

OBTENÇÃO DE IMAGENS
COM
RAIOS X FLUORESCENTES

ORIENTADOR: S. CATICHA-ELLIS

Trabalho apresentado no Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Este exemplar corresponde à redação final da Tese de Doutorado defendida pelo Aluno Hamilton Araújo Bicalho e aprovada pela Comissão Julgadora.

16 de outubro de 1991

S. Caticha-Ellis

Cidade Universitária Zeferino Vaz

1991

UNIDADE	FF
N.º CHAMADA	30910
V. _____	EX. _____
TOMBO BC	14785
PROC.	308/91
C <input type="checkbox"/>	D <input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	Cr\$ 8.000,00
DATA	25/10/91
N.º CPD	

12/10/91
Trib. de Rec. IF/PA
M

CM.00027353-1



UNICAMP

Instituto de Física "Gleb Wataghin"
Comissão de Pós-Graduação
Decl. CPG/173/91

DECLARAÇÃO CPG/173/91

Declaro, para os devidos fins, que o Sr. HAMILTON ARAUJO BICALHO é aluno regularmente matriculado no Programa de Pós-Graduação - Doutorado, deste Instituto, conclui todos os requisitos necessários para o Doutorado e defendeu sua Tese no dia 20 de setembro de 1991 sob o título: "OBTENÇÃO DE IMAGENS COM RAIOS-X FLUORESCENTES", sendo considerado APROVADO COM DISTINÇÃO. Fizeram parte da Banca Examinadora os seguintes Professores Doutores: Stephenson Caticha Ellis (Orientador do Candidato), do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas; Carlos Benedicto Ramos Parente, do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN) São Paulo, José Vicente Valarelli do Instituto de Geociências da Universidade de São Paulo, Madan Mohan Shukla do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas, Lisandro Pavie Cardoso do Instituto de Física da Universidade Estadual de Campinas.

Cidade Universitária, 20 de setembro de 1991.

Bernardo Laks
Prof. Dr. Bernardo Laks
Coordenador - CPG/IFGW

À meus pais, em homenagem póstuma.

À Vanda, esposa, amiga e companheira de todos os momentos.

Aos meus filhos Tiago, Fernanda e Luís, por tudo que deixou de ser compartilhado.

Àqueles que trabalham com perseverância para alcançar seus objetivos.

Àqueles que direta ou indiretamente nos proporcionam o apoio certo nos momentos incertos.

Com o trabalho que ora se apresenta
Completas a vigésima quinta orientação.
Temas arrancados de idéias fugidias,
Surgidas em momentos fugazes,
Guardadas em nespas de papéis,
Ou nalgum canto da memória,
Brindaram a iniciação de um grupo,
Do qual sou um dos privilegiados.

Hoje, quando busco os caminhos do conhecimento,
és meu guia, o Mestre.
É se, numa dessas reviravoltas da vida,
Em campos opostos a gente se surpreender,
Sei que és um grande guerreiro,
De habilidade e valor,
Tendo sólidos princípios por escudo
E arma de ataque, o Saber.

Então não estranhes, se durante os embates
Num oponente ferrenho este discípulo se torne,
Pois foi contigo que aprendi a lutar.

Hamilton Araújo Bicalho

Este trabalho foi reconhecidamente desenvolvido graças à existência de Instituições como a Universidade Estadual de Campinas, aos programas como o PICD mantido pela CAPES, às atitudes tomadas pelos diversos segmentos da Universidade Federal do Paraná e, à compreensão e cooperação das pessoas que, de algum modo, orientaram, forneceram informações ou prestaram serviços.

Este trabalho foi desenvolvido no LABORATÓRIO DE CRISTALOGRAFIA do DEPARTAMENTO DE FÍSICA DO ESTADO SÓLIDO E CIÊNCIA DOS MATERIAIS do INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN da UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, sendo baseado nas idéias de e orientado pelo Professor S. CATICHA-ELLIS.

Agradecimentos

aos professores do Instituto de Física "Gleb Wataghin" que, de algum modo, estiveram envolvidos na minha formação;

aos professores da Universidade Federal do Paraná que, ao aceitarem a prorrogação do afastamento, permitiram que este trabalho fosse concluído;

à CAPES, pela bolsa de estudo recebida através do PICD;

ao Professor Dr. Stephenson Caticha-Ellis, responsável pelo Laboratório de Cristalografia do IFGW-UNICAMP, quer seja pela orientação segura e consciente tanto na escolha como no desenvolvimento do tema, quer seja pelas discussões, conselhos e sugestões, principalmente durante os períodos críticos, que não foram poucos;

ao Dr. Lívio Nanni, responsável pelo Serviço de Radiologia do Hospital de Clínicas da UNICAMP, por permitir o uso do equipamento de radiografia;

ao Dr. Omar Caticha, endocrinologista, pelas informações e por evidenciar a importância da radiografia com radiação fluorescente;

ao Dr. Déo Paulo Toseti, radiologista, pela ajuda com os equipamentos de radiografia hospitalar;

aos técnicos do Laboratório de Cristalografia, José Alfredo Fraymann e Luiz Antônio dos Santos, pelas colaborações prestadas além das obrigações normais;

às amizades surgidas durante o convívio diário, pelos momentos de descontração, desabafo e incentivos mútuos;

à todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram para a execução deste trabalho.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	1
2	ABSORÇÃO DOS RAIOS X PELA MATÉRIA.....	4
2.1	ABSORÇÃO DO FEIXE PELA MATÉRIA. (O coef. de absorção)....	4
2.2	ATENUAÇÃO DOS RAIOS X PELA MATÉRIA.....	7
2.3	BORDA DE ABSORÇÃO.....	8
2.4	EXPRESSÃO EMPÍRICA DO COEFICIENTE DE ABSORÇÃO.....	11
2.5	ESPALHAMENTO PELO DIPOLO OSCILADOR CLÁSSICO.....	12
2.6	FATOR DE ESPALHAMENTO ATÔMICO. NÚMERO DE OSCILADORES....	16
2.7	DENSIDADE DOS OSCILADORES.....	18
2.8	COMPARAÇÃO DO MODELO TEÓRICO COM A EXPERIÊNCIA.....	19
3	RADIAÇÃO FLUORESCENTE.....	22
3.1	PROCESSO FÍSICO DE GERAÇÃO.....	22
3.2	EFICIÊNCIA DA PRODUÇÃO DE RADIAÇÃO FLUORESCENTE.....	23
3.3	EXCITAÇÃO DA FLUORESCÊNCIA.....	26
	Excitação com feixe monocromático.....	26
	Excitação com o espectro contínuo.....	27
4	MÉTODO PARA OBTER IMAGENS USANDO RADIAÇÃO X FLUORESCENTE..	29
4.1	INTRODUÇÃO.....	29
4.2	PROPRIEDADES CARACTERÍSTICAS DOS ELEMENTOS USADOS COMO FLUORESCEDORES.....	30
4.3	DESCRIÇÃO DO DISPOSITIVO.....	43
	.1. Imagens obtidas com radiação de um tubo de Cu e um gerador de uso cristalográfico.....	47
	.2. Radiografia com feixe monocromático.....	48
	.3. Imagens obtidas com a radiação fluorescente emitida pelo próprio corpo.....	50
5	DISPOSITIVOS E TÉCNICAS USADOS PARA OBTER IMAGENS COM	

	RADIAÇÃO FLUORESCENTE.....	52
5.1	INTRODUÇÃO.....	52
5.2	DISPOSITIVO PARA FORMAR IMAGENS FLUORESCENTES IRRADIANDO O OBJETO COM A RADIAÇÃO TOTAL DO TUBO.....	53
	.1. Imagens simples.....	53
	.2. Imagens estereoscópicas.....	54
5.3	DISPOSITIVOS PARA OBTER RADIOGRAFIAS COM FEIXES MONOCROMÁTICOS.....	55
	.1. Realização de radiografia monocromática.....	57
5.4	DISPOSITIVO PARA OBTER IMAGENS FLUORESCENTES COM RADIAÇÃO FLUORESCENTE.....	58
6	RESULTADOS.....	60
6.1	IMAGENS OBTIDAS COM A FLUORESCÊNCIA EXCITADA DIRETAMENTE COM A RADIAÇÃO TOTAL DO TUBO.....	60
	.1. Imagem simples.....	60
	.2. Imagens obtidas simultaneamente.....	61
	.3. Imagem obtida com a fluorescência de um sal de ferro.....	61
6.2	IMAGENS OBTIDAS RADIAÇÃO FLUORESCENTE.....	62
	1. Radiografia com a radiação fluorescente.....	62
	.2. Imagem obtida com a radiação fluorescente emitida próprio corpo.....	65
7	CONCLUSÕES.....	66
	APÊNDICE I.....	70
	APÊNDICE II.....	74
	APÊNDICE III.....	78
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	98

RESUMO

A formação de imagens com raios X fluorescentes não tinha sido desenvolvida até o presente. Neste trabalho são apresentados dois novos métodos de formação de imagens com raios X fluorescentes. Eles produziram imagens que consideramos como o primeiro passo de um novo campo de pesquisa.

Eles apresentam algumas vantagens com relação aos tradicionais devido à natureza desta radiação, especialmente a de ser emitida sob forma de raios características.

a) Radiografia de um corpo com um feixe de radiação característica que denominamos de Radiografia Monocromática. (Tempos de exposição: da ordem do msec.).

b) Imagem obtida com a fluorescência emitida pelo próprio corpo, excitada com radiação escolhida convenientemente, que denominamos de Imagem Fluorescente. (Tempos de exposição: um par de minutos).

Consegue-se um feixe adequado mediante o uso de um elemento fluorescedor, que converte de forma simples, prática e eficiente um certo espectro de radiação (até as bordas de absorção do fluorescedor) em outro, bem determinado, formado pelas linhas características do elemento. Deste modo, radiação branca de um gerador convencional de raios X pode ser transformada em radiação característica de comprimento de onda numa região predeterminada.

O método (b) permite obter várias imagens simultaneamente. Duas destas constituem um par estereoscópico e permitem visualizar a imagem tridimensional do interior da amostra.

Os métodos desenvolvidos decrescem consideravelmente o risco de irradiação já que a radiação característica incidente, escolhida convenientemente para excitar o elemento opacificador, é pouco absorvida pelos tecidos animais.

A quantidade estimada de opacificador é duas ordens de grandeza menor que nos métodos tradicionais devido a que ele é excitado preferencialmente.

ABSTRACT

Imaging by using X-Ray fluorescent radiation had not been developed till now. In this work two new methods of X-ray fluorescent imaging were developed. They have produced images which are to be considered as the first step in a new field.

- a) "Monochromatic Radiography" (Typical exposure times are of about 1 msec.). Radiography obtained by using characteristic radiation.
- b) "Fluorescent Image Method". (Exposure time of about two minutes). The image obtained of a body by using the characteristic radiation emitted by an atom selectively excited by another properly chosen characteristic radiation.

An adequate characteristic beam is obtained from a plate made out of a pure element irradiated with a full white spectrum of a conventional generator. This fluorescent element converts it up until the absorption edge, in a practical, efficient and simple way in another spectrum made out of discrete characteristic lines of the element. Thus, white radiation from a conventional generator is transformed to characteristic radiation of wavelengths in a given region.

Method (b) may produce several simultaneous images. A couple of them is an stereoscopic pair and the three dimensional internal structure of the body can then be visualized.

The new methods have some implicit advantages when compared with traditional methods; with regard to decreased body irradiation since the hard monochromatic radiation is nearly not absorbed by the light elements of the animal tissues. In addition, the estimated amount of opacifier is about two orders of magnitude smaller than in classical methods since it is selectively excited here.

INTRODUÇÃO E OBJETIVOS

Os raios X interagem com a matéria produzindo fenômenos bem característicos, como absorção de energia do feixe incidente, emissão de fotoelétrons e elétrons Auger, espalhamento do feixe incidente e fluorescência. Tais fenômenos permitem obter informações sobre as grandezas características tanto do feixe daquela radiação quanto do corpo em si como, por exemplo, o comprimento de onda e o espaçamento dos planos atômicos nos sólidos cristalinos.

Uma das primeiras aplicações daqueles fenômenos foi a obtenção de imagens de regiões inacessíveis à visão humana. O feixe emergente tem a sua intensidade atenuada por causa da energia absorvida pelo corpo enquanto aquela radiação interage com a matéria constitutiva do mesmo. Nestas condições, o feixe transporta informações das regiões pelas quais passou. Sensores convenientes, quando expostos a estes feixes, convertem aquelas informações em imagens visíveis, como na radiografia e, mais recentemente, na tomografia computadorizada.

Nestas aplicações, o feixe incidente possui o espectro total que caracteriza a radiação emitida pelos geradores convencionais de raios X. O coeficiente de absorção de uma substância, para este tipo de radiação, varia com o número atômico de seus elementos químicos e com o comprimento de onda do feixe incidente. Assim, todo o espectro transfere energia para o corpo enquanto os maiores comprimentos de onda são mais fortemente absorvidos. Portanto, os referidos métodos, quando aplicados em organismos vivos, podem se constituir num importante fator de risco. Este efeito é minorado com o emprego de filtros de alumínio que diminuem, ou quase eliminam, a parte de baixa energia do espectro citado. Ainda muito mais efetivo é o uso de feixe monocromático mais duro, e portanto menos absorvido, que pode reduzir o fator de risco em ordens de grandeza. Com efeito, um comprimento de onda menor, mas próximo à

borda de absorção de um elemento pesado distribuído dentro do corpo será preferencialmente absorvido por esse elemento e quase nada pelo resto dos tecidos. Tal radiação pode ser obtida excitando a fluorescência de um elemento químico conveniente expondo-o à radiação branca de um gerador convencional. A utilização deste novo feixe produz um feixe transmitido pouco absorvido pelos tecidos e radiação fluorescente excitada nos átomos pesados inseridos nos tecidos.

Isto posto, a utilização do feixe de radiações características sugere dois métodos originais de se produzir imagens com raios X:

1) radiografia com feixe monocromático, onde um elemento adequado dentro do corpo apresenta forte contraste na imagem formada sobre o filme fotográfico, devido às condições de absorção já mencionadas;

2) obtenção de imagem com a fluorescência emitida pelo próprio elemento. Esta radiação, por depender das concentrações e distribuição dos elementos químicos dentro do corpo, contém informações do seu emissor.

O feixe transmitido tem direção constante ao se propagar. Entretanto, a radiação fluorescente é emitida em todas as direções. Deste modo, enquanto uma radiografia é obtida interceptando-se o feixe transmitido com um filme fotográfico, a formação de imagem com a radiação fluorescente do próprio corpo exige que se coloque algum dispositivo óptico entre o filme fotográfico e o emissor.

O objetivo deste trabalho é estabelecer teórica e experimentalmente a possibilidade de se obter imagens com raios X utilizando o fenômeno da fluorescência. Para a realização desta proposta é necessário desdobrar o problema nos itens a seguir:

- a) Obter radiação característica conveniente.
- b) Obter radiografias com radiação característica.
- c) Obter imagens com a radiação fluorescente emitida pelo

próprio corpo.

Existem alguns órgãos que fixam preferencialmente determinadas substâncias. Isótopos radioativos destes materiais distribuídos dentro daqueles órgãos permitem conseguir, com a radiação emitida pelos respectivos decaimentos radioativos, as imagens das regiões onde eles se concentram.

O fato da radiação fluorescente ser constituída das raias características do seu emissor torna o seu emprego conveniente na técnica de análise espectroscópica elementar. Porém, de modo geral, a fluorescência é considerada como radiação parasita quando comparada com as outras formas dos raios X se manifestarem depois que o corpo interage com o feixe incidente.

Entretanto, além de conter informações do seu emissor, a radiação fluorescente é o resultado da integração do espectro do feixe incidente com energias maiores do que a borda de absorção do emissor. Neste aspecto a fluorescência pode ser encarada como um processo de monocromatização de um feixe de radiação branca, sendo muito mais eficiente do que os monocromadores do tipo Laue-Bragg, que emitem radiação bem direcionada, enquanto que a emitida por fluorescência o é em todas as direções. Obviamente esta diferença fará com que o uso de ambas seja diferente. A radiação monocromática fluorescente será adequada para irradiar amostras extensas.

Absorção e fluorescência, fenômenos básicos nos métodos apresentados, encontram-se nos capítulos 2 e 3 respectivamente. Os novos métodos propostos são detalhados no capítulo 4, enquanto o capítulo 5 descreve os dispositivos utilizados. Os resultados experimentais estão no capítulo 6 e as conclusões, no capítulo 7. Nos apêndices apresentamos um breve estudo para formação de imagens de fontes pontuais com diafragmas circulares, as condições técnicas em que foram realizadas as experiências e cópias dos desenhos das peças dos protótipos de maior significação que foram construídos.

CAPITULO 2

ABSORÇÃO DOS RAIOS-X PELA MATÉRIA

A interação dos raios-X com um corpo qualquer produz efeitos bem característicos. O feixe diminui sua intensidade enquanto atravessa a matéria que, simultaneamente, se torna fonte de vários fenômenos.

Neste capítulo analisamos o problema da absorção fotoelétrica.

A fluorescência, um dos fenômenos básicos, será central neste trabalho; sua análise será feita no Capítulo 3.

Como fechamento deste Capítulo, apresenta-se um modelo simples que explica o espalhamento e a absorção da radiação por um átomo do tipo hidrogenóide.

2.1. ABSORÇÃO DO FEIXE PELA MATÉRIA.

COEFICIENTE DE ABSORÇÃO.

Quando um feixe de raios X atravessa a matéria é atenuado devido à interação com os átomos. Alguns dos vários mecanismos de atenuação serão citados mais adiante, entretanto o mais importante para o nosso trabalho será a absorção de origem fotoelétrica.

O índice de refração (n) das substâncias para os raios-X é pouco menor do que a unidade, diferindo da mesma numa quantidade da ordem de 10^{-5} a 10^{-6} , isto é, n é praticamente unitário. Para todos os fins práticos neste trabalho será usado $n = 1$. Esta aproximação é suficiente para tratar todos os problemas de interação raiosX-matéria com a notável exceção da difração em cristais quase perfeitos em que essa diferença joga um papel fundamental.

Então, para qualquer ângulo de incidência, os feixes incidente e transmitido estarão aproximadamente alinhados.

Independentemente de como se processa a absorção, a energia retirada é diretamente proporcional à intensidade do feixe incidente e da quantidade de matéria que ele atravessa.

Experimentalmente sabe-se que a absorção depende, simultaneamente, do comprimento de onda da radiação incidente e do tipo de átomos que constituem o corpo. Deste modo, o caso mais simples é o de um feixe monocromático, com seção S constante ou quase constante, atravessando um corpo homogêneo, com espessura uniforme e constituído de um único elemento químico.

A absorção dependerá então do tipo de átomo através de uma constante dependente do número atômico Z assim como da massa atômica (A) e da massa específica (ρ):

$$\rho = \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{\Delta m}{S \cdot \Delta t}$$

Para uma substância homogênea, o decréscimo de intensidade será proporcional à distância Δt percorrida pelo feixe dentro do corpo. Quando Δt for infinitésimo, ΔI também o será. Portanto,

$$- dI/I = \mu_l dt = \mu_m \rho dt = \mu_n (\rho/A) dt = \mu_a (\rho/A) N dt \quad [2.1.1]$$

As constantes " μ_i " ($i = l, m, n, a$) denominam-se, respectivamente, coeficientes de absorção linear, mássico, molar e atômico.

Das [2.1.1] obtêm-se as relações entre aqueles coeficientes:

$$\mu_l = \mu_m \cdot \rho = \mu_n \cdot (\rho/A) = \mu_a \cdot (\rho/A) \cdot N. \quad [2.1.2]$$

A integração de [2.1.1.a] conduz à lei de Lambert-Beer

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu_l \cdot t}, \quad [2.1.3.a]$$

que fornece a intensidade do feixe após ele percorrer, dentro do corpo, uma distância genérica t .

Supondo que o feixe atravessasse fatias homogêneas distintas, com espessuras uniformes " t_r "

$$I = I_0 \cdot e^{-\sum \mu_r \cdot t_r} \quad [2.1.3.b]$$

No caso mais geral, $\mu = \mu(t)$ e [2.1.3.a] fica

$$I = I_0 \cdot e^{-\int_0^t \mu(t) \cdot dt} \quad [2.1.3.c]$$

As equações [2.1.3] mostram que o feixe incidente, ao atravessar um corpo qualquer, é modificado pela exponencial cujo argumento depende da geometria e da natureza dos átomos presentes que determinam os valores dos coeficientes μ adequados.

O coeficiente de absorção atômico μ_a , para uma radiação dada, só depende do tipo de átomo. De acordo com [2.1.3],

$$\mu_m = \mu_a \cdot N / A ; \quad [2.1.5]$$

sendo (N/A) o número de átomos por unidade de massa. Portanto, o coeficiente de absorção mássico μ_m não depende do estado físico de agregação ou das ligações químicas de um átomo particular, uma vez que a ionização, para os raios-X, acontece nos níveis mais internos dos átomos. Então, o coeficiente de absorção mássico, μ_m , caracteriza uma substância, tornando-o, assim, no mais útil daqueles coeficientes. Para substâncias compostas, soluções ou misturas, μ_m é calculado a partir dos respectivos valores, já tabelados, de seus elementos químicos componentes:

$$\mu_m = (1/100) \sum p_i \cdot \mu_{mi} , \quad [2.1.6]$$

onde " p_i " é a porcentagem da componente i . A expressão [2.1.6] é aplicável tanto ao caso de compostos químicos como ao de misturas ou ligas já que, como foi salientado acima, os valores dos μ_m independem do estado de ligação química.

Assim, torna-se evidente a importância do coeficiente de absorção para se determinar ^{tanto} a energia que absorve um corpo, responsável pelos danos de irradiação, quanto a intensidade do feixe transmitido, que permite obter informações de sua estrutura através da radiografia.

2.2. ATENUAÇÃO DOS RAIOS X PELA MATÉRIA.

O feixe atenua-se enquanto atravessa um corpo porque alguns dos seus fótons são extraídos pelos seguintes processos:

- a) formação de pares;
- b) espalhamento;
- c) absorção fotoelétrica.

a) Formação de pares.

Efeito que transforma a energia de um fóton num par (e^+, e^-) . Isto só tem possibilidade de ocorrer quando a energia do fóton é, no mínimo, equivalente à soma das massas de repouso das duas partículas. O efeito não acontece para fótons com energias menores do que 1.02 MeV e pode ser conseqüentemente desprezado porque tal energia é, no mínimo, uma ordem de grandeza maior do que àquelas empregadas neste trabalho.

b) Espalhamento.

A intensidade da radiação espalhada por uma partícula é proporcional ao inverso do quadrado de sua massa (Thomson), o que determina que a interação com o próton seja aproximadamente 4×10^{-6} vezes menor do que aquela com o elétron.

Então, quando os raios-X atravessam a matéria, a sua interação mais importante é com os elétrons.

Aqui os fótons são defletidos pelo absorvedor enquanto o feixe atravessa o corpo, retirando-os, assim, do feixe emergente. A existência de espalhamentos sem ou com mudança de comprimento de onda indica processos distintos para este tipo de interação.

No espalhamento Rayleigh, ou espalhamento elástico, um fóton é desviado elasticamente pelo átomo, sem alterar sua energia.

No efeito Compton, ou espalhamento inelástico, o fóton troca momentum e energia com um elétron do nível mais externo.

c) Absorção fotoelétrica.

Ja nos referimos anteriormente aos aspectos fenomenológicos da absorção sobre a intensidade do feixe.

