUSTE: ";ET
2030 BJ = 0
2040 FOR I = 1 TO N
2045 IF X(I) = 0 THEN GOTO 2060
2050 BJ = ( LOG (A0) - LOG (Y(I))) / X(I) ^ 2 + BJ
2060 NEXT I
2070 B1 = BJ / N
2090 FOR I = 1 TO N
2100 YT(I) = A0 * EXP ( - B1 * X(I) ^ 2)
2110 NEXT I
2115 SA = 0
2120 FOR I = 1 TO N - 2 STEP 2
2130 SA = SA + (YT(I) + 4 * YT(I + 1) + YT(I + 2)) * PX / 3
2140 IF N - I = 3 THEN SA = SA + (YT(N - 1) + YT(N)) * PX / 2
2150 NEXT I
2160 DA = SA / N
2165 BP = ABS (DA)
2170 IF BP ( ET THEN GOTO 2300
2180 IF DA > ET THEN B1 = B1 + BP : GOTO 2090
2190 IF DA < -ET THEN B1 = B1 - BP : GOTO 2090
2200 RETURN

```

# MANIPULAÇÃO DE DADOS

LIST

```

10 INPUT "NUMERO DE PONTOS A GRAFICAR:";NP
15 DIM Y(NP),T(NP)
17 INPUT "X0, PASSO X: ";X0,PX
20 INPUT "DADOS EM ARQUIVO? (S/N)";DQ$
21 IF DQ$ = "S" THEN GOSUB 700
22 FOR I = 1 TO NP
23 T(I) = Y(I)
24 NEXT I
25 GOSUB 700
26 FOR I = 1 TO NP
27 Y(I) = Y(I) - T(I)
28 NEXT I
29 HGR : HCOLOR= 3
30 X0 = 10E30:Y0 = 10E30:YM = - 10E30
35 VTAB 22
40 FOR I = 1 TO NP - 70
43 X = X0 + (I - 1) * PX
45 IF DQ$ = "S" THEN GOTO 70
50 PRINT "Y(";I;") : "
60 INPUT Y(I)
70 IF X < X0 THEN X0 = X
75 IF X > XM THEN XM = X
80 IF Y(I) < Y0 THEN Y0 = Y(I)
85 IF Y(I) > YM THEN YM = Y(I)
87 NEXT I
89 INPUT "IMPRIME DADOS? (S/N) ";ID$
90 IF ID$ = "S" THEN GOTO 179
92 INPUT "GRAVA ARQUIVO? (S/N) ";AQ$
93 IF AQ$ = "S" THEN GOSUB 600
97 INPUT "SIMBOLO PARA PONTOS (P=PONTO,C=CRIUZ, O=CIRCULO, T=TRIANG.) ";S$
98 PRINT "MENOR X= ";X0;" MAIOR X= ";XM: INPUT "NOVOS X0,XM ";X0,XM
99 PRINT "MENOR Y= ";Y0;" MAIOR Y= ";YM: INPUT "NOVOS Y0,YM ";Y0,YM
100 INPUT "COMP. EIXO X (ATE 270),COMP.EIXO Y (ATE 160) ";CX,CY
103 FX = (270 - X0):FY = (160 - Y0):FX = (270 - CX) / 2
105 EY = CY / (YM - Y0):FY = (160 - CY) / 2
107 HPLLOT FX - 2,FY - 2 TO CX + FX + 2,FY - 2 TO CX + FX + 2,CY + FY + 2 TO FX
- 2,CY + FY + 2 TO FX - 2,FY - 2
110 FOR I = 1 TO NP - 70
120 X = (X0 + (I - 1) * PX - X0) * EX + FX
130 Y(I) = (Y0 - Y(I)) * EY + CY + FY
135 IF S$ = "P" THEN GOTO 140
136 IF S$ = "C" THEN GOTO 142
137 IF S$ = "O" THEN GOTO 145
139 IF S$ = "T" THEN GOTO 147
140 HPLLOT X,Y(I): GOTO 150
142 HPLLOT X - 2,Y(I) TO X + 2,Y(I): HPLLOT X,Y(I) - 2 TO X,Y(I) + 2: GOTO 150
145 HPLLOT X - 2,Y(I) - 2 TO X + 2,Y(I) - 2 TO X + 2,Y(I) + 2 TO X - 2,Y(I) + 2
147 HPLLOT X - 2,Y(I) - 2: GOTO 150
150 NEXT I
160 INPUT "OUTRO GRAFICO (S/N) ";G$
170 IF G$ = "S" THEN GOTO 30
174 GOTO 200
175 REM *****IMPRIME DADOS*****
179 PR# 1
180 PRINT "ABCISSAS - ORDENADAS": PRINT : PRINT
182 FOR I = 1 TO NP
184 PRINT "X(";I;") = (I - 1) * PX,Y(I)

```