A energia do fóton é completamente absorvida pelo átomo, dando origem a fotoelétrons e criando vacâncias de vida muito curta. O preenchimento destas dá origem aos fenômenos citados a seguir.

1) *Fluorescência* : emissão das raias características do átomo absorvedor. Este efeito, fundamental no nosso estudo, será tratado no Capítulo 3.

2) *Efeito Auger* - ao invés das raias características, acontece a emissão de elétron do orbital onde ocorre o decaimento. Este fenômeno é responsável pelas emissões das linhas satélites.

Como foi mencionado acima, a energia absorvida pode ter sido espalhada ou produzido a ionização de um átomo que voltará ao seu estado fundamental seguindo um, ou mais, dentre vários processos como emissão fluorescente, efeito Auger, vibração térmica ou geração de fonons, etc. Assim, os coeficientes [2.1.2] podem, com mais propriedade, ser chamados de "coeficientes de atenuação" e, pelo motivo exposto, apresentar dois termos, como:

$$\mu_m = \tau_m + \sigma_m, \quad [2.2.1]$$

sendo τ_m o coeficiente de absorção mássico, ou coeficiente de absorção fotoelétrico mássico; e σ_m , o coeficiente de espalhamento mássico, aí agrupado todas as outras formas de extrair energia da radiação incidente.

2.3. BORDA DE ABSORÇÃO

O coeficiente de absorção mássica μ_m , de um elemento químico, aumenta com o comprimento de onda da radiação. Porém, sua variação, contínua dentro de intervalos definidos de λ para cada átomo, possui descontinuidades nos extremos dos mesmos, como pode ser visto nos gráficos (μ_m vs. λ), (Figura 2.1), construídos a partir de

valores experimentais.

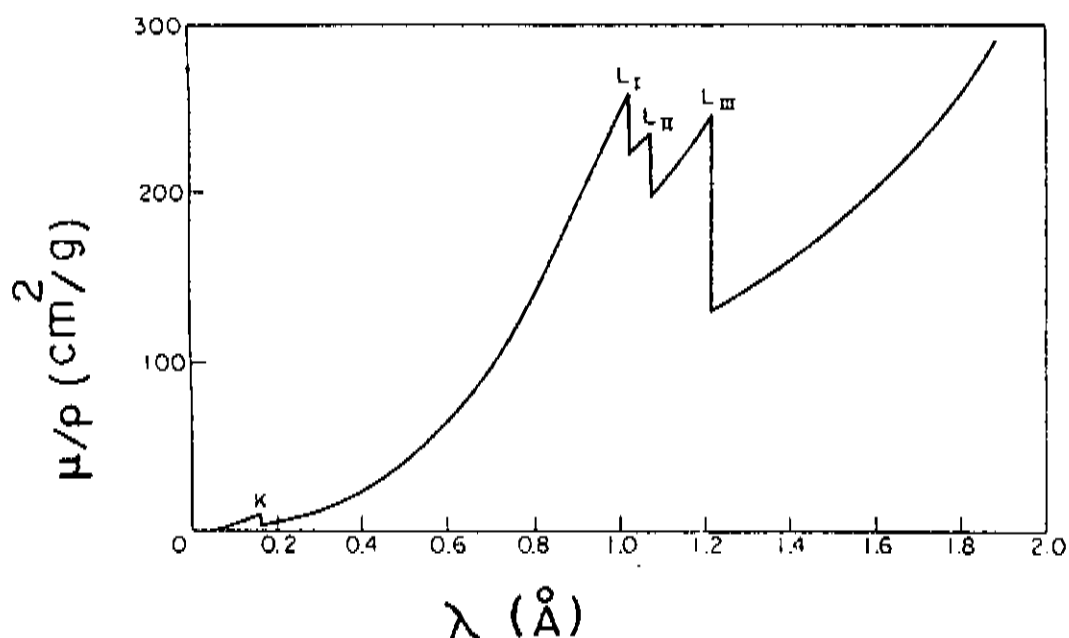


Figura 2.1. Variação do coeficiente de absorção massico com o comprimento de onda.

Esse comportamento é geral para todo tipo de átomo, sendo a sua explicação teórica conhecida e relativamente simples, como será visto na Seção 2.5. Essas descontinuidades, para λ bem definidos, são características de cada átomo, sendo denominadas "bordas de absorção", e os λ correspondentes, "comprimentos de onda críticos de absorção".

Cada elemento apresenta tantas bordas de absorção quanto o número de seus potenciais de excitação: uma borda K, tres bordas L, cinco M, etc. Para os comprimentos de onda críticos, de cada elemento, verifica-se

$$\lambda_{Kabs} < \lambda_{L_Iabs} < \lambda_{L_{II}abs} < \dots, \quad [2.3.1]$$

e, para diferentes elementos, cada um deles assume valores menores à medida que Z aumenta (Figura 2.2).

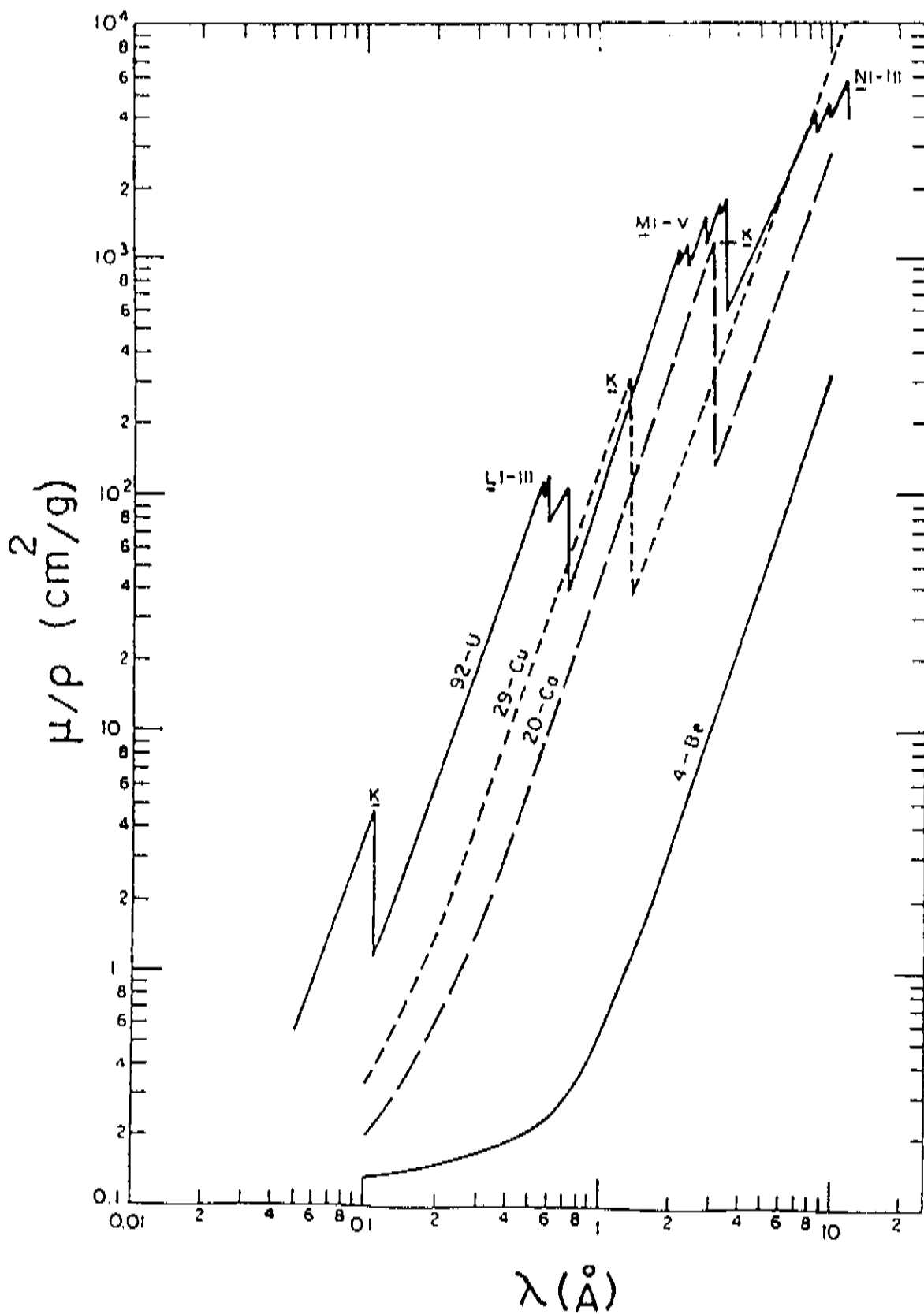


Figura 2.2. Coeficientes de absorcao massico de alguns elementos em funcao do comprimento de onda.

Ao absorver um fóton, o átomo fica ionizado. Para que isto aconteça num dado nível, K por exemplo, é necessário que a energia $h\nu$ do fóton seja maior do que a energia de ligação do elétron naquele nível (W_K). Assim, a ionização, a partir do nível K, só acontecerá para as radiações com $\nu > \nu_K$. Para $W_K = h\nu_K$,

$$\lambda (\text{\AA}) < \frac{hc}{W_K} = \frac{hc}{eV_K} = \frac{12396}{V_K (\text{volte})} \quad [2.3.2]$$

Nos gráficos (μ_m vs. λ) vê-se que o coeficiente de absorção, entre duas bordas consecutivas quaisquer, aumenta com o comprimento

de onda

Para $\lambda > \lambda_{Kcrit.}$, por exemplo, verifica-se que os elétrons K não absorvem radiação porque o fóton não tem energia suficiente para ionizar o átomo a partir do nível K.

Quando $\lambda \ll \lambda_K$, os fótons tem energia mais do que suficiente para ionizar o átomo; todavia, para aquelas energias, eles serão pouco absorvidos (Vide Figura 2.1).

Do lado das ondas mais curtas que a borda de absorção existe uma estrutura fina devido às transições eletrônicas para estados de maior energia não ocupados que convergem para o contínuo do nível dos elétrons livres. Esta estrutura fina depende, então, do estado de combinação química e também da temperatura. O efeito produz variações na regra de aditividade dos μ , sobretudo para os elementos leves.

O estudo dessa estrutura fina é de grande interesse sob o ponto de vista das ligações químicas. Esse estudo ("EXAFS") só foi empreendido na década dos 70, quando as técnicas experimentais atingiram um grau de desenvolvimento capaz de obter detalhes finos dentro de intervalos da ordem de 10^{-2} Å. O uso da radiação síncrotron tem permitido incrementar notavelmente esse estudo.

2.4. EXPRESSÃO EMPÍRICA DO COEFICIENTE DE ABSORÇÃO

Não existem medidas experimentais e nem previsões teóricas para os coeficientes de absorção que englobem todos os comprimentos de ondas e materiais. Assim, foram desenvolvidas expressões empíricas para se fazer interpolações daqueles coeficientes entre bordas de absorção consecutivas.

O coeficiente de espalhamento σ_m pode ser estimado pela fórmula de Klein-Nishima:

$$\sigma_m = N \sigma_{K-N} Z / A$$

cuja validade é muito boa para ondas muito curtas, $\lambda \lesssim .05$ Å.

Encontrou-se empiricamente que o coeficiente de absorção obedece uma lei do tipo

$$\mu = C Z^m \lambda^n,$$

[2.4.1]

válida para os intervalos entre duas bordas consecutivas, com C, m, n constantes para cada uma daquelas partes.

Bragg e Pierce determinaram experimentalmente os valores das constantes m e n para a absorção atômica:

$$\mu_a = \mu_m \frac{A}{N} = C Z^4 \lambda^3 \quad [2.4.2]$$

e como $A/Z \cong 2$,

$$\mu_m \cong C' Z^3 \lambda^3.$$

Medidas mais recentes permitiram estabelecer fórmulas empíricas mais acuradas, úteis na interpolação de valores dentro dos intervalos entre bordas.

$$\begin{aligned} \mu_a &= 2,64 \times 10^{-26} Z^{3,94} \lambda^3, & \text{para } \lambda < \lambda_K \\ \mu_a &= 8,52 \times 10^{-26} Z^{4,30} \lambda^3, & \text{para } \lambda_K < \lambda < \lambda_L. \end{aligned}$$

Victoreen apresenta uma expressão mais genérica:

$$\mu_m = C \lambda^3 - D \lambda^4 + \sigma_{K-N} N Z / A$$

onde C e D assumem diferentes valores para intervalos entre duas bordas consecutivas quaisquer e para cada material; σ_{K-N} é o coeficiente de Klein-Nishima.

2.5. ESPALHAMENTO PELO OSCILADOR DIPOLAR CLÁSSICO.

Algumas das características dos coeficientes de absorção, descritas acima, podem ser facilmente explicadas com o uso de um modelo simplificado do átomo: o dipolo oscilante.

Estes osciladores seriam constituídos de cargas eletrônicas que executam vibrações harmônicas simples como, por exemplo, no modelo atômico de Rutherford-Bohr, onde um elétron, de massa m, se movimenta ao redor do núcleo positivo que se considera em repouso,

devido à sua maior massa.

A teoria clássica da dispersão supõe que a radiação seja espalhada por estes osciladores, cujas frequências naturais correspondem às bordas de absorção das camadas eletrônicas do átomo considerado.

Uma onda eletromagnética, com o campo elétrico instantâneo dado por $E = E_0 \exp(i\omega t)$ e incidindo em tal dipolo, impõe ao elétron um movimento descrito pela equação:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + k \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{eE_0}{m} \exp(i\omega t) \quad [2.5.1]$$

sendo k um fator de amortecimento, ω_0 a frequência circular natural do elétron e x , o deslocamento instantâneo daquela carga elétrica.

A solução forçada da [2.5.1] é

$$x = \frac{eE_0}{m} \cdot \frac{\exp(i\omega t)}{\omega_0^2 - \omega^2 + ik\omega} \quad [2.5.2]$$

Portanto, aquele sistema tem o momento de dipolo

$$M = e x \quad [2.5.3]$$

cujo eixo está na direção do campo aplicado E .

Este dipolo oscilante irradia com a mesma frequência de oscilação imposta. A amplitude da onda numa distância unitária no plano equatorial é:

$$A = \frac{e^2}{mc^2} \cdot \frac{\omega^2 E_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + ik\omega} \quad [2.5.4]$$

O fator de espalhamento do dipolo, definido como de costume, é a razão entre a amplitude espalhada A e aquela espalhada por um elétron livre A_0 , sob as mesmas condições. Neste caso, A_0 , a amplitude de Thomson, é obtida tomando-se $\omega_0 = 0$ e $k = 0$:

$$A_e = - \frac{e}{mc^2} E_0 \quad [2.5.5]$$

O fator de espalhamento do dipolo então é dado por

$$f = \frac{A}{A_e} = \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_e^2 - ik\omega} \quad [2.5.6]$$

Se a frequência incidente ω tende para ω_e , o fator de espalhamento torna-se imaginário.

A expressão [2.5.6] é muito importante porque o fator de espalhamento atômico é o resultado da superposição de termos semelhantes ao se considerar o átomo como constituído de uma distribuição de dipolos osciladores. Designando por $f'(\omega)$ e $f''(\omega)$ respectivamente as partes real e imaginária de f :

$$f = f' + i f'' \quad [2.5.7]$$

com

$$f'(\omega) = \frac{\omega^2(\omega^2 - \omega_e^2)}{(\omega^2 - \omega_e^2)^2 + k^2\omega^2}$$

$$f''(\omega) = \frac{k\omega^3}{(\omega^2 - \omega_e^2)^2 + k^2\omega^2}$$

Excetuando a dependência funcional de f em relação à frequência, a principal conclusão é que o fator de espalhamento contém uma componente real e outra imaginária, isto é, uma componente em fase e outra em quadratura.

Se um meio é composto de N dipolos semelhantes por unidade de volume, pode ser mostrado que o índice de refração n também é complexo e dado por

$$n = 1 - \frac{2\pi N e^2}{m\omega^2} f \quad [2.5.7]$$

que se reescreve como

$$n = 1 - \alpha - i\beta,$$

com

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{2\pi N e^2}{m\omega^2} \cdot f' \\ \beta &= \frac{2\pi N e^2}{m\omega^2} \cdot f'' \end{aligned} \right\} \quad [2.5.9]$$

O fato de n ser complexo, e particularmente quando ω se aproxima de ω_0 , indica que o meio é absorvedor. De fato, tomando-se como origem das fases uma origem arbitrária O , a fase, depois que a onda viajou uma distância r dentro da substância, é

$$e^{-i(2\pi/\lambda)nr} = e^{-i(2\pi/\lambda)r(1-\alpha-i\beta)} = e^{-i(2\pi/\lambda)r(1-\alpha)} \cdot e^{-(2\pi/\lambda)r\beta}$$

onde o segundo fator é uma exponencial real com argumento negativo, indicando um decréscimo na amplitude da onda. O decréscimo em intensidade é dado por $e^{-(4\pi/\lambda)r\beta}$ ou $e^{-\mu r}$, μ sendo o coeficiente de absorção linear, então

$$\mu = \frac{4\pi\beta}{\lambda} = \frac{2\omega\beta}{c} = \frac{4\pi N e^2}{mc\omega} \cdot f''(\omega). \quad [2.5.10]$$

A substituição de f'' e divisão por N dão o valor do coeficiente linear de absorção por dipolo no meio para aquela frequência circular:

$$\mu_a(\omega) = \frac{4\pi e^2}{mc} \cdot \frac{k\omega^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + k^2\omega^2}. \quad [2.5.11]$$

Da equação 2.5.10, a componente imaginária do fator de espalhamento do dipolo oscilante é dada por:

$$f''(\omega) = \frac{mc}{4\pi e^2} \omega \mu_a(\omega). \quad [2.5.12]$$

Sendo $\mu_a(\omega)$ uma grandeza mensurável, então [2.5.12] proporciona um meio para calcular a componente imaginária f'' usando-se os valores experimentais dos coeficientes de absorção. Esta conclusão, obtida para um dipolo, também é verdadeira para um átomo, de modo que os coeficientes de absorção tabelados podem ser considerados como fornecendo as componentes imaginárias dos fatores de espalhamento atômicos, a menos de um coeficiente de escala.

Obviamente f'' e μ_a tem valores altos para as frequências próxima de ω_0 . O valor do coeficiente de amortecimento k é a largura, à meia altura, do pico de absorção.

Se um feixe de radiação branca está atravessando um meio material, somente as frequências próximas de ω_0 serão absorvidas significativamente.

Para $\omega = \omega_0$, a contribuição do oscilador "s" ao fator de espalhamento é totalmente imaginária e a absorção, máxima. A dispersão "anômala" é, então, importante, assim como a emissão de radiação fluorescente do elemento. O comprimento de onda da radiação emitida é característico da transição eletrônica produzida.

Esta última propriedade foi aproveitada nesta Tese como meio de gerar radiação monocromática com uma eficiência muito maior que qualquer monocromador atualmente em uso.

2.6. FATOR DE ESPALHAMENTO ATÔMICO. NÚMERO DE OSCILADORES

Assumindo o caso simples onde k é muito pequeno e ω bastante diferente de ω_0 , obtém-se:

$$f' \approx \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad [2.6.1]$$

$$e \left. \begin{array}{l} f'' \approx 0 \\ \mu_a \approx 0 \end{array} \right\} \quad [2.6.2]$$

Seja um átomo contendo $g(1)$, $g(2)$, ..., $g(s)$, ... dipolos osciladores com as respectivas frequências naturais ω_1 , ω_2 , ..., ω_s , ... e obedecendo as condições citadas. A expressão [2.6.1] pode ser generalizada somando-se as contribuições de todos os osciladores contidos no átomo, de modo a se obter a parte real do fator de espalhamento atômico:

$$f' = \sum_s \frac{g(s) \cdot \omega^2}{\omega^2 - \omega_s^2} \quad [2.6.3]$$

O número $g(s)$ de dipolos osciladores, com frequência natural ω_s , existentes num átomo é chamado de "oscillator strength" correspondente àquela frequência particular.

O cálculo de $g(s)$ é a principal dificuldade na obtenção das contribuições de ressonância para os fatores de espalhamento atômicos; ele pode ser feito após o cálculo das funções de onda correspondentes aos osciladores. (Por exemplo, Cromer & Lieberman, 1965, 1970; Saravia & Caticha-Ellis, 1966).

Não serão discutidas as implicações nem a validade das generalizações feitas. Poderia ser feita uma comparação destes argumentos com aqueles da teoria quântica do espalhamento atômico. Isto não tem relevância no contexto deste trabalho e não será feito aqui.

Examinando os argumentos da seção anterior, verifica-se que os cálculos foram explicitamente feitos para os pontos localizados no plano perpendicular ao vetor elétrico da onda incidente, o que equivale a tomar o fator de polarização igual à unidade. É por este motivo que a expressão [2.6.3], para o fator de espalhamento atômico, não depende do ângulo de difração. De fato, como é sabido, isto geralmente não é verdadeiro, por exemplo num átomo esfericamente simétrico, $f = f(\text{sen}\theta/\lambda)$.

f poderia ser independente de θ se o comprimento da onda incidente fosse grande em relação às dimensões do átomo onde a densidade de elétrons não é desprezível. Na prática, entretanto, é o caso oposto que normalmente se encontra desde que as dimensões atômicas são de mesma grandeza do que os comprimentos de onda utilizados, ou seja, de um a dois angstroms.

Por outro lado, o objetivo é obter apenas os termos de dispersão e não o fator de espalhamento atômico completo. Os termos que correspondem à borda de absorção K , por exemplo, tornam-se importantes quando a frequência da onda incidente ω estiver próxima de ω_K . A distribuição eletrônica relevante, neste caso, é a dos elétrons K . Então, verifica-se facilmente que λ_K é muito maior que as dimensões da região atômica onde a densidade dos elétrons K é apreciável; isto significa que a diferença de fase das ondas espalhadas devidas às diferenças na posição dos elétrons K dentro do átomo, será praticamente independente do ângulo de difusão. Os mesmos argumentos, com as devidas adaptações, aplicam-se aos casos dos elétrons L , M , etc. Segue que a contribuição da ressonância para o espalhamento atômico seria quase independente do ângulo de difusão, o que significa que a hipótese usada nos cálculos da seção anterior podem ser aplicados com boa aproximação.

No tratamento quântico, o análogo dos $g(s)$ clássicos são grandezas $g(k,n)$ proporcionais às probabilidades de transição para um elétron passar de um estado k para um estado n . Para átomos de um elétron,

$$\sum_n g(k,n) = 1 \quad [2.6.4]$$

ou seja, a regra da soma de Thomas-Reiche-Kuhn é satisfeita. Esta regra, quando extendida para o caso dos átomos com muitos elétrons, estabelece que a soma dos números de dipolos osciladores é igual ao número atômico Z .

Resumindo, o átomo espalha como se fosse composto de dipolos osciladores com frequências naturais, idênticas às frequências de Bohr, e cujo número é proporcional à probabilidade de transição do estado k para o estado n . É importante observar que os estados k incluem todos os estados discretos de energia negativa e o contínuo dos estados de energia positiva.

2.7. A DENSIDADE DE OSCILADORES

Para o contínuo de estados de energias positivas, a somatória transforma-se numa integral. A frequência natural, para estes,

varia continuamente, de modo que, além dos valores discretos de $g(\omega_s)$, é necessário definir a densidade de osciladores $(dg/d\omega)$ na frequência ω . O número de osciladores com frequências entre ω e $\omega + d\omega$ é $(dg/d\omega)d\omega$. Este número é zero para $\omega < \omega_s$, onde ω_s é a frequência associada com a borda de absorção s . O número de dipolos osciladores devido aos elétrons K por exemplo, é obtido integrando-se no intervalo de frequências de ω_K até ∞ , isto é:

$$g_K = \int_{\omega_K}^{\infty} (dg/d\omega)_K d\omega. \quad [2.7.1]$$

Ou seja, g_K é dado pela probabilidade de transição dos elétrons K para todos os estados permissíveis. Wheeler e Bearden aplicaram a regra da soma e obtiveram

$$g_K = 2 \left[1 - \sum_m g(k, m) \right] \quad [2.7.2]$$

onde $g(k, m)$ é o número de dipolos osciladores do oscilador virtual da transição $k \rightarrow m$, onde m é um estado ocupado. A soma em [2.7.2] precisa ser tomada, então, somente sobre os relativamente poucos estados ocupados. g_K é, portanto, menor do que 2. Considerações análogas aplica-se para as outras camadas, de modo que para uma camada s , deve-se ter:

$$g_s = n_s \left[1 - \sum_m g(s, m) \right]. \quad [2.7.3]$$

2.8 COMPARAÇÃO DO MODELO TEÓRICO COM A EXPERIÊNCIA.

Após a apresentação de um modelo teórico tão simples quanto o dos dipolos osciladores clássicos, seria o caso de verificar se o mesmo é capaz de prever resultados para os coeficientes de absorção pelo menos com a ordem de grandeza dos valores experimentais.

Como visto acima, $\Delta f''$ e μ_a , e portanto μ_m , são proporcionais:

$$\Delta f'' = \frac{m c}{4\pi e^2} \cdot \frac{A}{N} \cdot \omega \mu_m \quad [2.8.1]$$

Introduzindo λ na [2.8.1] observa-se que a relação

$$\frac{\Delta f'' \cdot \lambda}{\mu_m} = \gamma A, \quad [2.8.2]$$

onde γ é

$$\gamma = \frac{m c^2}{2 e^2 N} = \text{Cte. Universal}. \quad [2.8.3]$$

e A a número de massa do elemento.

Tomando como exemplo o elemento ferro, $A = 55.85$, que é usado nas experiências, tem-se:

$$\frac{\Delta f'' \cdot \lambda (\text{\AA})}{\mu_m} \cong 0.0165 \quad [2.8.4]$$

A Tabela 2.8.1 mostra valores experimentais de $\Delta f''$ e μ_m do ferro para alguns valores de λ característicos. Na última coluna está o resultado $\Delta f'' \cdot \lambda / \mu_m$, calculado com os valores das colunas anteriores.

Tabela 2.8.1

Valores experimentais de $\Delta f''$, μ_m e a razão $\Delta f'' \cdot \lambda / \mu_m$ para o elemento Fe.

Radiaç.	$\lambda (\text{\AA})$	$\Delta f''$	μ_m	$\frac{\Delta f'' \cdot \lambda}{\mu_m}$
Cr $K\alpha$	2.2909	0.764	108	0.0163
Fe $K\alpha$	1.9373	0.566	66.4	0.0165
Cu $K\alpha$	1.5418	3.204	308	0.0160
Mo $K\alpha$	0.7107	0.845	38.5	0.0156
Ag $K\alpha$	0.5608	0.545	19.7	0.0155

Os dados se distribuem de ambos os lados da borda de absorção do ferro, $\lambda_{K\alpha\text{Fe}} = 1.743 \text{ \AA}$, sendo que em cada um deles predominam os osciladores da família K ou L, respectivamente. Apesar disso, vê-se

que o acordo é bastante bom, com um erro máximo, para esses valores, de 6 %. (Vale a pena lembrar que os erros estimados nos valores experimentais dos coeficientes de absorção que constam das International Tables for X-Ray Crystallography tem , em média, erros da ordem de 5%).

Poder-se-ia esperar um melhor acordo para uma região contendo predominantemente osciladores de um só tipo. Para os mesmos λ da Tabela 2.8.1, isso aconteceria para elementos leves ou para elementos pesados. Entretanto, deve-se esperar melhor acordo para os elementos leves. De fato, essa é a tendência que se pode observar nos valores da Tabela 2.8.2.

Tabela 2.8.2.

Valores de $(\Delta f'' \cdot \lambda / \mu_m)$ para alguns elementos

Radiação	λ (Å)	elementos			
		K Z = 19	Fe Z = 26	Ge Z = 32	In Z = 49
Cr K α	2.2909	0.0116	0.0163	0.0174	0.0345
Fe K α	1.9373	0.0116	0.0165	0.0177	0.0330
Cu K α	1.5418	0.0115	0.0160	0.0181	0.0320
Mo K α	0.7107	0.0113	0.0156	0.0197	0.0318
Ag K α	0.5608	0.0112	0.0155	0.0196	0.0321
valor calculado		0.0116	0.0165	0.0214	0.0339
$\lambda_{K\alpha}$ (Å)		3.4364	1.7433	1.1165	0.4438

CAPITULO 3

RADIAÇÃO FLUORESCENTE.

Um átomo de um elemento químico, excitado seja por elétrons seja por fótons de energia suficiente, ao voltar ao estado fundamental emite radiação chamada de fluorescente. Esta radiação possui um espectro de raias discretas cujos comprimentos de onda independem da radiação primária que lhes deu origem e são características do átomo emissor. O fenômeno só acontece quando a energia do foton primário é maior do que aquela correspondente à borda de absorção do elemento. O fenômeno foi descoberto por Winkelmann e Straubel ja em 1896 sendo que o primeiro estudo detalhado foi feito por Barkla e colaboradores.

Desde o ponto de vista dos objetivos deste trabalho, a geração de radiação fluorescente produzida por fótons pode, de certa forma, ser considerada como um processo de monocromatização, embora os princípios envolvidos sejam totalmente diferentes ao das reflexões Laue-Bragg, usadas nos monocromadores usuais.

O processo físico de sua geração é igual àquele das raias características nos alvos dos geradores convencionais de raios-X, onde a excitação é eletrônica. No caso em que estamos interessados neste trabalho ela é feita por fótons. A energia do foton capaz de produzir radiação fluorescente é igual ou maior que a energia de ionização da camada atômica excitada, ou seja a da borda de absorção correspondente.

3.1. PROCESSO FÍSICO DE GERAÇÃO DA FLUORESCÊNCIA.

A fluorescência provém diretamente do rearranjo eletrônico do íon que foi criado pela absorção fotoelétrica. No caso mais simples, um feixe monocromático incide num corpo puro, isto é, constituído de um único elemento químico, e com energia suficiente para ionizar o átomo em seu nível mais interno. O íon produzido é um sistema instável no qual a absorção fotoelétrica criou uma vacância. Quando o íon evolui, a vacância é preenchida

pelo decaimento de algum elétron dos níveis superiores, seguida da correspondente emissão fluorescente. Para voltar ao estado fundamental, o íon sofre um processo de rearranjos em cascata sendo emitido um fóton em cada uma dessas etapas. Isso explica a emissão conjunta de várias linhas características do átomo em questão.

Uma parte dos fótons incidentes dão origem a emissão de elétrons Auger, o que tem por consequência decrescer o número de fótons "fluorescentes" emitidos. A relação do número de fótons emitidos por uma certa camada ao número de fótons excitadores absorvidos por esta é chamada de "rendimento de fluorescência" que estudamos no parágrafo a seguir.

3.2. EFICIÊNCIA DA PRODUÇÃO DE RADIAÇÃO FLUORESCENTE.

("Fluorescent yield")

Por causa do efeito Auger, a radiação fluorescente não apresenta linhas tão intensas como poderiam ser previstas a partir do número de vacâncias criadas no orbital associado. A "eficiência de produção K", ou "eficiência de produção dos fótons característicos K" (ω_K), é definida como:

$$\omega_K = \frac{1}{N_K} \sum (n_K)_i = \frac{n_{K\alpha_1} + n_{K\alpha_2} + n_{K\beta_1} + \dots}{N_K}, \quad [3.2.1]$$

onde ω_K é a eficiência de produção do nível K; N_K , a razão com que as vacâncias K são produzidas e $(n_K)_i$, a taxa com que os fótons da linha espectral "i" são emitidos. ω_L e ω_M tem definições análogas. A eficiência de produção Auger, ou eficiência de produção do elétron Auger, é a razão entre o número de elétrons Auger e o número de vacâncias produzidas simultaneamente, e igual a $(1 - \omega)$.

Se não houvesse o efeito Auger, ω seria sempre unitário. Como visto na Tabela 3.2.1 e Figura 3.1, ω varia com o número atômico e com a série dada.

TABELA 3.2.1. Eficiência de produção da fluorescência.

Elemento		ω_K	ω_L
8	O	0,003	—
19	K	0,118	—
26	Fe	0,324	0,003
29	Cu	0,425	0,006
42	Mo	0,749	0,039
53	I	0,869	0,102
58	Ce	0,898	0,143
62	Sm	0,915	0,180
92	U	0,969	0,478

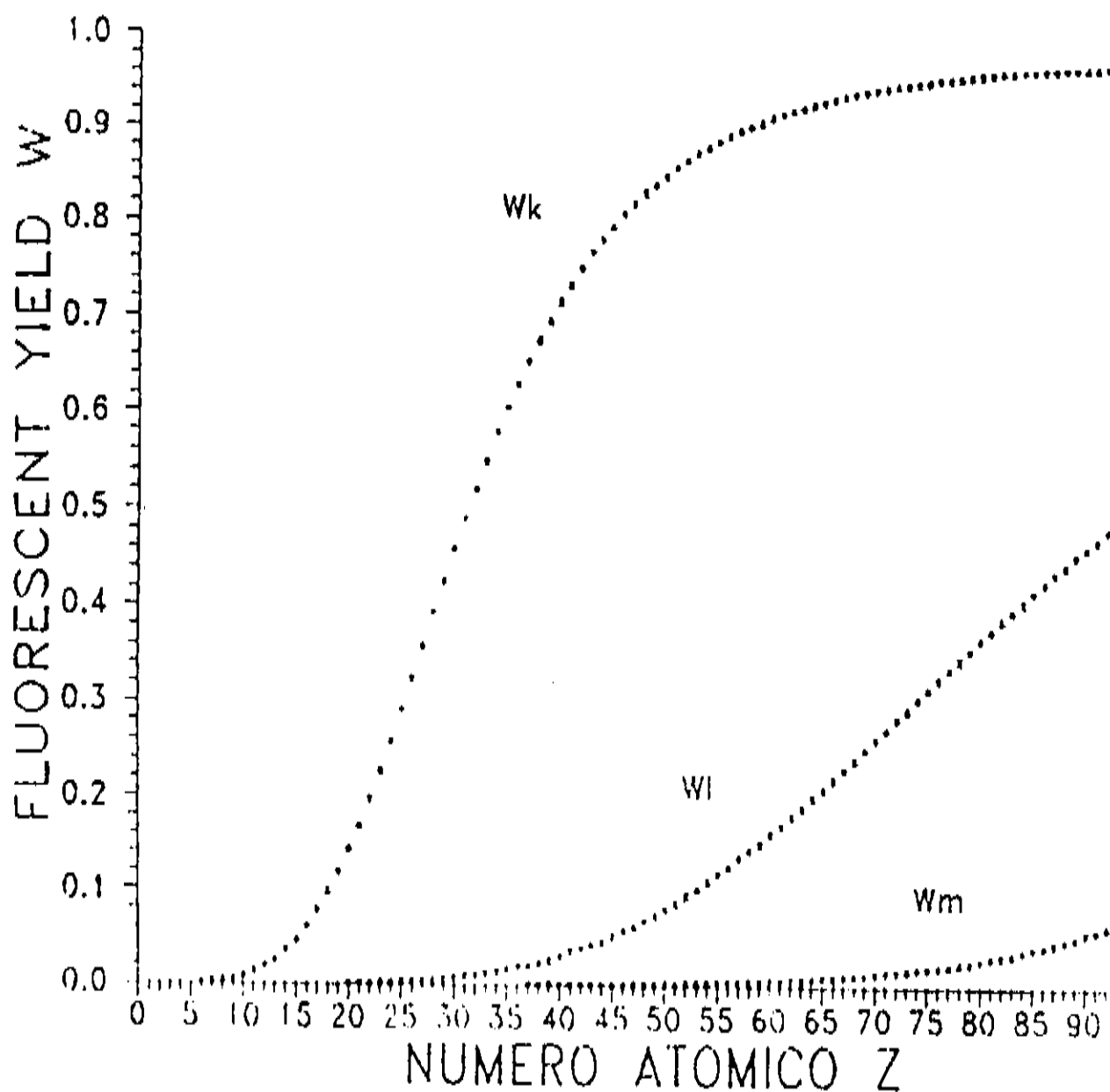


Figura 3.1. Eficiência de produção K, L e M.

A eficiência de produção da fluorescência é dada aproximadamente por:

$$\omega = \frac{Z^4}{A + Z^4} \quad [3.2.2]$$

onde Z é o número atômico e A, uma constante com valores 10^5 e 10^8 para as raias K e L, respectivamente. Uma expressão mais acurada é:

$$\left(\frac{\omega}{1 - \omega} \right)^{1/4} = A + B Z + C Z^2 \quad [3.2.3]$$

de acordo com Hertin (1979). As constantes A, B, e C são dadas na Tabela 3.2.2.

TABELA 3.2.2

Constante	Raias espectrais		
	K	L	M
A	-0.03795	-0.11107	-0.00036
B	0.03426	0.01368	0.00386
C	-0.1163×10^{-5}	-0.2177×10^{-6}	0.20101×10^{-6}

ω é a probabilidade de que o preenchimento de uma dada vacância resulte na emissão de uma raia característica do orbital correspondente, independente de como foi criada aquela vacância.

A dependência de ω com Z mostra que os elementos pesados apresentam valores altos em suas eficiências de produção da fluorescência. Este fato indica que tais elementos, que não precisam ser cristalinos (a não ser, talvez, para aumentar a densidade), podem ser usados como monocromadores de alta eficiência na conversão de um feixe de radiação branca em raios-X fluorescentes.

Esta radiação, muito mais intensa que as obtidas com monocromadores cristalinos que utilizam reflexões Laue-Bragg, não é entretanto direcional. Por esse motivo ela não possui características adequadas para ser usadas em Cristalografia mas, como é mostrado neste trabalho, é especialmente útil para irradiar volumens relativamente grandes de matéria.

3.3 EXCITAÇÃO DA FLUORESCÊNCIA.

Neste trabalho foi necessário excitar fluorescência usando radiação monocromática em alguns casos e radiação branca em outros. Em ambos casos o estudo requer a consideração dos fatores a seguir:

1- A intensidade e distribuição espectral do feixe incidente na superfície do fluorescedor.

2- A atenuação do feixe até alcançar uma certa profundidade no fluorescedor.

3- A quantidade de fótons incidentes absorvidos que são transformados em fótons fluorescentes (rendimento de fluorescência).

4- A atenuação da radiação fluorescente produzida numa certa profundidade do fluorescedor até atingir a superfície de saída do mesmo.

Ainda, para efeitos da medida ou da impressão do filme é necessário levar em conta:

5- A fração da radiação fluorescente que chega até a pupila de entrada ou colimador do sistema ótico.

Deve-se ainda alertar para o fato de que o processo de excitação fluorescente é tão complicado por fatores denominados em conjunto como "efeitos da matriz", que sua quantificação exata é tarefa extremamente difícil. As análises feitas geralmente conduzem apenas à determinação de quais são os parâmetros geométricos e físicos e de que forma eles intervêm no fenômeno. Isto significa, que é muito difícil estimar, por exemplo, tempos de exposição, sem se ter dados experimentais, numa situação física dada. A experimentação descrita mais adiante, guiada pela dependência dos diferentes parâmetros geométricos e físicos, dá subsídios iniciais para tais estimativas.

3.3.1. Excitação com feixe monocromático.

Seja um feixe de raios-X incidindo num material homogêneo e de espessura uniforme. A consideração física e geométrica do problema

(Vide, por exemplo, Jenkins and De Vries, 1969), mostra que o feixe de radiação fluorescente que entra na pupila do sistema ótico será:

$$I_j = P_j I_o(\lambda) \frac{\mu_j(\lambda) C_j}{\mu(\lambda) + A \mu(\lambda_j)},$$

onde $\mu_j(\lambda)$ é o coeficiente de absorção do elemento "j" para a radiação incidente, C_j a concentração daquele elemento, $\mu(\lambda)$ o coeficiente de absorção do corpo para a radiação incidente, $\mu(\lambda_j)$ o coeficiente de absorção para a fluorescência λ_j , A e P_j dados pelas expressões

$$A = \frac{\text{sen } \psi_1}{\text{sen } \psi_2}.$$

$$P_j = \omega_j g_j \frac{r_j - 1}{r_j} \frac{d\Omega}{4\pi},$$

com ω_j sendo a eficiência de produção de fluorescência, g_j a probabilidade de um decaimento particular de um elétron dentro de uma série, r_j o salto da absorção referente àquela borda de absorção, $d\Omega$ o ângulo sólido formado por um ponto do absorvedor e a superfície da pupila de entrada do sistema ótico, e ψ_1 e ψ_2 os ângulos de incidência do feixe excitador e de saída da radiação fluorescente respectivamente.

3.3.2. Excitação com espectro contínuo.

Neste caso, a radiação fluorescente de comprimento de onda λ_j é excitada por todo o espectro da radiação incidente compreendido entre o comprimento de onda λ_{\min} daquele feixe e o comprimento de onda λ_{Kabs} correspondente à borda de absorção K do fluorescedor. A potência efetiva P_o do feixe incidente que contribuirá para a fluorescência será:

$$P_o = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\text{Kabs}}} I(\lambda) d\lambda.$$

$I(\lambda)$ representa o espectro da radiação incidente, consistindo do espectro contínuo e das raias características do anticatodo do gerador. Uma expressão genérica para a intensidade da fluorescência emitida pode ser obtida substituindo $I_0(\lambda)$ por P_0 na expressão da intensidade para a fluorescência excitada pela radiação monocromática. Ao se fazer isto deve-se considerar, também, a absorção dos outros elementos presentes no corpo, tanto pela radiação incidente quanto pela fluorescência. Assim, a expressão ficará:

$$I_j = P_j C_j \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{\lambda \kappa_{abs} I(\lambda) \mu_j(\lambda)}{\sum_i C_i [\mu_i(\lambda) + A \mu_i(\lambda_j)]} d\lambda$$

CAPITULO 4

MÉTODO PARA OBTER IMAGENS USANDO RADIAÇÃO X FLUORESCENTE

4.1. INTRODUÇÃO.

Nos Capítulos anteriores foram descritos os diferentes tipos de interação dos raios-X com a matéria. Para o nosso objetivo são particularmente importantes a absorção (Capítulo 2) e a produção de radiação fluorescente (Capítulo 3). Assim, sob certas condições, fótons de raios-X são absorvidos pela matéria, dando origem à emissão de fótons X fluorescentes. Esses fótons emitidos transportam, como no caso da luz difundida por um objeto, informações sobre a forma da distribuição material que lhes deu origem.

O problema central desta Tese, que é discutido neste Capítulo, consiste em encontrar meios físicos que consigam formar uma imagem dessa distribuição, perceptível ao olho humano.

A dificuldade óbvia é consequência de não existirem lentes práticas para a radiação X. Uma segunda consideração prende-se ao fato de se pretender normalmente formar imagens de órgãos de seres vivos, sendo então importante que estes não sejam irradiados com doses excessivas de raios-X.

As imagens obtidas com técnicas radiográficas, em muitos casos, dependem do uso de doses muito grandes que, embora necessárias, podem acarretar perigos posteriores ao paciente. A radiação usada nessas técnicas é a radiação total policromática gerada no tubo de raios-X, fora uma parcela de radiação branda que atualmente é filtrada com uma lâmina de alumínio.

Neste trabalho empregamos radiação monocromática para excitar preferencialmente a fluorescência dos átomos de um elemento químico como o iodo e o bário, normalmente usados como opacificantes nas técnicas radiográficas. Essa radiação deve possuir, necessariamente, propriedades especiais tal como o comprimento de

onda ser menor e bem próximo ao da borda de absorção do elemento a ser excitado.

No esquema da Figura 4.1 ilustra-se o processo de formação da imagem, usando um colimador de pequeno diâmetro, que junto com um cassete para colocar o filme que registra a imagem, forma uma câmara "pin-hole".

4.2. PROPRIEDADES CARACTERÍSTICAS DOS ELEMENTOS USADOS COMO "FLUORESCEDORES".

O elemento no qual se procurou excitar a fluorescência, foi um dos normalmente usados em Radiografia como opacificadores, embora isto não tenha sido uma condição básica para tal escolha e sim o fato de que o uso destes elementos no corpo humano tem larga tradição, sendo completamente inócuos e não produzindo efeitos colaterais, a não ser em casos excepcionais, e, por outro lado, o fato de que fisicamente, para excitar suas fluorescências, deve-se usar comprimentos de onda relativamente curtos, que são muito pouco absorvidos pelos elementos leves C, H, O, componentes dos tecidos do corpo. Assim, selecionou-se o iodo e o bário, os elementos mais utilizados como opacificadores na técnica radiográfica em seres humanos. A Tabela 4.2.1 mostra algumas informações básicas para estes elementos.

Tabela 4.2.1.

A raia K_{α} , a borda de absorção K e o coeficiente de absorção μ/ρ em relação a MoK_{α} e CuK_{α} do iodo e do bário.

N° atôm.	Elemento	$\lambda_{K\alpha}$ (Å)	λ_{Kedge} (Å)	μ/ρ (cm ² /g)	
				MoK α	CuK α
53	I	0.455	0.3737	39.2	314
56	Ba	0.387	0.3313	45.2	359

As radiações úteis para excitar a fluorescência tanto do I como do Ba são as linhas características das terras raras do grupo dos lantanídeos. A linha K_{α} de algumas delas é mostrada na Tabela 4.2.2

Tabela 4.2.2

Linhas $K\alpha$ de alguns lantanídeos

Nº atôm	Elemento	Raia $K\alpha$
57	La ₁	0.3703
	La ₂	0.3752
58	Ce ₂	0.359
59	Pr	0.346
60	Nd	0.334
61	Pm	0.322

Nº atôm	Elemento	Raia $K\alpha$
62	Sm	0.311
63	Eu	0.301
64	Gd	0.291
65	Tb	0.281
66	Dy	0.272

La₁ e La₂ são as linhas do lantânio $K\alpha_1$ e $K\alpha_2$.

Teoricamente as radiações monocromáticas mais convenientes para excitar a fluorescência de um elemento químico são aquelas cujos comprimentos de onda, além de menores, se situem o mais próximo possível ao da borda de absorção daquele elemento. Se este último for o iodo, a linha característica La _{$K\alpha_1$} satisfaz aquelas condições. Esta radiação possui, entretanto, um inconveniente: a linha característica La _{$K\alpha_2$} , que é produzida simultaneamente, apresenta um comprimento de onda maior do que o da borda de absorção do iodo. Por esta razão e por motivos práticos, escolheu-se a linha $K\alpha$ do cério para excitar o iodo. No caso do bário, a linha mais próxima é a Pm _{$K\alpha_1$} seguidas pelas linhas $K\alpha$ do samário, európio e gadolínio. Também por motivos práticos, a linha $K\alpha$ do samário seria a escolhida para excitar o bário. É claro que todas as radiações que excitam a fluorescência do bário também excitam a do iodo, embora com menor eficiência.