```
187 NEXT I
190 PRINT : PRINT
193 PR# 0
195 GOTO 92
197 REM *****
200 PRINT "COORD. EXTREM. (X0,Y0,XF,YF) ";FX,FY,CX + FX,CY + FY
210 INPUT "ESCREVER NO GRAFICO? (S/N) ";E$
215 IF E$ = "N" THEN GOTO 500
220 D$ = ""
230 PRINT D$;"RUN GRAF.DISPLAY"
500 INPUT "IMPRIME GRAFICO (S/N) ";I$
510 IF I$ = "N" THEN GOTO 550
520 TEXT
525 PR# 1
530 PRINT CHR$(9);"GRF "
540 PR# 0
550 END
600 REM *****GRAVA ARQUIVO*****
610 D$ = ""
620 INPUT "NOME DO ARQUIVO: ";F$
630 PRINT D$;"OPEN" + F$
640 PRINT D$;"WRITE" + F$
650 FOR I = 1 TO NP
660 PRINT Y(I)
670 NEXT I
680 PRINT D$;"CLOSE" + F$
690 RETURN
700 REM *****LER ARQUIVO*****
710 D$ = ""
720 INPUT "NOME DO ARQUIVO: ";F$
730 PRINT D$;"OPEN" + F$
740 PRINT D$;"READ" + F$
750 FOR I = 1 TO NP
760 INPUT Y(I)
770 NEXT I
780 PRINT D$;"CLOSE" + F$
790 RETURN
```

## AJUSTE DE RETA POR MÉTODO DE MÍNIMOS QUADRADOS

JLIST

```

10 DIM X(30),Y(30)
15 INPUT "NUMERO DE PONTOS DO GRAFICO ":NP
17 GY = - 10E37:LY = 10E37:GX = - 10E37:LX = 10E37
20 FOR I = 1 TO NP
25 PRINT I: INPUT "(X , Y) = ";X(I),Y(I)
30 SY = SY + Y(I)
35 SX = SX + X(I)
40 YX = YX + Y(I) * X(I)
45 YX2 = YX2 + X(I) ^ 2
50 IF Y(I) < LY THEN LY = Y(I)
55 IF Y(I) > GY THEN GY = Y(I)
60 IF X(I) < LX THEN LX = X(I)
65 IF X(I) > GX THEN GX = X(I)
70 NEXT I
75 DET = NP * X2 - SX ^ 2
80 N = (NP * YX - SX * SY) / DET
95 M = (X2 * SY - SX * YX) / DET
97 HOME : UTAB 7
100 PRINT "VALORES MINIMOS E MAXIMOS": PRINT "XMIN = ";LX: PRINT "XMAX
= ";GX: PRINT "YMIN = ";LY: PRINT "YMAX = ";GY
105 PRINT "PARA A ESCALA ENTRE COM OS LIMITES": INPUT "(X0 , XF) = ";X0,XF: INP
UT "(Y0 , YF) = ";Y0,YF
110 HGR : HCOLOR= 3
112 FY = 150 / (YF - Y0):FX = 260 / (XF - X0)
115 FOR I = 1 TO NP
120 AY = (- Y(I) + GY) * FY + 15
125 AX = (X(I) - X0) * FX + 15
130 HPLLOT AX,AY - 1 TO AX,AY + 1
135 HPLLOT AX - 1,AY TO AX + 1,AY
140 NEXT I
145 HPLLOT 0,0 TO 279,0 TO 279,155 TO 0,155 TO 0,0
155 AB = (LX - X0) * FX + 15
160 OD = (- N * LX - M + GY) * FY + 15
165 AC = (GX - X0) * FX + 15
170 OA = (- N * GX - M + GY) * FY + 15
175 HPLLOT AB,OD TO AC,OA
180 UTAB 22: PRINT "N = ";N: PRINT "M = ";M
185 INPUT "QUER INPRIMIR GRAFICO? (S/N) ":IG$
190 IF IG$ = "S" THEN GOTO 210
200 HOME : INPUT "VOLTA AO MENU? (S/N) ":V$
202 IF V$ = "N" THEN GOTO 205
203 D$ = ""
204 PRINT D$;"RUN HELLO"
205 END
210 PR# 1
220 TEXT : PRINT CHR$(9);"GDL"
223 PRINT "Y = NEX + M ": PRINT : PRINT "N = ";N: PRINT "M = ";M
225 PR# 0: GOTO 200

```