A irradiação de órgãos contendo I ou Ba com estas radiações monocromáticas é muito conveniente para a produção das linhas I _{$K\alpha,\beta$} e Ba _{$K\alpha,\beta$} , respectivamente. Além disto, existe a importante vantagem adicional de que os tecidos normais daqueles órgãos serem praticamente transparentes a todas estas radiações.

As linhas características do cério também serão obtidas por fluorescência. Mas, ao invés de usar radiação característica de outro material para provocar tal fenômeno, submeter-se-á uma pastilha daquele material à radiação branca, emitida pelo gerador de raios-X de uso médico convencional. A radiação característica do cério é que será utilizada para irradiar um corpo no qual foi colocado iodo para atuar como opacificante. Como o espectro branco

do tubo não atinge o órgão, este é muito menos irradiado (aprox. 1 %) do que numa radiografia convencional.

Na prática achou-se conveniente usar, como radiação excitadora do elemento colocado na amostra, a fluorescência de uma placa de um desses elementos químicos, provocada pela incidência de um feixe da radiação total gerada num tubo convencional de raios X. Daqui em diante, a placa desse elemento será chamado de "FLUORESCEDOR". O elemento colocado na amostra para ser excitado é o OPACIFICADOR.

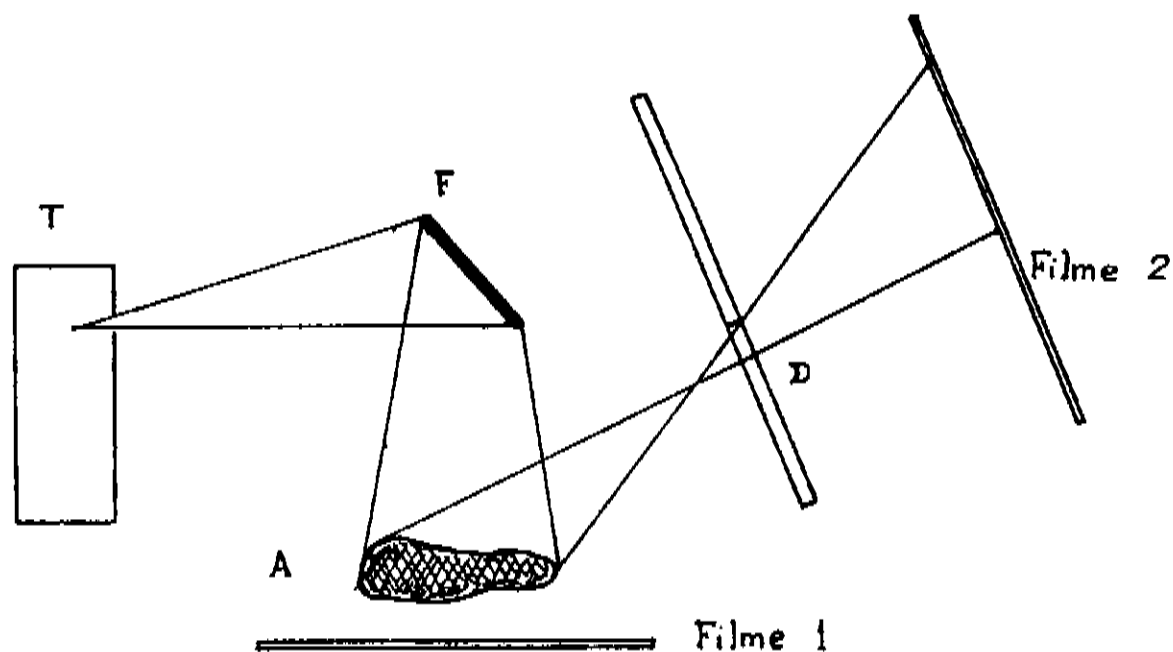


Figura.4.1. Esquema de princípio.

Filme 1 : Radiografia monocromática.

Filme 2 : Imagem fluorescente

Os esquemas das disposições físicas dos dispositivos para se conseguir imagens com raios X fluorescentes, serão descritos na Seção 4.3 deste mesmo Capítulo.

A energia absorvida pelo fluorescedor (F na fig. 4.1.) depende do comprimento de onda da radiação incidente. A parte do espectro do feixe primário incidente sobre um fluorescedor, com comprimento de onda menor do que uma de suas bordas de absorção λ_{Sedge} , contribuirá para a emissão do espectro característico λ_S deste, onde $S = K, L, M, N, \dots$

Para calcular a fração de energia do feixe incidente que se transforma em radiação característica do fluorescedor é necessário determinar, para cada comprimento de onda, a energia da radiação

emitida pelo gerador, o coeficiente de absorção, a energia absorvida pelo fluorescedor e o valor do "fluorescent yield" deste.

A intensidade $I(\lambda)$, da radiação emitida pelo alvo, com número atômico Z , do tubo de um gerador convencional operando com uma diferença de potencial V e corrente i , é, de acordo a fórmula de Kramers:

$$I(\lambda) = K i Z \left[\frac{\lambda}{\lambda_{\min}} - 1 \right] \frac{1}{\lambda^2}, \quad [4.1]$$

onde K é uma constante e λ_{\min} é calculado pela lei de Duane e Hunt

$$\lambda_{\min} = \frac{12394}{V}. \quad [4.2]$$

Os coeficientes de absorção mássico do Cério foram obtidos da "The Encyclopedia of X-Rays and Gamma Rays" (G.L. Clark, Editor), aos quais foi ajustada uma curva do tipo

$$\mu/\rho \approx C' Z_f^n \lambda^n, \quad [4.3]$$

válida entre bordas de absorção, com $2.5 \leq n \leq 3$, Z_f é o número atômico do fluorescedor, ρ a sua massa específica e C' uma constante que foi obtida após o ajuste da curva.

A energia absorvida pelo fluorescedor vem da lei de Lambert-Beer. Para um elemento químico praticamente puro, A intensidade da radiação absorvida será:

$$I(\lambda)_{\text{abs}} = I(\lambda) \left[1 - e^{-\mu_m \rho t} \right], \quad [4.4]$$

sendo $I(\lambda)$ a intensidade do espectro incidente para o comprimento de onda λ , μ_m o coeficiente de absorção mássico e ρ a massa específica do fluorescedor.

Os resultados desses cálculos para o tubo trabalhando a 90 KV são mostrados na Tabela 4.2.3, onde as colunas representam :

- (1) Comprimento de onda λ do espectro incidente
- (2) Coeficiente de absorção mássica do Cério
- (3) Relação da intensidade absorvida por uma pastilha de cério de 0.62 mm. de espessura com $I(\lambda)$.

- (4) Valor de $I(\lambda)/K_1Z$ calculado pela fórmula de Kramers.
- (5) Intensidade absorvida pelo fluorescedor por unidade de corrente do tubo ou seja o produto: $Z \cdot (3) \cdot (4)$.

O fluorescedor usado aqui é uma pastilha de cério de alta pureza (>0.9999), de 0.62 mm. de espessura e 25×25 mm² de superfície e massa específica 6.9 g/cm³.

A intensidade $I(\lambda)$ da radiação branca é emitida pelo alvo de W ($Z=74$) de um gerador convencional trabalhando a tensões de 90 e 150 kV, sendo que o intervalo útil é:

$$\lambda_{\min} \leq \lambda \leq \lambda_{\text{CoKedge}} \quad [4.5]$$

Com os valores da Tabela 4.2.3 é possível obter alguns resultados úteis. As áreas sob as curvas dos gráficos da intensidade de radiação emitida pelo alvo do tubo e da radiação absorvida pelo fluorescedor, em função do comprimento de onda, fornecem, os valores das potências emitidas e absorvidas respectivamente. Esses valores foram calculados por integração numérica tendo-se usado intervalos $\Delta\lambda = 0.01$ Å. Essas potências são proporcionais às áreas por unidade de corrente elétrica i do tubo de raios X.

Tabela 4.2.3.

Intensidades emitida pelo gerador a 90 KV
e absorvida pelo fluorescedor.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
$\lambda (\text{\AA})$	$(\frac{\mu}{\rho})_{\text{Ce}}$	$\frac{I_{\text{abs. Ce}}}{I(\lambda)}$	$\frac{I(\lambda)}{K i Z_{\text{alvo}}}$	$\frac{I_{\text{abs Ce}}}{K i}$
0.10	1.58	0.4913	0	0
0.11	2.01	0.5768	0	0
0.12	2.50	0.6568	0	0
0.13	3.06	0.7299	0	0
0.1378	3.49	0.7746	0	0
0.14	3.69	0.7937	0.8145	47.83
0.15	4.39	0.8471	3.935	246.64
0.16	5.16	0.8900	6.293	414.46
0.17	6.02	0.9239	8.086	552.9
0.18	6.96	0.9491	9.452	663.6
0.19	7.97	0.9669	10.493	750.6
0.20	9.07	0.9794	11.284	760.0
0.21	10.26	0.9876	11.88	868.6
0.22	11.53	0.9928	12.325	905.7
0.23	12.90	0.9960	12.648	932.2
0.24	14.36	0.9979	12.876	950.7
0.25	15.92	0.9989	13.028	951.8
0.26	17.57	0.9995	13.118	970.2
0.27	19.32	0.9997	13.160	973.5
0.28	21.18	0.9999	13.162	973.9
0.29	23.14	0.9999	13.133	971.7
0.30	25.20	1.0	13.079	967.8
.3064	26.58	1.0	13.033	964.4

→ λ_{min} → CeK_{edge}

A energia do feixe incidente entre λ_{min} e λ_{Kedge} é:

$$a) S_0 = Z \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{Kedge}}} \frac{I(\lambda)}{K i Z} d\lambda \cong Z \Delta\lambda \sum \frac{I(\lambda)}{K i Z}, \quad [4.6]$$

onde Z corresponde ao alvo do tubo de Raios X. A energia absorvida pelo fluorescedor no intervalo definido por [4.5] é:

$$b) S_{\text{abs. Ce}} = Z \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{Kedge}}} \frac{I_{\text{abs. Ce}}}{K I} d\lambda \cong \Delta\lambda \sum \frac{I_{\text{abs. Ce}}}{K I} d\lambda. \quad [4.7]$$

Esta grandezas, com os dados da Tabela 4.2.3 tomados dentro do intervalo de comprimentos de onda [4.5], adquirem os valores:

$$a) S_0 = 74 \times 0.01 \times 178.77 \approx 132.29$$

$$b) S_{\text{abs Ce}} = 0.01 \times 12922.13 \approx 129.22$$

A razão entre (b) e (a), ou seja, entre a energia absorvida pelo Ce e a energia do feixe incidente, no intervalo especificado, que chamaremos de *eficiência de absorção*, é:

$$\frac{S_{\text{abs Ce}}}{S_0} = \left(\frac{E_{\text{abs Ce}}}{E_0} \right) (\lambda_{\text{min}}, \text{CeK}_{\text{edge}}) = \frac{129.22}{132.29} \approx 0.9768. \quad [4.8]$$

Esta relação indica que 97,7 % da energia da radiação branca incidente sobre a pastilha, entre os limites λ_{min} e λ_{edge} , é absorvida pelo Ce.

O rendimento de produção da fluorescência ω_K (fluorescent yield) será:

$$\omega_K = \frac{N^\circ \text{ de fótons emitidos pela camada K}}{N^\circ \text{ de fótons absorvidos pela camada K}} = \frac{b Z_f^4}{1 + b Z_f^4} = 0,92729. \quad [4.9]$$

onde $b = 1.127 \times 10^{-6}$ e Z_f , o número atômico do fluorescedor que, para o Ce é igual a 58. O produto da *eficiência de absorção*, expressão [4.8], por ω_K é a *eficiência da transformação da radiação branca em radiação Ce_{K α , β}* :

$$\text{Eficiência da transformação} = 0,9753 \times 0,9273 = 0,90437. \quad [4.10]$$

Este resultado é notável pois indica que mais de 90 % da energia do espectro branco do tubo de W, trabalhando a 90 kV e compreendida entre λ_{min} e λ_{edge} do Ce, é convertida em Ce_{K α} e Ce_{K β} . Em outros termos, a conversão de frequência obtida pelo mecanismo de fluorescência é provavelmente o de maior eficiência dentre os conhecidos quando se escolhem condições e materiais adequados.

Por outro lado, como $I_{K\alpha} \approx 6 I_{K\beta}$, a energia da emissão

fluorescente é dividida entre as linhas $K\alpha$ e $K\beta$ na proporção:

$$I_{\text{CoK}\alpha} = 0,775 ,$$

$$I_{\text{CoK}\beta} = 0,129 .$$

ABSORÇÃO DO AR E DO ALUMÍNIO

Os raios X, antes de incidirem no fluorescedor, tem de atravessar uma camada de ar que também absorve energia daquela radiação. A Tabela 4.2.4 mostra os resultados dos cálculos semelhantes àqueles efetuados acima quando um feixe de radiação

Tabela 4.2.4.

Absorção dos Raios X por 100cm de ar e por 1mm de alumínio

λ (Å)	100 cm de ar		1 mm de Al	
	$\frac{\mu}{\rho}$	$e^{-\mu t}$	$\frac{\mu}{\rho}$	$e^{-\mu t}$
0.10	0.144	0.982	0.155	0.959
0.15	0.160	0.980	0.205	0.946
0.20	0.176	0.977	0.277	0.928
0.25	0.197	0.975	0.380	0.902
0.30	0.220	0.972	0.525	0.868
0.40	0.299	0.962	0.97	0.770
0.50	0.418	0.947	1.82	0.612
0.60	0.650	0.919	3.70	0.368
0.70	0.962	0.883	5.75	0.212
0.80	1.360	0.839	8.80	0.093
0.90	1.86	0.787	11.8	0.041
1.00	2.40	0.734	15.2	0.017
1.50	7.62	0.374	41.5	1.4×10^{-5}
2.00	17.6	0.103	87	-
2.50	33.5	0.013	235	-

branca atravessa o ar e uma placa de alumínio. As massas específicas destes materiais são:

$$\rho_{\text{ar}} = 1,29 \text{ Kg/m}^3 \text{ (CNTP)}$$

$$\rho_{\text{Al}} = 2,70 \text{ g/cm}^3 ;$$

Na referida Tabela consta o coeficiente de absorção para o ar e para o alumínio, assim como a intensidade relativa do feixe após atravessar 1000 mm de ar e 1 mm de alumínio respectivamente.

Na Tabela 4.5 dá-se o resultado dos cálculos para as

intensidades da radiação branca gerada pelo gerador trabalhando a 90 kV e depois que o feixe atravessa 100 cm de ar, 1 mm de alumínio e o valor resultante após atravessar esta duas camadas.

Tabela 4.5

Radiação branca com gerador trabalhando a 90 kV ; $\lambda_{min} = 0,1378 \text{ \AA}$.

$\lambda \text{ (\AA)}$	$\frac{I(\lambda)}{KiZ_{alvo}^2}$	Após 100 cm de ar	Após 1mm de Al	Al + ar
0.1378	0	0	0	0
0.15	3.935	3.856	3.723	3.648
0.20	11.284	11.02	10.47	10.23
0.25	13.028	12.70	11.75	11.46
0.30	13.074	12.71	11.35	11.32
0.40	11.90	11.40	9.16	8.81
0.50	10.52	9.96	6.64	6.10
0.60	9.32	8.56	3.43	3.15
0.70	8.33	7.36	1.77	1.56
0.80	7.51	6.30	0.70	0.59
0.90	6.83	5.37	0.28	0.22
1.00	6.26	4.59	0.11	0.08
1.50	4.39	1.64	6×10^{-5}	2×10^{-5}
2.00	3.37	0.347	-	-
2.50	2.74	0.036	-	-

A seguir, dá-se a razão entre a energia transmitida e a incidente numa placa de Al com 1 mm de espessura, nos intervalos de comprimento de onda indicados :

Intervalo	Razão
$\lambda_{min} < \lambda < 0,3 \text{ \AA}$	90,2 %;
$0,3 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 1,00 \text{ \AA}$	36 %;
$1,00 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 2,50 \text{ \AA}$	0,65 %;

Esses valores mostram a conveniência do uso do Al como filtro pois a radiação com $\lambda \geq 1,00 \text{ \AA}$ é praticamente eliminada.

As Tabelas 4.6, 4.7 e 4.8 mostram os resultados dos cálculos das intensidades da radiação branca emitida por um gerador com alvo de W trabalhando com 150, 200 e 250 kV respectivamente e, também, as intensidades absorvidas pelo Ce. Esses resultados são indispensáveis nas aplicações reais do método de formação de

imagens deste trabalho.

Tabela 4.6.

Radiação branca com gerador trabalhando a 150 kV ; $\lambda_{\min} = 0,0827 \text{ \AA}$.

λ	$I(\lambda)$		λ	$I(\lambda)$		λ	$I(\lambda)$	
	K	i Z		K	i Z		K	i Z
0.0827	0.0	0.0	0.22	34.30	34.05	0.50	20.18	
0.09	10.90	5.14	0.23	33.67	33.54	0.60	17.38	
0.10	20.92	10.28	0.24	33.02	32.95	0.70	15.23	
0.11	27.28	15.74	0.25	32.37	32.33	0.80	13.55	
0.12	31.32	20.57	0.26	31.71	31.69	0.90	12.20	
0.13	33.84	24.70	0.27	31.07	31.06	1.00	11.09	
0.14	35.35	28.85	0.28	30.43	30.43	1.25	9.03	
0.15	36.17	30.64	0.29	29.81	29.81	1.50	7.62	
0.16	36.51	32.49	0.30	29.20	29.20	1.5418	7.42	
0.17	36.53	33.75	0.31	28.60	—	1.79	6.44	
0.18	36.31	34.46	0.32	28.02	—	1.93	6.00	
0.19	35.94	34.75	0.35	26.39	—	2.00	5.80	
0.20	35.46	34.76	0.40	23.98	—	2.25	5.18	
0.21	34.90	34.47	0.45	21.93	—	2.50	4.68	

$$S_{\text{até CeK}_{\text{edge}}} = 662.11,$$

$$S_{\text{abs Ce em } (\lambda_{\min}, \text{CeK}_{\text{edge}})} = 625,$$

$$\text{Eficiência de absorção} = 94,4 \%,$$

$$\text{Fração de energia transformada em CeK}_{\alpha, \beta} = 87,5 \%.$$

Tabela 4.7.

Radiação branca com gerador trabalhando a 200 kV ; $\lambda_{\min} = 0,0620 \text{ \AA}$.

$\lambda (\text{\AA})$	$\frac{I(\lambda)}{K i Z}$	$\frac{I_{\text{abs Ce}}}{K i}$	$\lambda (\text{\AA})$	$\frac{I(\lambda)}{K i Z}$	$\frac{I_{\text{abs Ce}}}{K i}$	$\lambda (\text{\AA})$	$\frac{I(\lambda)}{K i Z}$
0.0620	0.0	0.0	0.21	54.13	53.46	0.45	30.90
0.07	26.33	6.33	0.22	52.65	52.27	0.50	28.26
0.08	45.36	14.51	0.23	51.22	51.02	0.60	24.10
0.09	55.75	22.56	0.24	49.84	49.74	0.70	21.00
0.10	61.29	30.12	0.25	48.52	48.47	0.80	18.60
0.11	63.98	36.90	0.26	47.24	47.22	0.90	16.69
0.12	64.96	42.67	0.27	46.02	46.01	1.00	15.13
0.13	64.90	47.37	0.28	44.85	44.85	1.25	12.26
0.14	64.19	50.95	0.29	43.73	43.73	1.50	10.31
0.15	63.08	53.43	0.30	42.65	42.65	1.75	8.89
0.16	61.74	54.95	3064	41.99	41.99	2.00	7.81
0.17	60.27	55.68	0.31	41.62	-	2.25	6.97
0.18	58.74	55.75	0.32	40.64	-	2.50	6.29
0.19	57.19	55.30	0.35	37.92	-	2.75	5.73
0.20	55.65	54.50	0.40	34.07	-	3.00	5.27

 S_0 até $\text{CeK}\alpha_{\text{edge}}$ = 1312.10; $S_{\text{abs Ce}}$ em $(\lambda_{\min}, \text{CeK}\alpha_{\text{edge}})$ = 1087.31;

Eficiência de absorção = 82.87 %;

Fração da energia transformada em $\text{CeK}\alpha\text{-}\beta$ = 76.84 %.

Tabela 4.8.

Radiação branca com gerador trabalhando a 250 kV ; $\lambda_{\min} = 0,0496 \text{ \AA}$.

$\lambda (\text{\AA})$	$\frac{I(\lambda)}{K i Z}$	$\frac{I_{\text{abs Ce}}}{K i}$	$\lambda (\text{\AA})$	$\frac{I(\lambda)}{K i Z}$	$\frac{I_{\text{abs Ce}}}{K i}$	$\lambda (\text{\AA})$	$\frac{I(\lambda)}{K i Z}$
0.0496	0.0	0.0	0.19	78.41	75.81	0.35	49.44
0.05	3.23	0.36	0.20	75.81	74.25	0.40	44.15
0.06	58.24	9.91	0.21	73.33	72.42	0.50	36.52
0.07	83.94	20.20	0.22	70.98	70.47	0.60	30.82
0.08	95.77	30.63	0.23	68.75	68.48	0.70	26.76
0.09	100.55	40.68	0.24	66.64	66.50	0.80	23.64
0.10	101.61	49.94	0.25	64.65	64.58	0.90	21.17
0.11	100.64	58.05	0.26	62.75	62.72	1.00	19.16
0.12	98.57	64.74	0.27	60.95	60.93	1.25	15.9
0.13	95.92	70.01	0.28	59.25	59.24	1.50	13.00
0.14	92.99	73.81	0.29	57.63	57.62	1.75	11.19
0.15	89.96	76.21	0.30	56.09	56.09	2.00	9.83
0.16	86.95	77.39	3064	55.15	55.15	2.25	8.76
0.17	83.99	77.60	0.31	54.16	-	2.50	7.90
0.18	81.12	77.01	0.32	53.24	-	2.75	7.20

 S_0 até $\text{CeK}\alpha_{\text{edge}}$ = 2004.04; $S_{\text{abs Ce}}$ em $(\lambda_{\min}, \text{CeK}\alpha_{\text{edge}})$ = 1551.59;

Eficiência de absorção = 77.42 %;

Fração da energia transformada em $\text{CeK}\alpha\text{-}\beta$ = 71.79 %.

Tabela 4.9

kV	(a) $\frac{\Sigma I(\lambda)}{K \cdot t}$	(b) E _{abs. Ce}	(c) Ef. transf. (%)	(d) E _{CeKα-β}
90	132.30	129.02	90.44	119.64
150	662.11	625	87.52	579.35
200	1312.10	1087.31	76.84	1008.22
250	2004.04	1551.59	71.79	1438.77

A Tabela 4.9 mostra, de maneira resumida, a) os valores da energia do feixe incidente compreendida entre os comprimentos de onda λ_{\min} e λ_{Kedge} na escala acima citada. b) a energia absorvida pelo cério, à mesma escala, c) a eficiência de transformação e d) a energia transformada em radiação Ce K α - β .

Os valores dos coeficientes de absorção mássico para a radiação CeK α , Sm K α , I K α e Ba F α de elementos encontrados nos tecidos do corpo humano, estão na Tabela 4.10. Tabela 4.10

Coefficiente de absorção para as radiações fluorescentes usadas

Elem. λ (Å)	Z	$\frac{\mu}{\rho}$			
		Ce K α 0.360	Sm K α 0.3121	I K α 0.4348	Ba K α 0.3866
H	1	0.355	0.37	0.361	0.355
C	6	0.235	0.21	0.281	0.249
N	7	0.274	0.22	0.349	0.296
O	8	0.326	0.25	0.441	0.361
Mg	12	0.698	0.48	1.089	0.817
Ca	20	2.657	1.81	4.498	3.234
I	53	36.979		9.211	6.593
Ba	56	6.384	24.	10.755	7.723

Os elementos encontrados nos tecidos orgânicos são leves e, como mostra a Tabela 4.10, seus coeficientes de absorção são pequenos em relação ao dos elementos iodo e bário, para as radiações Ce K α e Sm

$K\alpha$ respectivamente. Como estes valores aparecem no expoente negativo de uma exponencial, o valor desta, que representa a fração transmitida será muito maior para os elementos leves, ou, em outros termos, estes elementos, que pouco absorvem esta radiação, assim como a $I K\alpha$ e a $Ba K\alpha$, serão praticamente transparentes e pouco alterarão a imagem obtida por fluorescência.

-Estes resultados permitem ser bastante otimistas quanto à possibilidade de se obter a imagem de um órgão marcado com I ou Ba quase como se este estivesse isolado no espaço. A escolha do elemento a ser introduzido no órgão não fica limitada ao I e o Ba podendo outro elemento ser escolhido em casos específicos.

-As dificuldades experimentais para se conseguir isto, como veremos mais adiante, residem no fato de que os geradores de Raios X de uso médico, empregados neste trabalho, não foram projetados para este uso.

4.3 DESCRIÇÃO DO DISPOSITIVO.

O esquema de princípio do dispositivo resultante está esquematizado na Figura 4.2.

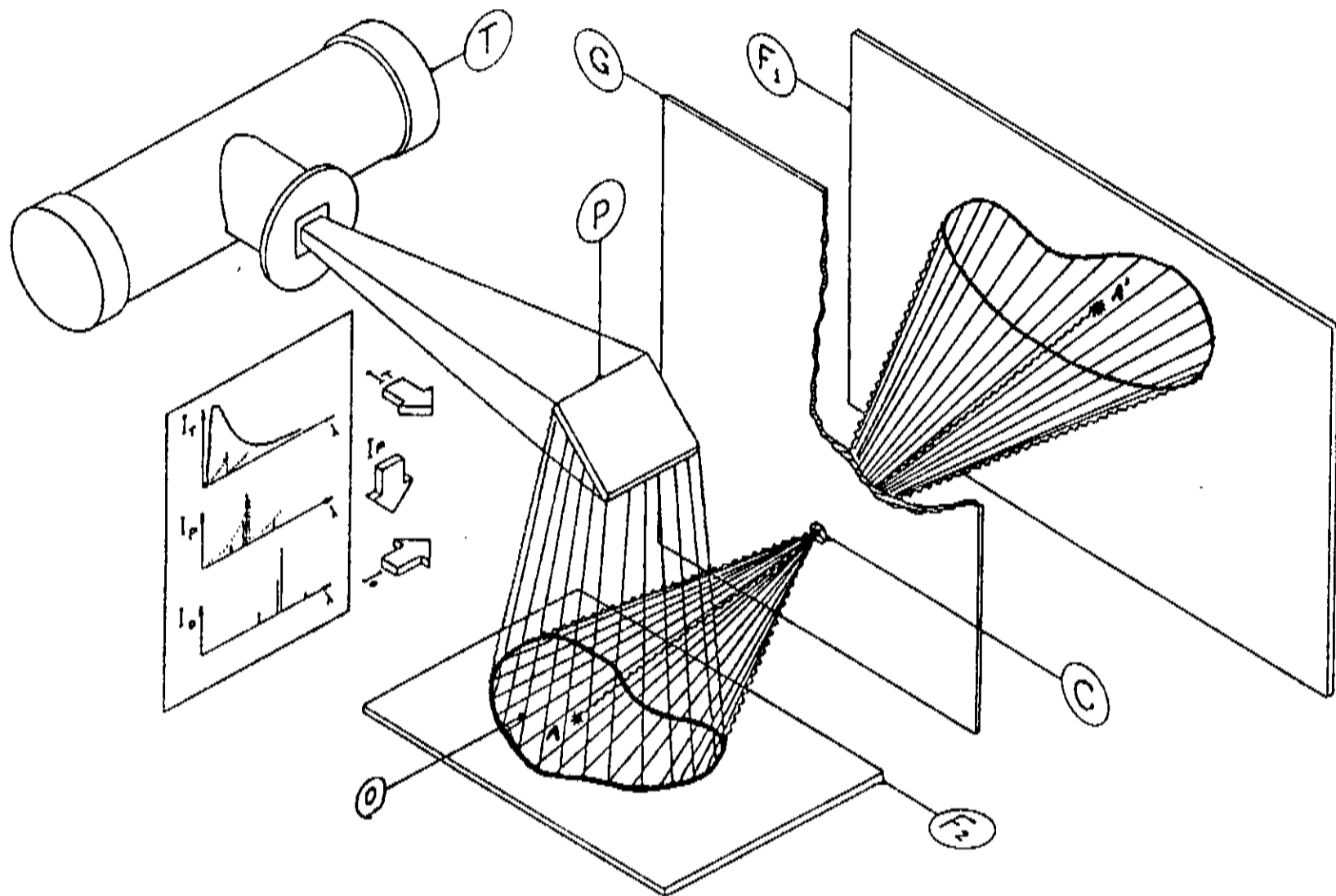


Figura 4.2. Esquema de princípio para obtenção de imagens de um corpo com radiação fluorescente. T - tubo de raios X; P - pastilha de material para emitir radiação fluorescente que excitara a fluorescência de substância injetada no corpo O; G - placa de chumbo; C - furo; F₁ - filme para registrar a imagem do corpo O, formada pela radiação fluorescente emitida pela substância colocada em O; F₂ - filme para obter a radiografia do corpo O com a radiação monocromática emitida por P; A' - ponto imagem do ponto objeto A.

Nos parágrafos anteriores calculamos a eficiência da transformação da radiação incidente em fótons Ce $K\alpha$ - β , cujos valores estão na Tabela 4.9 para várias tensões usuais em geradores de uso médico.

Os espectros contínuos calculados, gerados pelo tubo para estas tensões estão nas Tabelas 4.5 a 4.8 e representados graficamente

nas Figuras 4.4. e 4.5. onde também aparece a curva do coeficiente de absorção para o ferro e para o cério respectivamente. Estes são os espectros da radiação na região T-P, entre o tubo e o fluorescedor, no esquema da Fig 4.2.

Quando irradiado, o fluorescedor se converte numa fonte de raios X de linhas características K, L, etc. Ou seja, o espectro na região P-O é formado de linhas discretas. Figura 4.3.

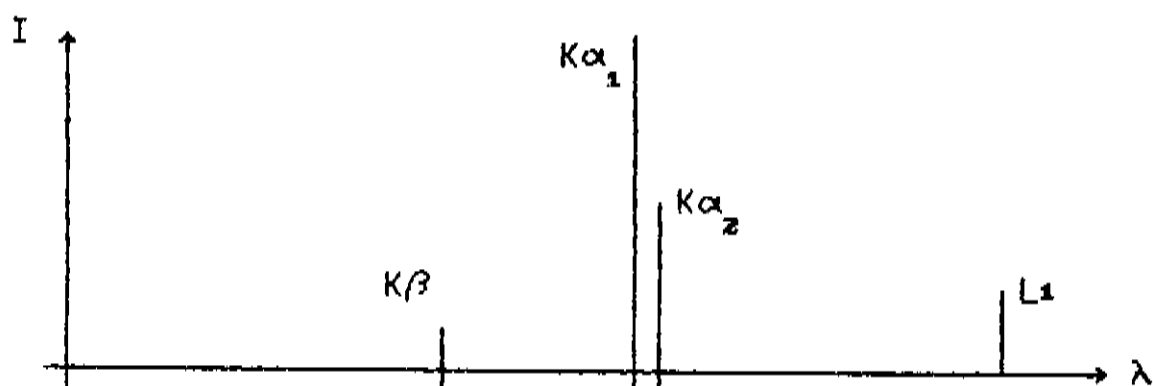


Fig. 4.3. Esquema da distribuição de algumas das linhas do espectro característico emitido por um elemento químico. O desenho não está em escala.

O material do fluorescedor, como já foi dito, é escolhido para que sua radiação $K\alpha$ - β possa excitar preferencialmente um elemento colocado no órgão, por exemplo I ou Ba, bem tolerados pelo organismo, e cuja fluorescência permitirá visualizá-lo.

A radiação incidente no órgão, proveniente do fluorescedor, e a fluorescente emitida pelo I ou Ba (Figura 4.1), são pouco absorvidas pelos tecidos orgânicos de acordo aos resultados que figuram na Tabela 4.10.

Vê-se assim que o uso que se faz tanto do I como do Ba é absolutamente diferente daquele usado em radiografia. Neste último caso utiliza-se a sua opacidade, isto é, a propriedade de absorver e deter os raios X; a radiografia mostra, portanto, a sombra dos órgãos.

Neste novo método o I ou o Ba absorvem a radiação $CeK\alpha\beta$, ficam excitados e emitem suas radiações características, $IK\alpha$ - β , $BaK\alpha$ - β , etc. Atuam assim como geradores de radiação que é emitida em todas as direções e após passar por um colimador C, simples furo numa placa de Pb, ambos convenientemente dimensionados e geometricamente

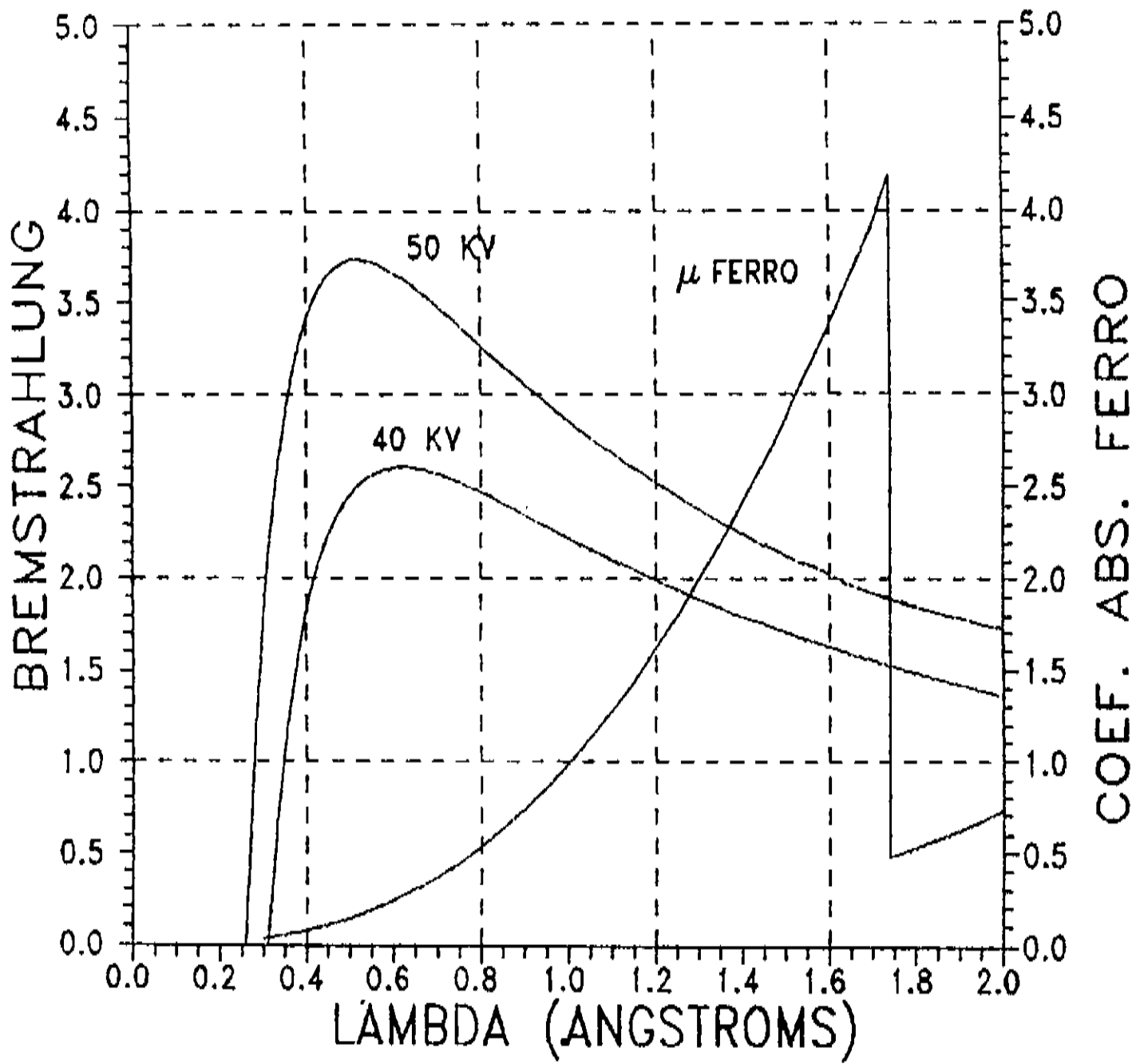


Figura 4.4. $(I \text{ vs. } \lambda)$ de um tubo de cobre operando a 40 e 50 kV e, sobreposto $(\mu_m \text{ vs. } \lambda)$ para o ferro.

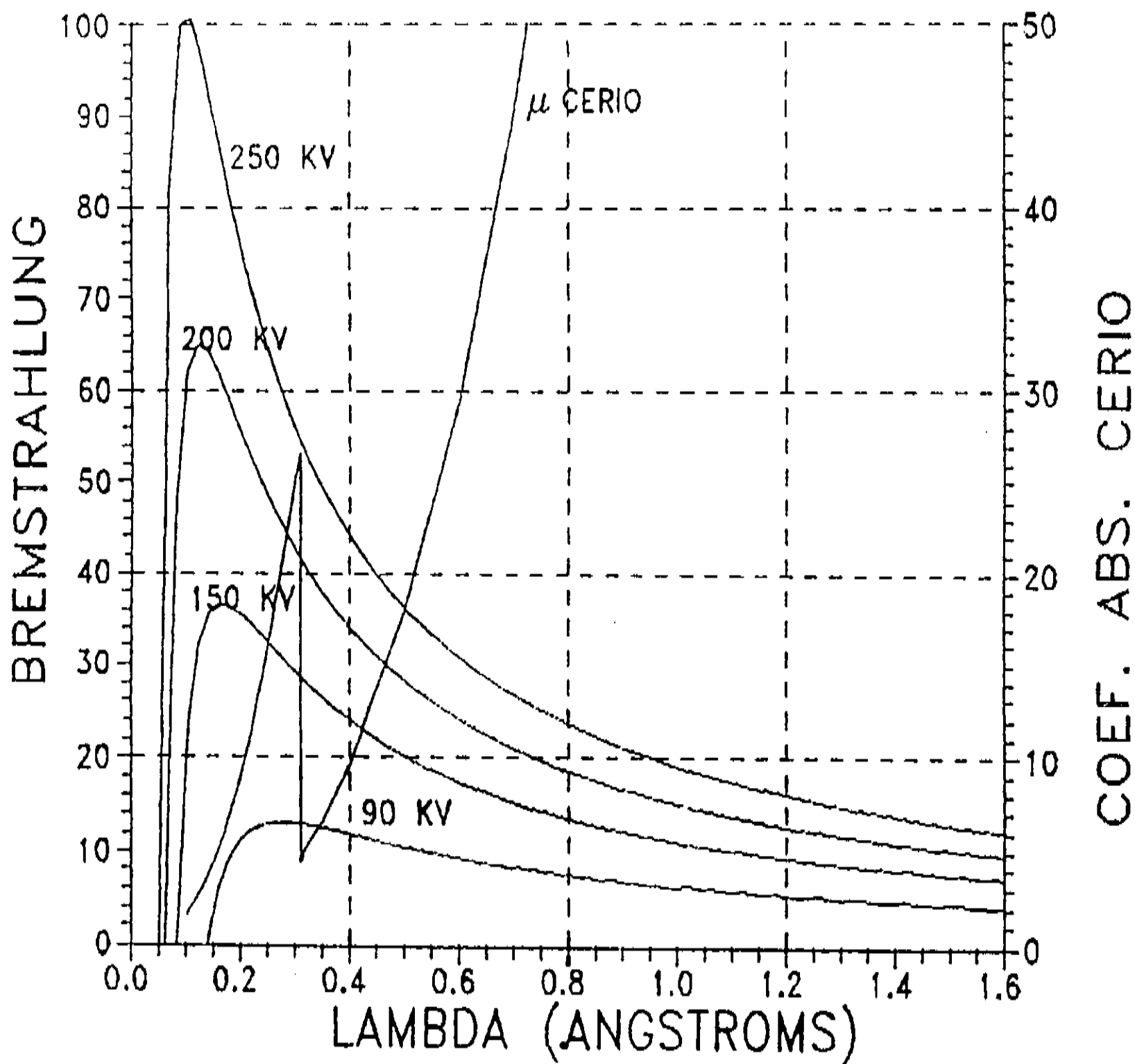


Figura 4.5 (I vs. λ) de um tubo de tungstênio operando a 90, 150, 200 e 250 KV respectivamente e, sobreposto, (μ_m vs. λ) do cério.

dispostos, dão origem a uma imagem sobre o filme colocado em F_1 (Figura 4.2.).

Esta imagem é formada pelos feixes de raios X gerados pelos átomos de I ou Ba no interior do órgão e que passam pelo colimador C. A imagem de um "ponto" A será um ponto A'. Sob condições que serão analisadas depois, as dimensões dentro da imagem são aproximadamente proporcionais às do objeto. Esta condição é importante para se ter uma imagem pouco distorcida do objeto.

A imagem estereoscópica de um objeto é formada a partir de duas de suas imagens, obtidas em direções diferentes. O método aqui estudado permite formar, simultaneamente, diversas imagens satisfazendo tal condição. Com isto, é evidente a possibilidade de se ver a imagem tri-dimensional de um órgão, com todas as vantagens que isto acarreta para a melhor compreensão da estrutura espacial do objeto em estudo.

Quando o objeto em estudo não é um órgão vivo, pode-se simplificar o método usando excitação mediante o feixe direto do tubo e a radiação fluorescente do elemento acrescentado para se obter a imagem do objeto. Um exemplo é a experiência descrita no próximo parágrafo.

4.3.1. Imagens obtidas com radiação de um tubo de Cu e um gerador de uso cristalográfico.

Neste caso foi utilizado no laboratório uma montagem simples em que o objeto a ser visualizado foi formado por uma distribuição geometricamente bem definida de cabeças de alfinete e diretamente bombardeados pela radiação de um tubo de cobre. A radiação $Cu K\alpha = 1.54 \text{ \AA}$ excita a fluorescência do ferro contido nas cabeças de alfinete, sendo o coeficiente de absorção mássico do Fe, para $Cu K\alpha$ de $\mu/P = 308$, valor muito alto (a borda de absorção K do Fe está em 1.743 \AA), o que garante uma alta eficiência na absorção do espectro do cobre entre λ_{\min} e 1.743 \AA .

O ideal seria usar um alvo que tivesse a raia de maior intensidade coincidindo com a borda de absorção do material que se

deseja fazer fluorescer. Geralmente não existe um elemento químico satisfazendo essa condição. Usa-se então um que se aproxime dela. Neste caso, o níquel ($Z = 28$) seria o elemento mais próximo. Entretanto os alvos de cobre ($Z = 29$), os mais comuns em geradores de raios X usados em difratometria, são uma boa alternativa, o que determina a sua escolha.

Como mostrado no Capítulo 3, a radiação branca entre os limites λ_{\min} até λ_{Kedge} , também contribuirá para a fluorescência. No gerador usado, um Philips PW 1140 operando a 40 e a 50 KV, com correntes entre 20 e 40 mA, somente a porção do espectro total emitida entre $\lambda_{\min} = 0.31 \text{ \AA}$ e 0.25 \AA respectivamente e 1.743 \AA contribuirá para a emissão de Fe $K\alpha$ e $K\beta$.

Nessa experiência obtiveram-se imagens da distribuição dos alfinetes com exposições de um par de minutos. Vide Capítulo 6.2. Detalhes dessa montagem são mostrados na Figura 5.1.

4.3.2- Radiografia com feixe monocromático.

No aparelho esquematizado na Figura 4.1, o feixe de radiação, $\text{CuK}\alpha$ por exemplo, após atravessar o corpo ou órgão em questão, pode ser registrado no filme colocado na posição F_2 em contato (ou quase) com o corpo. Tem-se então uma radiografia feita com a radiação monocromática proveniente do fluorescedor.

É possível que a razão pela qual a radiação monocromática não tenha sido ainda utilizada para obter radiografias é a dificuldade de se monocromatizar um feixe com seção reta o bastante ampla para realizar aplicações radiográficas práticas. Com o método desenvolvido neste trabalho essa dificuldade foi superada.

Para se conseguir uma radiografia com boa resolução é necessário usar um foco de dimensões bastante pequenas. Esta condição não está muito bem satisfeita neste esquema, mas pode ser aproximada pelo menos de duas formas :

a) modificando o ângulo do fluorescedor com o feixe primitivo proveniente do tubo e o ângulo de "take-off" do feixe fluorescente de modo que as dimensões da pastilha, vistas desde o órgão irradiado, sejam relativamente pequenas, formando um foco quase

linear. Quanto mais fino esse foco menor será a intensidade disponível para produzir a radiografia monocromática. A posição mais conveniente da pastilha resulta de um compromisso entre intensidade e resolução e pode ser determinada por tentativa e erro.

b) Utilizando um colimador formado por uma lâmina de chumbo, colocada entre o fluorescedor e o órgão, na qual um pequeno furo desempenharia o papel de foco pontual.

Após termos visto que é possível obter uma radiografia monocromática é o caso de se perguntar quais seriam as características da mesma e a sua possível utilidade. Primeiro, é obvio que a radiação absorvida pelo órgão será muito menor que no caso de uma radiografia comum com a consequente diminuição dos riscos de irradiação. Segundo, um elemento pesado, que absorve fortemente a radiação, poderá ser posto em evidência.

Neste último caso enquadra-se a glândula tireóide que possui maior quantidade de iodo do que os outros tecidos. A concentração de I, em tireóides humanas normais, pode ser estimada a partir dos seguintes dados:

- massa média da tireóides ≈ 30 g;
- massa média de iodo ≈ 10 mg;
- quantidade acumulada de I absorvida diariamente ≈ 60 μ g;
- concentração plasmática de I em amostras de sangue < 1 μ g/100 cm^3 .

Considerando a massa específica média daquela glândula como sendo aproximadamente unitária, a concentração média de I na tireóides será de 300 μ g/ cm^3 , ou seja, ao redor de 30000 vezes maior do que a concentração plasmática de I no sangue.

A determinação da distribuição deste elemento na glândula é do maior interesse em Endocrinologia (Caticha, Omar S., 1988), sobretudo quando é possível detectá-lo em condição natural de concentração; em outros casos o iodo é administrado em forma oral e sua distribuição nas tireóides, que o fixa preferencialmente, analisada a posteriori. Neste caso a radiografia monocromática pode fazer um trabalho semelhante ao feito pela cintilografia, com a vantagem de que o iodo utilizado não é radioativo, como no caso

desta técnica, permitindo eventualmente a detecção de pequenos tumores ou nódulos, assim como nódulos frios, etc. As experiências feitas com tireóides se limitam apenas a um caso, (veja resultados no Cap. 6), não sendo ainda possível fazer uma comparação entre ambos métodos. Contudo existe uma boa expectativa de que o novo método venha a possuir melhor resolução que a cintilografia.

A flografia 6.8 (Cap 6), imagem de uma tireóide de cachorro obtida pelo método da radiação monocromática, deve ser, salvo melhor informação, a primeira radiografia da tireóide jamais obtida. Embora sua resolução seja pobre, essa imagem é uma demonstração cabal de que o método estudado teoricamente pode dar resultados reais nunca atingidos pelos métodos clássicos.

4.3.3 Imagens obtidas com a radiação fluorescente emitida pelo próprio corpo.

Teoricamente é possível obter a imagem de um objeto usando a radiação proveniente dele, um dispositivo ótico adequado e um sensor conveniente.

Isto é possível porque o corpo espalha radiação contendo informação sobre a sua estrutura em todas as direções.

O sistema ótico ideal deveria ser (quase) anastigmático. Uma aproximação razoável foi obtida com o sistema esquematizado na Figura 4.2., que permite formar, com os raios X fluorescentes emitidos pelo corpo, a imagem sobre o filme F_1 .

Depois de ajustado o tamanho do colimador, o tempo real de exposição foi praticamente igual ao obtido para as imagens dos objetos contendo ferro, apesar de que estas foram obtidas com excitação do feixe primário.

A fluorescência do iodo foi excitada pela radiação característica do cério. Como pode ser visto na Tabela 4.1, a raia K_{α} do cério é menor e bem próxima da borda de absorção K_{abs} do iodo. O fenômeno da fluorescência também foi usado para se obter as raias características do cério e como os ω_K destes elementos são relativamente altos, o rendimento final da conversão da radiação branca incidente no cério em radiação fluorescente do iodo é cerca

de 80%. Isto explica o fato de que o tempo de exposição seja quase o mesmo que o usado com irradiação do feixe integral, apesar das imagens terem sido obtidas com radiações terciárias.

Para obter estes resultados usou-se o gerador Philips tipo "DIAGNOSTIC 100" usados em radiografia médica. Seu alvo é de tungstênio e opera, durante o tempo máximo de dois segundos, com os respectivos valores extremos de tensão e corrente de 150 kV e 320 mA. Estes geradores não possuem sistema de refrigeração forçada, como aqueles usados em difratometria. É necessário aguardar cinco minutos entre duas irradiações sucessivas quando trabalhando com os valores máximos de corrente e tensão.

Esse tempo de arrefecimento, no nosso caso, praticamente inviabiliza o uso rotineiro deste aparelho para esta operação, pois um tempo real de exposição de dois minutos se transforma num tempo efetivo de cinco horas. O resultado mostrado na Fig. 6.8. é um exemplo típico obtido nessas condições. Obviamente essa dificuldade seria superada com um aparelho de uso contínuo, como por exemplo, os usados em tomografia

CAPITULO 5

DISPOSITIVOS E TECNICAS USADOS PARA OBTER IMAGENS COM RADIAÇÃO FLUORESCENTE.

5.1. Introdução.

A Figura 4.2. esquematiza diferentes possibilidades de se obter imagens usando raios X fluorescentes. Os dispositivos construídos, idealizados a partir daquele esquema e dos princípios expostos no Capítulo 4., efetuam todas aquelas operações e são enumerados a seguir:

- a) Dispositivos para formar imagens fluorescentes irradiando o objeto com radiação total do tubo.
- b) Dispositivos para obter radiografias com feixes monocromáticos.
- c) Dispositivos para obter imagens fluorescentes com radiação fluorescente.

Para cada uma dessas aplicações analisaram-se diferentes possibilidades construtivas, as quais não serão descritas na sua totalidade. Por exemplo, as primeiras tentativas foram realizadas com séries de fendas Soller cruzadas como sistema óptico anastigmático, desenvolvido por Parente e Caticha-Ellis (1974) num outro contexto que implica numa escala diferente. Este sistema é de difícil construção mecânica dadas as dimensões envolvidas. Tentativas feitas com fendas usadas em difratometria X não forneceram resultados aceitáveis. A transparência teórica é relativamente baixa para as dimensões possíveis de serem atingidas na prática, razão pela qual foi o sistema foi abandonado.

Outra concepção, que foi logo abandonada, consistia de tubos metálicos de pequeno diâmetro colocados paralelamente e em forma compacta.

A solução adotada foi conceitualmente a mais simples e fácil de se construir, isto é, o uso como colimador, de um simples furo chanfrado de pequeno diâmetro numa placa de chumbo. O dispositivo

obtido foi uma câmara do tipo "pinhole".

A seguir descrevem-se os dispositivos previstos em a), b) e c).

5.2. Dispositivos para formar imagens fluorescentes irradiando o objeto com radiação total do tubo.

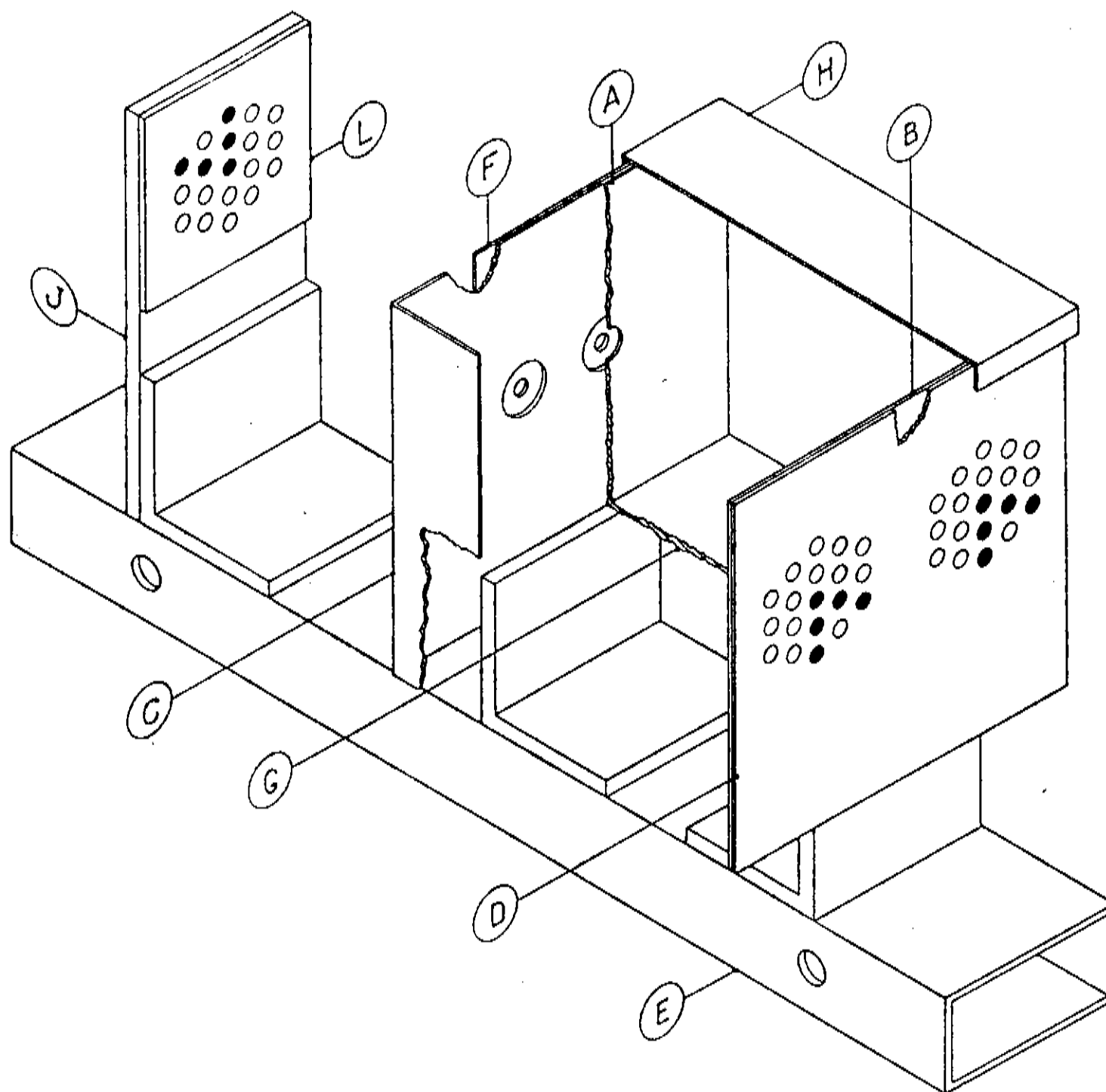


Figura 5.1. Dispositivo utilizado para obter imagens com a radiação fluorescente emitida pela própria amostra quando irradiada com a radiação total emitida por um gerador convencional de raios X.

5.2.1. Imagens simples

Quando é possível irradiar a amostra com a radiação gerada pelo tubo de raios X, o sistema fica mais simples do que aquele esquematizado na Figura 4.2. Os elementos básicos da montagem são:

I) Gerador de raios X.

A fonte de raios X primária foi o gerador PhilipsPW 1140/00/60 utilizado em análise cristalográfica, operando, a 40 kV e 50 kV, de 20 a 40 mA, com tubo de cobre, foco linear e janela sem filtro, cuja radiação característica $K\alpha$ (1.5418 Å) é adequada para excitar o ferro contido na amostra ($\lambda_{\text{edg}} = 1.7433 \text{ Å}$).

II) Câmara.

A Figura 5.1. mostra o esquema simplificado do dispositivo construído. Ele consta de um porta amostra (L) com um suporte de sustentação (J). As paredes da câmara do tipo "pinhole", com diafragmas na placa de chumbo F, são formadas pelas placas de chumbo anterior (A), posterior (B), corpo (G) e tampa (H). Este conjunto tem como suporte a parte frontal (C) e a parte trazeira D. As partes J, C e D são fixadas na base E. Elas tem graus de liberdade suficientes para serem ajustadas adequadamente.

A placa de chumbo que contém o diafragma, foi colocada paralelamente ao porta amostra com o seu furo de 0.3 mm de diâmetro à mesma altura e a 3 cm. do alfinete central. Usou-se filme de grão fino, Kodak AAS, em envelopes de papel negro. Exposições de até dois minutos aos raios X emitidos pela amostra foram usadas para se obter imagens com bom contraste. O tempo de exposição poderia ter sido reduzido usando filme mais rápido de grão maior como por exemplo o Industrial G.

III) Amostra.

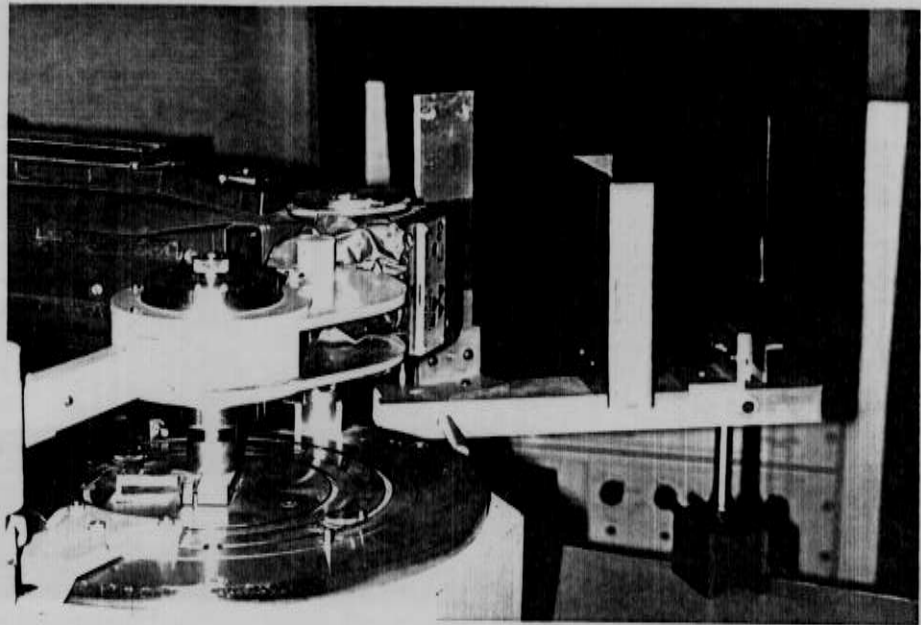
A amostra, montada com dezenove cabeças de alfinete cravadas numa placa de chumbo, é uma figura de simetria hexagonal compacta. (Vide porta amostra da Figura 5.1.). Foi construída cravando-se as cabeças de alfinete nos vértices de hexágonos e no centro comum das circunferências concêntricas, com raios de 3 mm e 6 mm, respectivamente.

5.2.2.-Imagens estereoscópicas.

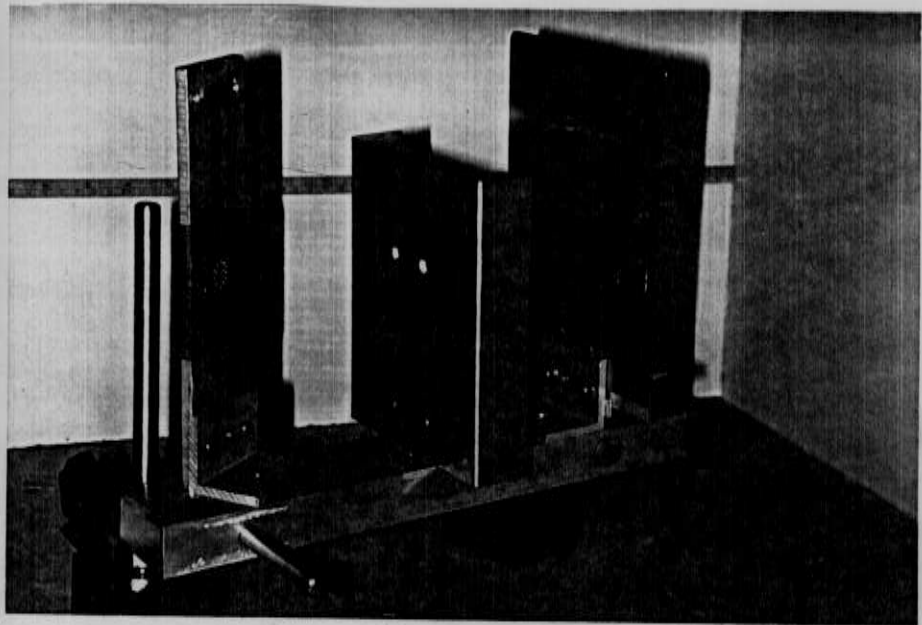
Furos convenientemente espaçados na primeira placa tornam possível obter, simultaneamente, imagens múltiplas do mesmo objeto.



Vista geral da montagem para se obter imagens fluorescentes com a radiação total emitida por um gerador de raios X de uso cristalográfico.



Tubo do gerador e sistema para obter imagens fluorescentes.



Montagem do sistema usado no Laboratório de Cristalografia para se obter as imagens fluorescentes, com a blindagem interna retirada. Construído de acordo com os desenhos do Anexo III.

Por exemplo, dois furos na placa F permitem obter simultaneamente duas imagens distintas do objeto colocado no porta amostra L. A posição das imagens no plano da placa B depende da disposição daqueles furos.

Usou-se a montagem e amostra da Figura 5.1. As imagens obtidas estão reproduzidas na Figura 6.2.

A diferença básica com a tomada da imagem única foi o uso de duas pupilas com diâmetros de 0.8 mm, separadas entre si por 24 mm, o dobro da maior distância entre as cabeças de alfinete.

A amostra foi colocada paralelamente a placa que contém as pupilas e ao filme, sendo de 5 cm as distâncias intermediárias. A cabeça de alfinete central ficou equidistante das pupilas e o porta amostra fazendo um ângulo de 45° , aproximadamente, com o feixe primário.

O filme foi exposto durante 2 minutos aos raios X fluorescentes da amostra.

A utilidade mais importante do uso de duas imagens obtidas simultaneamente por colimadores em posições diferentes provém do fato de que essas duas imagens podem ser usadas conjuntamente num estereoscópio para fornecer uma visão tridimensional do objeto. Isso foi realmente feito, sendo as Figuras 6.1 e 6.2 exemplos de pares de imagens estereoscópicas do conjunto das cabeças de alfinete e de um frase escrita com uma sal de ferro sobre papel comum, respectivamente.

Esta técnica poderá encontrar vasto campo de utilização em imagens de órgãos nas aplicações médicas.

5.3. Dispositivos para obter radiografias com feixes monocromáticos.

Este parágrafo está dedicado à análise do trabalho feito com aparelhos de uso médico, de tensão e correntes bastante maiores que no caso do gerador de uso cristalográfico estudado anteriormente. O esquema geral do dispositivo continua sendo o da Figura 4.2. Entretanto, as características constructivas do mesmo tiveram de ser mudadas consideravelmente, em parte porque ele será adaptado a um aparelho geometricamente diferente, mais sobre tudo devido a que

as altas tensões produzem radiação mais dura que originam problemas de blindagem muito mais graves. Por outro lado fótons de maior energia permitem excitar elementos mais pesados, como por exemplo o iodo e o bário, de uso corrente em radiografia médica como opacificadores. A energia dos fótons emitidos pelo tubo pode agora ser usada para produzir radiação característica de um fluorescedor mais pesado, que pode excitar por sua vez a fluorescência do iodo ou do bário. Como foi explicado no Capítulo 3 os elementos adequados para tanto são as terras raras. O fluorescedor usado é uma pastilha de cério de alta pureza especialmente apropriado para excitar o iodo, cujas dimensões são $0.62 \times 25 \times 25 \text{ mm}^3$.

O primeiro uso que descrevemos neste parágrafo constitui o novo método de radiografia usando radiação característica que será chamado daqui em diante com o nome de "Radiografia Monocromática". Esse nome será usado ainda que o espectro da radiação é o indicado na Figura 4.3. que inclui várias linhas características.

Como fonte primária de Raios X usou-se um gerador dos serviços ambulatoriais de radiografia no Hospital das Clínicas da Unicamp, marca Philips, tipo Diagnostic 100. Os suportes dos filmes utilizados foram os cassetes do próprio sistema de radiografia do ambulatório.

A Figura 5.2. é um desenho do dispositivo mecânico real que concretiza os princípios esquematizados na Figura 4.2.; as suas diversas partes estão detalhadas nos desenhos do Apêndice III e suas funções descritas a seguir.

O dispositivo suporta o fluorescedor e atua como colimador para o feixe incidente e para a radiação emitida pelo fluorescedor. Está colocado entre a saída do gerador e a amostra, representado naquele desenho pela letra (R), e composto de peças de fixação no tubo A e B, carcaça de blindagem de chumbo C, tampa E, eixo D que permite ajustar a posição angular do fluorescedor, suporte F e receptáculo G que o contém. A entrada da radiação primária do gerador (não representado na Figura 5.3.1) faz-se pelo tronco de pirâmide. O receptáculo G é construído de modo que o fluorescedor seja intercambiável.

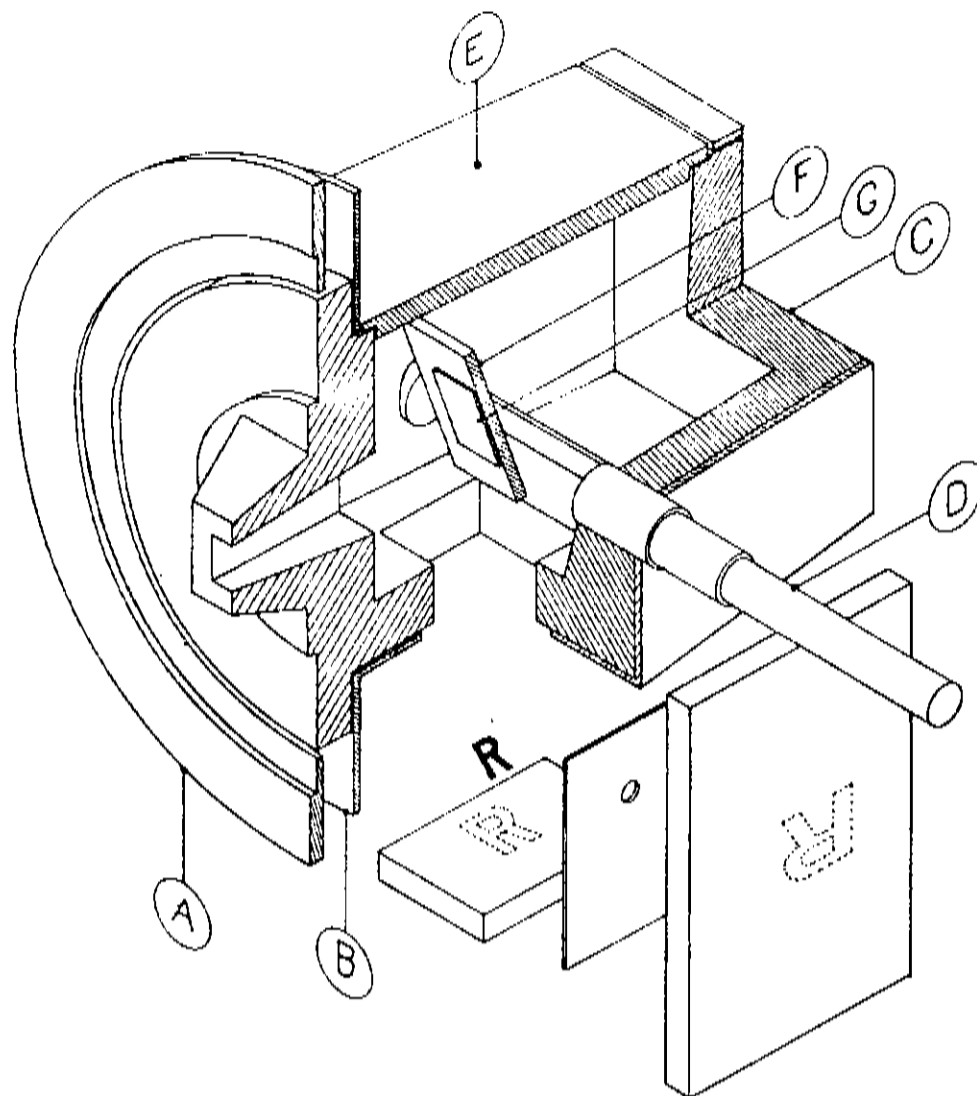


Figura 5.2 Dispositivo para fixar o fluorescedor e servir de blindagem para a radiação fluorescente. A e B, sistemas de fixação; C, carcaca de blindagem; D, eixo; E, tampa; F, suporte para o receptaculo G

5.3.1. Realização de radiografias monocromáticas.

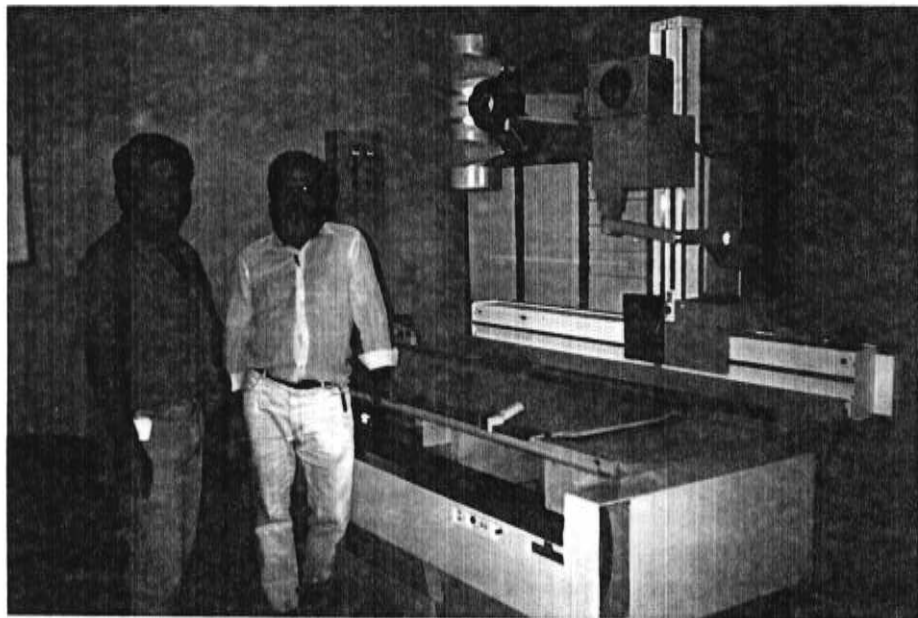
Para obter uma radiografia monocromática, colocamos a amostra diretamente sobre o cassete carregado com filme para ser exposto à radiação emitida pelo fluorescedor. O campo é limitado por um obturador colocado na saída do dispositivo.

Primeira experiência

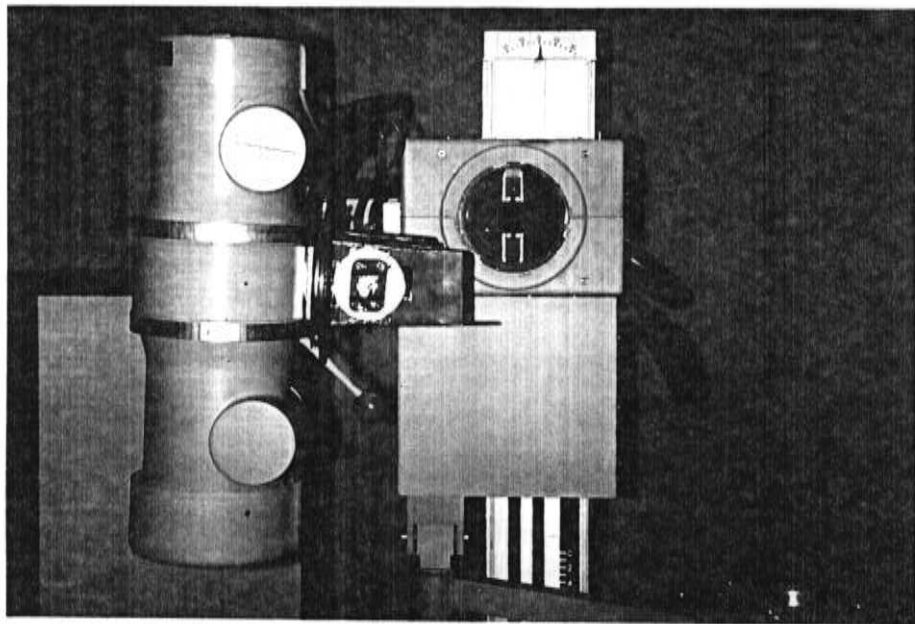
Uma gaze sobre a qual foi depositada uma gota do opacificante Hypaque 50 % que contém iodo serviu de amostra inicial. Obtiveram-se várias radiografias algumas das quais são reproduzidas (Figs 6.5, 6.7, 6.9). Na figura 6.5 pode-se observar que a



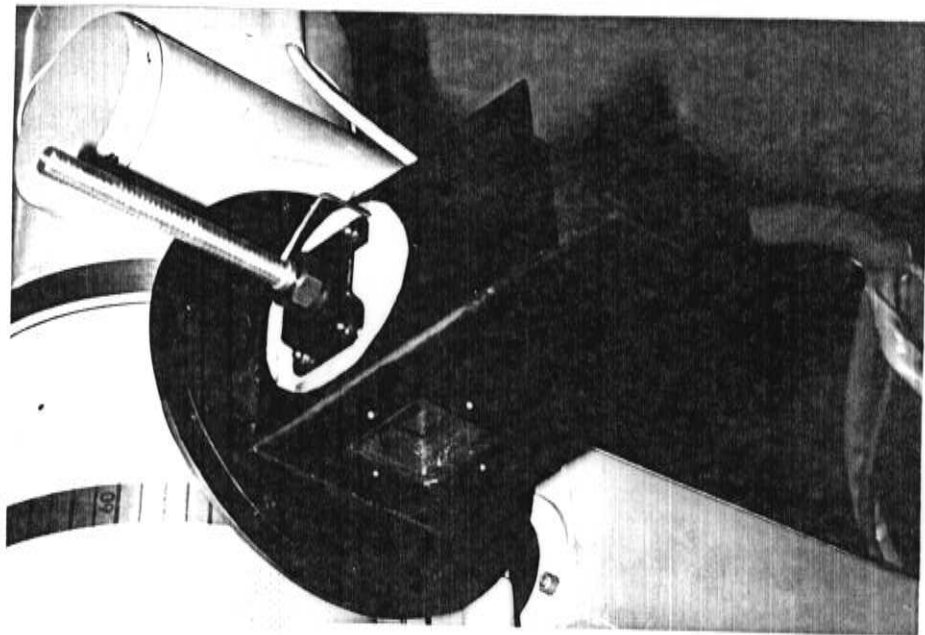
Peças construídas de acordo com os desenhos do Anexo III.



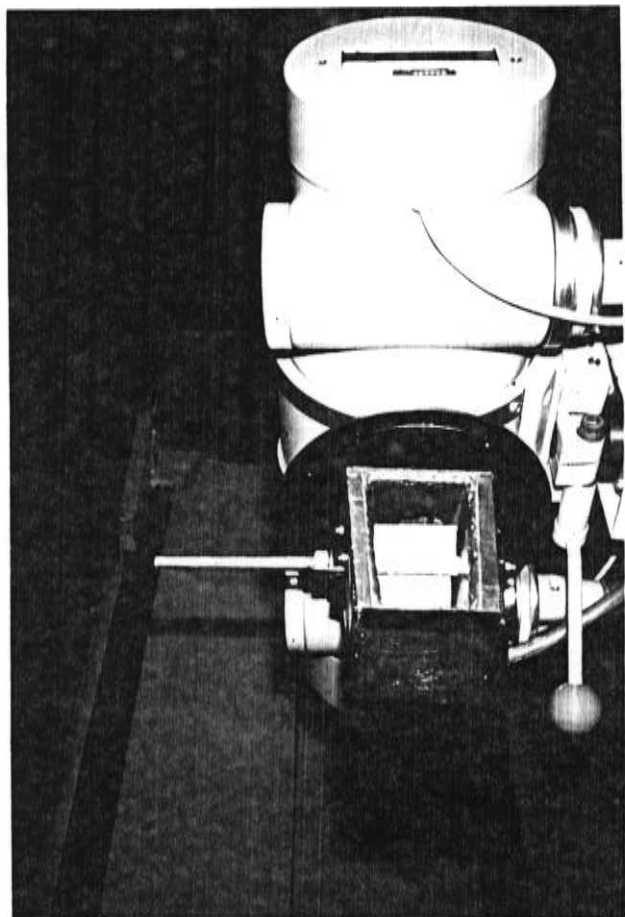
Vista geral da montagem para obter radiografia monocromática e imagem fluorescente com a radiação total emitida por um gerador de raios X empregado em ambulatórios de radiografia médica (Philips-DIAGNOSTIC 100).



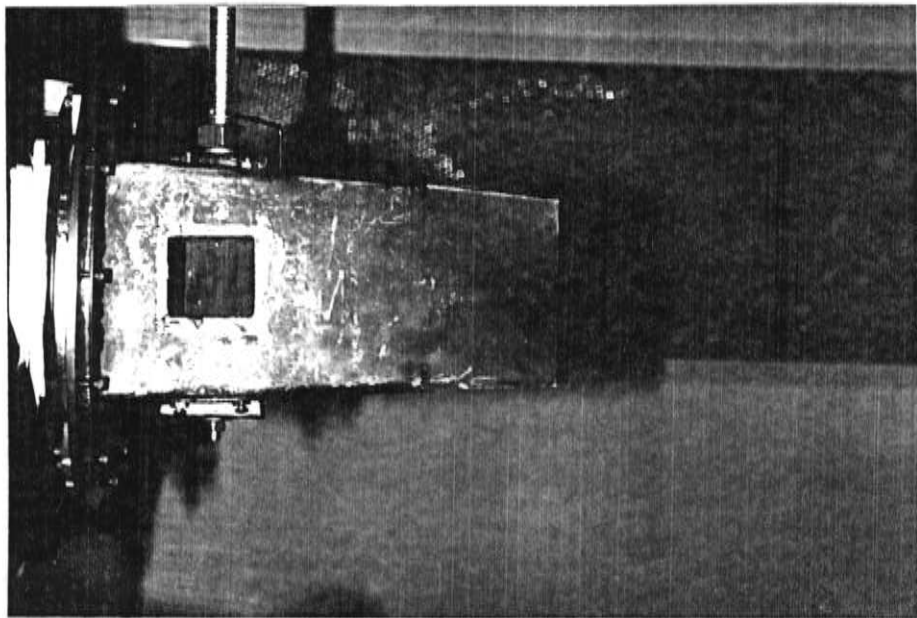
Tubo do gerador e o sistema posicionado para a obtenção de imagens.



Saida da radiação do fluorescedor e o eixo que permite variar o ângulo de incidência da pastilha com o feixe emitido pelo tubo do gerador.



Vista superior do sistema construído, sem a tampa.



Vista inferior do mesmo sistema.

resolução é melhor nas regiões onde a concentração de Hypaque é baixa, podendo ser vista claramente a trama do tecido. As regiões onde a gota foi depositada são quase totalmente opacas e portanto de baixa resolução. Este fato sugere a utilização de doses menores de opacificante o que pareceria ser uma característica do método. Esta hipótese parece ser confirmada pela radiografia da tireoides canina descrita a seguir.

Radiografia de uma tireoides.

A amostra usada foi uma tireoides canina e o elemento excitado o iodo contido naturalmente na mesma.

Como dado informativo, uma tireoides humana normal contém por volta de 30 mg de iodo, ou seja uma concentração de aproximadamente 0.3 mg/cc, cerca de 30000 vezes maior que a concentração de iodo no sangue, mas muito inferior à dada geralmente através de um opacificante.

O resultado obtido dessa exposição é mostrado na reprodução fotográfica da Figura.6.6. Embora este não seja um resultado definitivo, pela sua baixa resolução, mostra uma imagem da glândula, o que até hoje não foi possível obter pelos métodos radiográficos convencionais.

O método parece então ser muito promissor e deverá ser objeto de estudos mais aprofundados.

5.4. Dispositivo para obter imagens fluorescentes com radiação fluorescente.

Os dispositivos usados são, basicamente, os mesmos descritos na seção 5.3. complementados com a câmara do tipo "pinhole", construída com uma placa de chumbo contendo um furo e um cassete para o filme fotográfico. No esquema geral da Figura 4.1, a imagem formada com a radiação fluorescente do opacificador presente no corpo de prova é gravada sobre o filme F_1 .

A Figura 5.1. mostra, também, a disposição dos vários elementos para se obter imagens com raios X usando este método. O

cassete e colocado numa posição que esteja protegida da radiação do fluorescedor e exposta àquela proveniente do opacificante colocado na amostra; entre ambos introduz-se a lâmina de chumbo com o furo-colimador.

A amostra é colocada dentro de uma caixa de chumbo protetora com apenas a entrada para o feixe excitador e saída pelo colimador. Evita-se assim que a radiação fluorescente do opacificador seja propagada em todas direcções pelo espaço.

A experiência mostrou também que é necessário bloquear a trajetória do feixe transmitido directamente através da amostra para ele não excitar, nas diferentes partes do próprio aparelho, radiações fluorescentes que, espalhadas em todas as direcções, podem até velar o filme ou mesmo gravar neste as imagens das peças que estão emitindo tais radiações.

CAPITULO 6

RESULTADOS

A verificação experimental dos métodos discutidos nos capítulos anteriores foi feita em duas etapas:

1a.-Verificação qualitativa dos métodos propostos procurando-se obter resultados preliminares mas demonstrativos de suas possibilidades.

2a.-Introdução de modificações técnicas para melhorar os resultados obtidos.

A seguir damos, de forma resumida, alguns resultados que, embora não atingiram ainda a qualidade intrínseca, teoricamente possível nas imagens, indicam que os princípios usados foram correctamente aplicados e as técnicas usadas, também corretas, deverão ser aperfeiçoadas para que estes métodos possam vir a ter uma utilização rotineira e de alta qualidade.

6.1. IMAGENS OBTIDAS COM A FLUORESCÊNCIA EXCITADA DIRETAMENTE COM A RADIAÇÃO TOTAL DO TUBO.

6.1.1. IMAGEM SIMPLES

A Figura 6.1 é a reprodução fotográfica da imagem obtida com raios X fluorescentes de um conjunto de cabeças de alfinete, usando a montagem descrita na Secção 5.1. A excitação do ferro contido nelas foi feita com o feixe direto de um tubo de anticátodo de cobre.

Esta fotografia possui valor histórico pois é a primeira imagem obtida mediante o uso de radiação fluorescente. Foi tomada no dia 15 de novembro de 1987 no Laboratório do antigo Grupo de Cristalografia do Departamento de Física do Estado Sólido e Ciência dos Materiais do Instituto de Física "Gleb Wataghin".

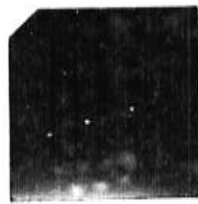


Figura 6.1. Reprodução fotográfica da imagem formada sobre um filme pelos raios X fluorescentes emitidos por cabeças de alfinete ao serem submetidas à radiação total de um tubo com alvo de cobre.

6.1.2. IMAGENS OBTIDAS SIMULTÂNEAMENTE.

A Figura 6.2, é a reprodução fotográfica das imagens formadas simultaneamente em duas direções de propagação da radiação produzindo assim duas imagens da mesma amostra da Figura 6.1.



Figura 6.2. Reprodução fotográfica das imagens obtidas simultaneamente sobre o mesmo filme com a radiação fluorescente emitida pelo corpo de prova.

6.1.3. IMAGEM OBTIDA COM A FLUORESCÊNCIA DE UM SAL DE FERRO.

A figura 6.3, mostra a imagem de uma frase escrita com cloreto férrico sobre papel comum excitada na mesma forma que a anterior. Obviamente a quantidade de ferro contida nesta amostra é várias ordens de grandeza menor que a contida nos alfinetes. A figura 6.4, é uma fotografia direta desta última amostra.

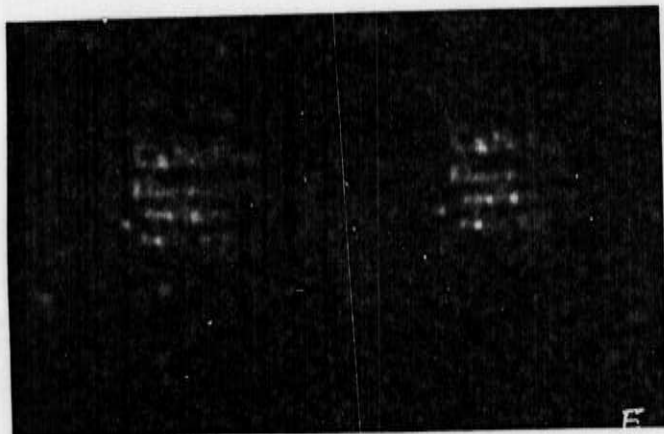


Figura 6.3. Reproducao fotografica da imagem obtida com a radiacao fluorescente emitida pelo cloreto ferrico quando irradiado com a radiacao branca de um gerador com alvo de cobre.



Figura 6.4. Fotografia da amostra usada para a Fig. 6.3

6.2. IMAGENS OBTIDAS COM RADIACAO FLUORESCENTE.

6.2.1. RADIOGRAFIA COM RADIACAO FLUORESCENTE.

As Figuras 6.5., 6.6. e 6.7. são cópias fotográficas de radiografias tiradas com o feixe incidente de linhas características excitadas por fluorescência (Radiografia monocromática).

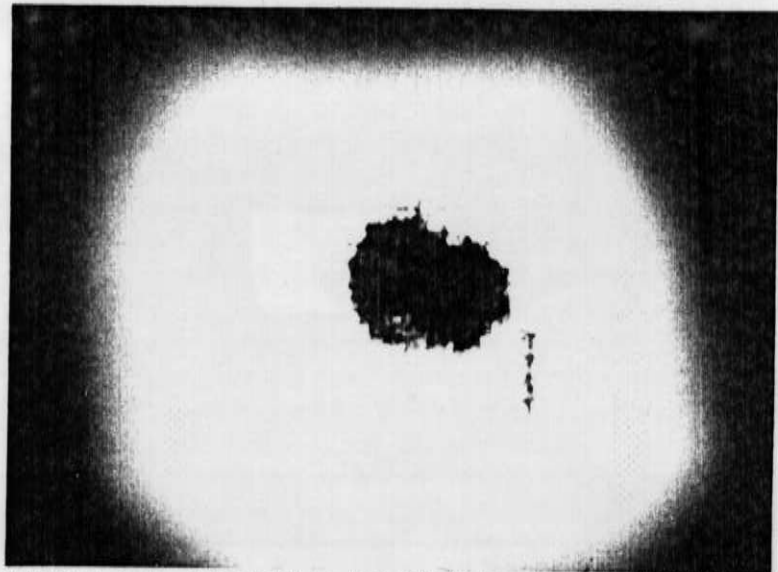


Figura 6.5. Reproducao fotografica da radiografia de uma peca de gaze com tres gotas de HYPaque 50%, opacificante que contem iodo. A radiografia foi obtida com radiacao caracteristica de cerio, sem colimador.

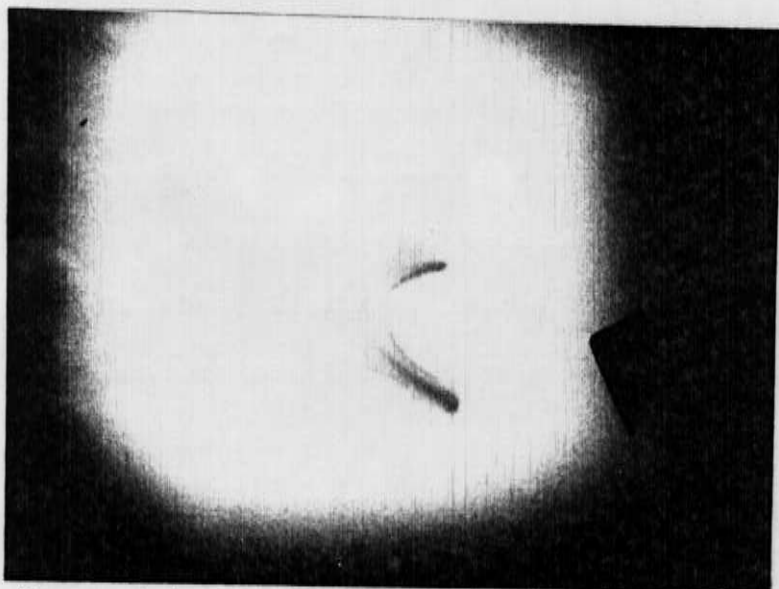


Figura 6.6. Reproducao fotografica da radiografia de uma tireoide canina obtida com as raios caracteristicas do cerio, sem colimador entre o fluorescedor e o corpo de prova.

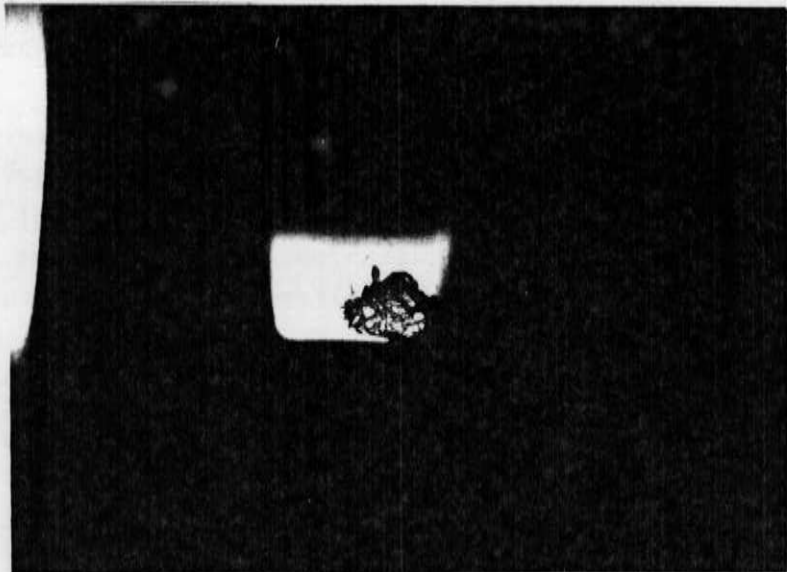


Figura 6.7. Reproducao fotografica da radiografia de uma porcao de uma peca de gaze embebida numa solucao de iodo usado como opacificante, obtida com as raios caracteristicas do cerio, com um colimador entre o fluorescedor e o corpo de prova.



Figura 6.8. Reproducao fotografica de imagens gravadas simultaneamente no mesmo filme fotografico com a radiacao fluorescente emitida pelo iodo e excitada pelas raios caracteristicas do cerio.

6.2.2. IMAGEM OBTIDA COM A RADIAÇÃO FLUORESCENTE EMITIDA PELO PRÓPRIO CORPO

A Figura 6.8. mostra um par estereoscópico de imagens de uma amostra espessa de tecido de algodão, em forma de R, sobre cujos extremos foram pingadas duas gotas de Hypaque 50%. A região central, possui menor concentração como se observa na Figura 6.9. que é cópia de sua radiografia monocromática.

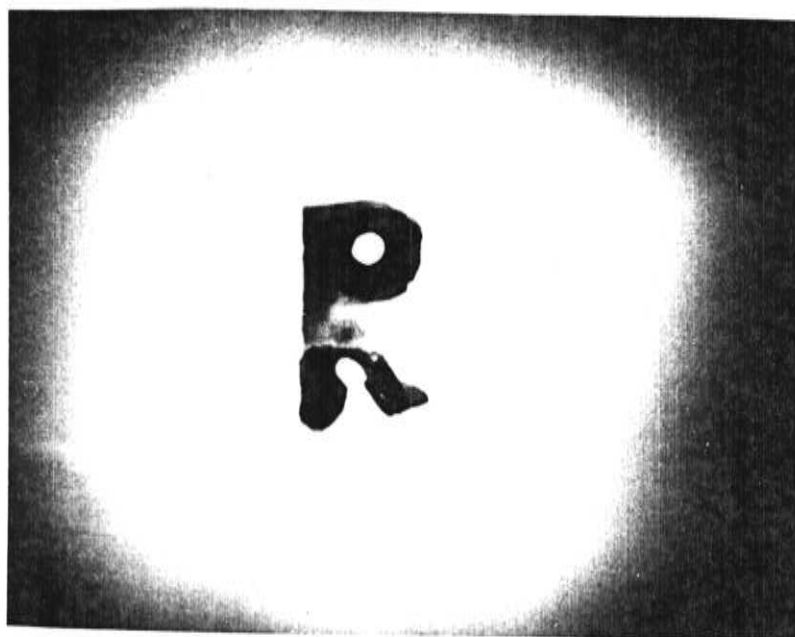


Figura 6.9. Cópia da radiografia monocromática da amostra de tecido de algodão com duas gotas de Hypaque 50%.

CAPITULO 7

CONCLUSÕES

Este trabalho descreve uma nova aplicação da radiação fluorescente: formação de imagens.

O método apresenta algumas vantagens com relação aos tradicionais devido à natureza desta radiação, especialmente a de ser emitida sob forma de raios características.

A maior aplicação clássica da radiação fluorescente é na análise espectroscópica elementar. Em outras aplicações dos raios X, difratometria por exemplo, pode até falsear as medidas se não forem tomadas as devidas precauções experimentais.

Como foi visto no texto, o uso de um fluorescedor adequado é um meio simples, prático e eficiente de converter um certo espectro de radiação (até as bordas de absorção do fluorescedor) em outro, bem determinado, formado por linhas características. Deste modo, radiação branca de um gerador convencional de raios X pode ser transformada em radiação característica do fluorescedor.

Essa transformação se faz com uma eficiência muito maior do que a de qualquer tipo de monocromador por difração de Bragg. Entretanto, ela carece das condições geométricas de direcionalidade úteis em difratometria, porém torna-se vantajosa quando é necessário irradiar uma amostra extensa.

Mostrou-se que é possível obter imagens com os raios-X usando processos diferentes aos empregados em radiografia. Dois métodos distintos de aplicação dos raios X fluorescentes foram descritos:

- a) Radiografia de um corpo com o feixe de radiação característica de um fluorescedor, que denominamos de **RADIOGRAFIA MONOCROMÁTICA**.
- b) Imagem obtida com a fluorescência emitida pelo próprio corpo.

excitada com radiação escolhida convenientemente, que denominamos de IMAGENS FLUORESCENTES

Ambos métodos forneceram imagens tais como as reproduzidas fotograficamente nas figuras do Capítulo 6.

Embora diferente da tradicional, o primeiro método é uma radiografia, pois a imagem é fornecida pelo feixe transmitido modulado pela absorção da amostra. A diferença fundamental com aquela provém do fato de que a radiação usada é monocromática e do método com que ela foi gerada.

O segundo utiliza a radiação fluorescente emitida por um elemento, presente no corpo, como consequência de sua absorção específica, princípio completamente diferente ao da radiografia.

Os dois métodos são consequência da interação dos raios-X com a matéria. Entretanto, se na radiografia convencional a informação está contida no feixe que atravessou o corpo, no segundo novo método a informação está contida na radiação fluorescente emitida em todas direções, exigindo um dispositivo óptico para se formar uma imagem. Neste trabalho o dispositivo usado foi uma câmara do tipo "pinhole".

A radiografia tradicional utiliza um feixe de radiação branca. No caso de se obter imagens de organismos, sobretudo humanos, a absorção da radiação torna-se num fator de risco importante frequentemente negligenciado.

O uso dos métodos desenvolvidos aqui decresce consideravelmente este risco pela eliminação da radiação mole, já que o fluorescedor, escolhido convenientemente, irá fornecer radiação incidente dura, cujo coeficiente de absorção pelos tecidos animais é muito baixa. (Vide Tabela 4.10).

Uma consequência adicional do uso de radiação escolhida de modo a ser absorvida seletivamente pelo opacificante, é diminuir a concentração destes nas radiografias de certos órgãos (redução

estimada aproximadamente em duas ordens de grandeza).

No caso muito especial da tireoide canina visualizada, isto foi possível porque a concentração natural de iodo desta glândula, (aprox. $300 \mu\text{g}/\text{c.c.}$ numa tireoide humana) é da ordem de 30000 vezes maior que a do sangue e outros tecidos animais (aprox. $0.01 \mu\text{g}/\text{c.c.}$), mas pelo menos duas a tres ordens de grandeza menor que a dos opacificantes usuais.

O tempo para sensibilizar o filme no método (a) é da mesma ordem de grandeza do que aqueles usados em radiografias tradicionais, isto é, alguns milisegundos. Tal método, após um mais completo desenvolvimento técnico, poderia ser usado com vantagem em algumas aplicações médicas que utilizam geradores convencionais de raios X.

No método (b), o tempo de exposição real, alguns minutos, é excessivamente longo em aplicações médicas usando geradores convencionais porque aproximadamente cada dois segundos de uso exigem cinco minutos de esfriamento. Contudo, essa dificuldade, encontrada no decorrer deste trabalho poderá ser superada com geradores adequados de uso contínuo.

O método (b) permite obter diversas imagens simultaneamente utilizando mais de um furo. Duas destas constituem um par estereoscópico e permitem visualizar a imagem tridimensional do interior da amostra.

Em resumo, este trabalho mostra que é possível obter imagens usando os raios X fluorescentes, de acordo com o objetivo proposto inicialmente.

É interessante observar que, ao divulgar a sua descoberta dos raios X em 1895, Roentgen mostrou também uma grande aplicação da então nova radiação e que revolucionou as técnicas de análise: a radiografia ou registro, num filme fotográfico, das variações de intensidade na seção de um feixe de raios X depois de atravessar um corpo. Devido à sua extrema simplicidade e eficiência, essa técnica continua sendo largamente utilizada, constituindo-se, junto com a tomografia computadorizada, nos únicos métodos a empregar diretamente os raios X gerados em tubos convencionais para obter imagens de corpos atravessados por esta radiação.

Exceto pelas melhorias técnicas nos geradores, na qualidade dos filmes fotográficos e no desenvolvimento de telas reforçadoras de imagem, o processo ainda usado atualmente para obtenção de imagens com raios X, impressionando diretamente um filme fotográfico, é, basicamente, o mesmo criado por Roentgen há quase um século.

A maior evolução produzida posteriormente nos conceitos da obtenção de imagens com Raios X foi certamente a tomografia computadorizada onde o filme é substituído por um sensor que permite digitalizar a intensidade do feixe que atravessou o corpo. O processamento das informações assim preparadas permite obter, através daqueles dados, imagens de diferentes seções do corpo.

Neste momento temos a impressão de estar assistindo a uma renovação desses conceitos cujos efeitos posteriores ainda não podem ser previstos.

ESTUDO DO DIAFRAGMA COMO DISPOSITIVO PARA FORMAR IMAGENS.

No esquema da Figura 4.1 ilustra-se o processo de formação da imagem, usando um colimador de pequeno diâmetro, seguindo os princípios da ótica geométrica; os efeitos de difração nas bordas dos furos são desprezíveis, uma vez que o comprimento de onda usado é muito maior do que os diâmetros dos mesmos.

Este sistema foi preferido ao das fendas Soller cruzadas estudadas e construídas por Parente e Caticha-Ellis (1974) com outro objetivo, mas que são uma escolha possível na construção de um sistema óptico anastigmático para Raios X ou neutrons. Consegue-se uma grande simplicidade constructiva e que entretanto não produz uma perda sensível de transparência. Definindo esta última como a razão entre a potência que sai do dispositivo e aquela incidente no mesmo, o diafragma tem uma transparência de $\Delta\Omega/4\pi$.

A.1.1. Fonte pontual

Seja o sistema real, esquematizado abaixo, onde \emptyset é uma fonte pontual; P, o colimador com furos de diâmetros ϕ_i e S, o plano onde se deseja formar imagens da fonte.

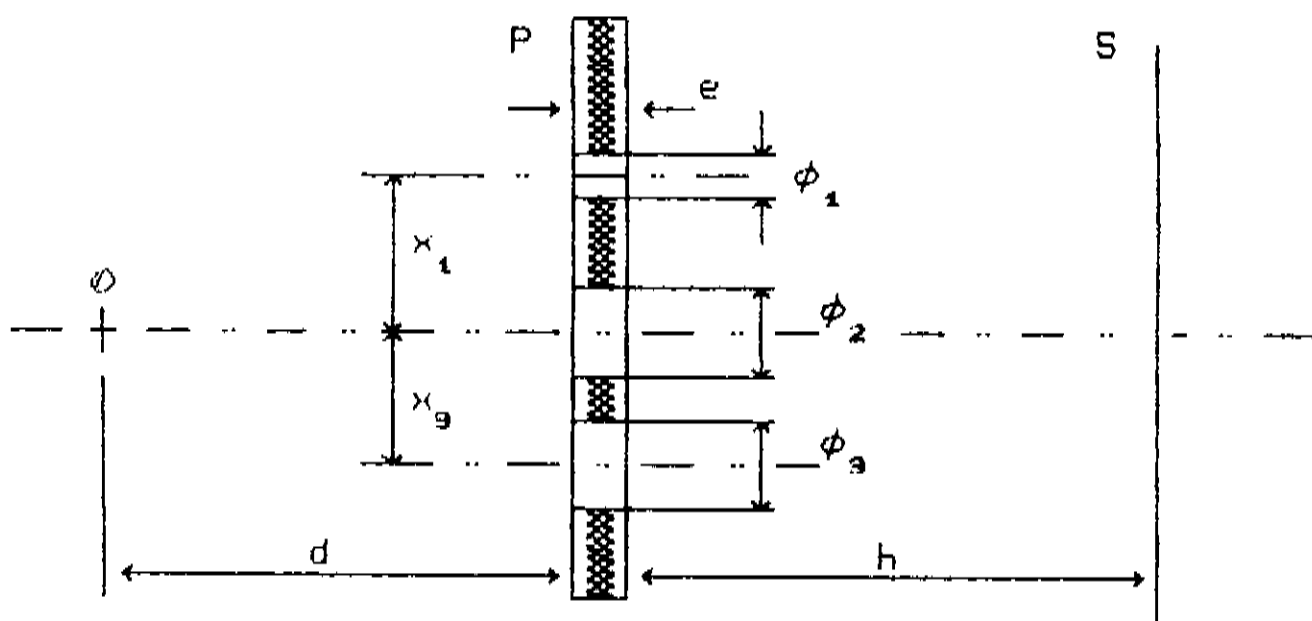


Figura A.1. Parâmetros para determinar imagens de fontes pontuais.

A.1.2. Fonte pontual sobre o eixo do diafragma.

Se a fonte pontual estiver situada sobre o eixo do diafragma, como na Figura 4.4.2 vê-se que os triângulos $\triangle CD$ e $\triangle AB$ são semelhantes:

$$CD = AB \cdot \left[1 + h/(d+e) \right]. \quad [A.1]$$

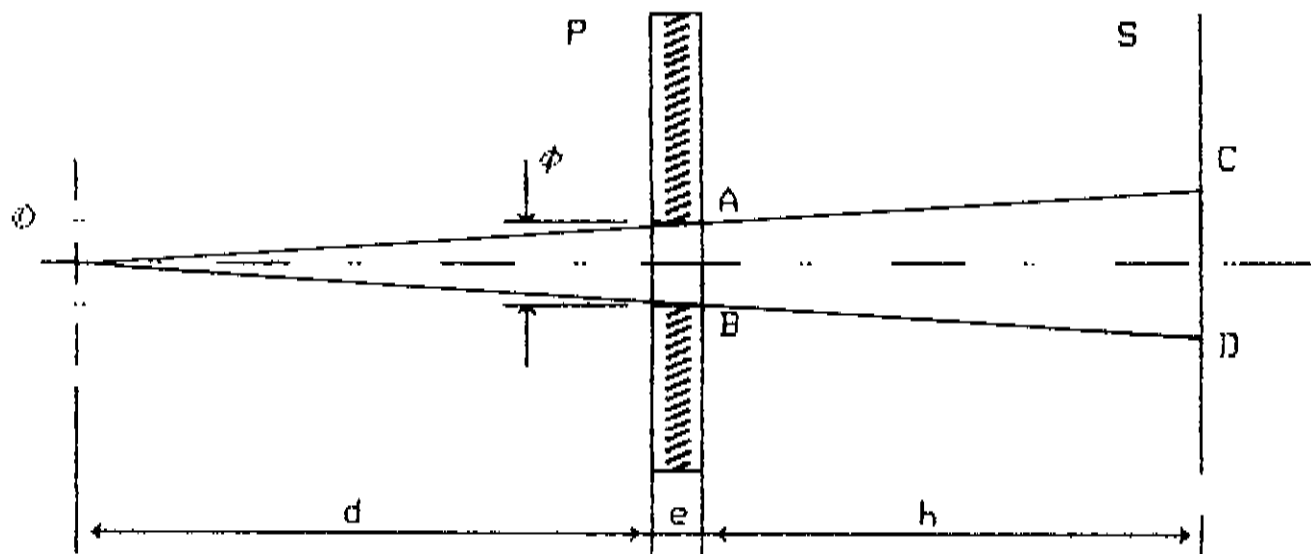


Figura.A.2. Fonte pontual situada sobre o eixo do diafragma e anteparo paralelo ao mesmo.

Num sistema ótico ideal, se a fonte é um ponto (objeto) e o colimador também, CD deveria ser um ponto (imagem), porém nesse caso ideal não haveria imagem, uma vez que não se teria passagem de energia necessária à formação daquela. Entretanto, no sistema real acima, onde as dimensões do colimador são finitas, porém pequenas a "imagem" da fonte pontual será uma área de forma semelhante à do furo do diafragma.

A dimensão linear da imagem do ponto objeto é :

$$CD = AB \left[1 + h/(d+e) \right]$$

Vê-se que a análise fica limitada ao estudo de $h/(d+e)$. Por exemplo, o menor tamanho da imagem corresponde a $CD/AB = 1$; a condição para isto acontecer é:

$$\frac{h}{d+e} = 0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} h = 0 \\ h \ll (d+e) \end{array} \right\}, \text{ para todo } (d+e) \neq 0.$$

A primeira afirmação é exata e a segunda, uma aproximação. Num sistema como este, a espessura do diafragma não varia; porém, as outras distâncias podem assumir qualquer valor, independentemente. Por conveniência, toma-se uma das opções, mutuamente exclusivas:

- a) $h = k_1$;
- b) $(d+e) = k_2$;
- c) $(h+d+e) = k_3$,

onde k_1 , k_2 e k_3 são constantes pré-fixadas no experimento. No primeiro caso, a imagem apresenta um tamanho máximo para $d = 0$ e diminui continuamente à medida que d aumenta, até assumir o valor mínimo que corresponde ao diâmetro do furo. No segundo, o tamanho da imagem cresce proporcionalmente com h , iniciando com a área do furo. No terceiro caso, o tamanho da imagem dependerá da posição relativa do diafragma, variando de um máximo para $d = 0$ até um mínimo, quando $h = 0$.

A potência transmitida pelo furo pode ser determinada por:

$$P_f = \frac{(AB)^2}{16(d+e)^2} P,$$

sendo P a potência da fonte.

Como o tempo necessário para impressionar o filme é diretamente proporcional à energia que ele absorve, a diminuição da distância à fonte e o aumento do furo faz com que a potência transmitida cresça. Entretanto, qualquer destas duas providências, juntas ou separadas, aumentará também a imagem da fonte.

4.4.3. Fonte pontual situada fora do eixo do diafragma.

As equações tem a mesma forma. Entretanto, só haverá imagens se a distância "x" da fonte ao eixo obedecer à condição:

$$x < \phi \left(\frac{d+e}{e} - \frac{1}{2} \right)$$

A 1 4. Duas fontes pontuais.

Neste caso, cada imagem obedece as equações já determinadas. A condição para obter imagens distintas quando os pontos estão de lados diferentes do eixo a distâncias x_1 e x_2 do mesmo e d_1 e d_2 do diafragma é:

$$x_1 + x_2 > \frac{\phi}{e} \left(d_1 + d_2 + e \right)$$

DADOS TECNICOS REFERENTES AOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

Figura 6.1.

Gerador :

anticatodo do tubo : cobre;
 tensão de trabalho = 40 kV ;
 corrente de trabalho = 20 mA ;

Sistema ótico :

colimador : furo com 0.3 mm de diâmetro numa
 placa de chumbo ;
 distância objeto-colimador = 3 cm ;
 distância colimador-filme = 3 cm.

Filme fotográfico :

marca : AA5 da Kodak;
 tempo de revelação : dois minutos;
 tempo de fixação : dois minutos;

Objeto :

alfinetes

Figura 6.2.

Gerador :

anticatodo do tubo : cobre;
 tensão de trabalho = 40 kV ;
 corrente de trabalho = 20 mA.

Sistema ótico :

colimador : furo com 0.3 mm de diâmetro numa
 placa de chumbo ;
 distância objeto-colimador = 3 cm ;
 distância colimador-filme = 3 cm.

Filme fotográfico :

Kodak AA5
 tempo de revelação : dois minutos;
 tempo de fixação : dois minutos;

Objeto :

escrita com cloreto férrico.

Figura 6.3.

Sistema ótico :

colimador : dois furos com 0.8 mm de diâmetro,
separados por 24 mm, numa placa de
chumbo ;

distância objeto-colimador = 3 cm ;

distância colimador-filme = 3 cm.

Objeto :

mesmo da fig. anterior.

Figura 6.5.

Gerador :

anticalodo do tubo : W ;

tensão de trabalho = 150 kV ;

corrente de trabalho = 320 mA ;

tempo de funcionamento contínuo = 2 s ;

tempo para arrefecimento = 300 s ;

observação : aparelho de raio-X usado para
radiografias de diagnóstico médico.

Filme fotográfico :

marca : Kodak QA-s (filme para raios-X médico)

tempo de exposição : 3 ms ;

revelação : em dispositivo automático.

Objeto :

material : gaze com Hypaque 50%.

Figura 6.6.

Gerador :

anticalodo do tubo : W ;

tensão de trabalho = 150 kV ;

corrente de trabalho = 320 mA ;

tempo de funcionamento contínuo = 2 s ;

tempo para arrefecimento = 300 s ;

observação : aparelho de raio-X usado para
radiografias de diagnóstico médico.

Filme fotográfico :

marca : filme para raios-X médico QA-s da
Kodak ;

tempo de exposição : 3 ms; (???)

revelação : em dispositivo automático.

Objeto :

Tireóide canina ao natural.

Figura 6.7.

Gerador :

anticatodo do tubo : W ;

tensão de trabalho = 150 kV ;

corrente de trabalho = 320 mA ;

tempo de funcionamento contínuo = 2 s ;

tempo para arrefecimento = 300 s ;

observação : aparelho de raio-X usado para
radiografias de diagnóstico médico.

Filme fotográfico :

marca : filme para raios-X médico QA-s da
Kodak ;

tempo de exposição : 3 ms;

revelação : em dispositivo automático.

Sistema ótico :

colimador : furo com 2 mm de diâmetro numa
placa de chumbo ;

distância objeto-colimador \approx 3 cm ; (???)

distância colimador-filme \approx 3 cm ; (???)

Objeto :

material : gaze impregnado com uma solução
contendo iodo.

Figura 6.8.

Gerador :

anticatodo do tubo : W ;

tensão de trabalho = 150 kV ;

corrente de trabalho = 320 mA ;

tempo de funcionamento contínuo = 2 s ;
tempo para arrefecimento = 300 s ;
observação : aparelho de raio-X usado para
radiografias de diagnóstico médico.

Filme fotográfico :

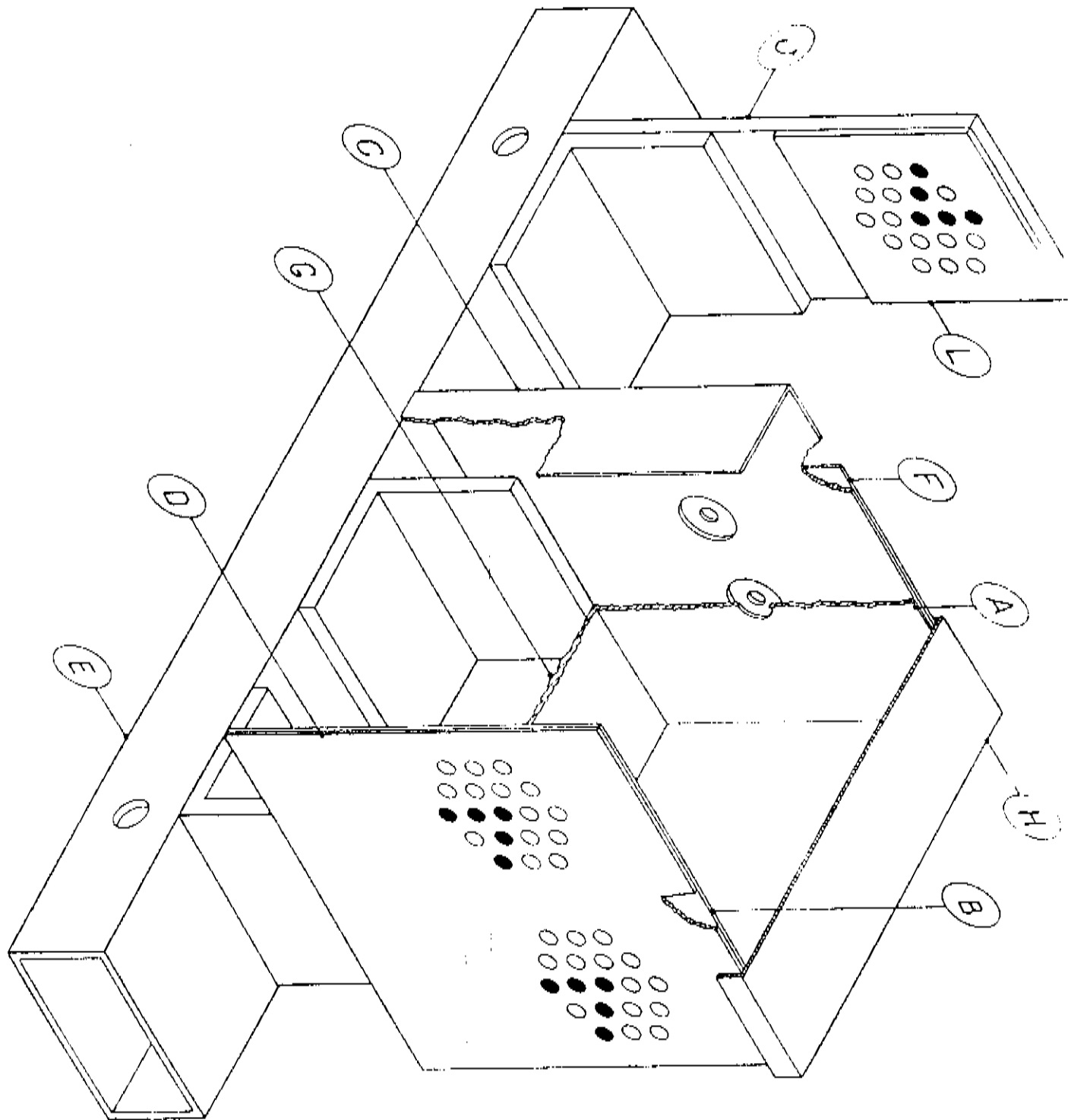
marca : filme para raios-X médico QA-s da
Kodak ;
tempo de exposição : dois minutos ;
revelação : em dispositivo automático.

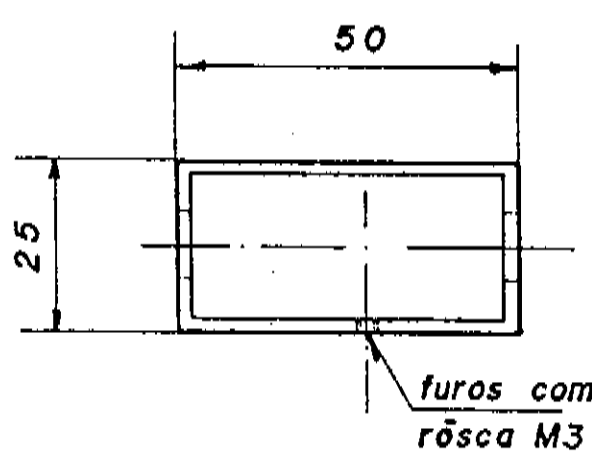
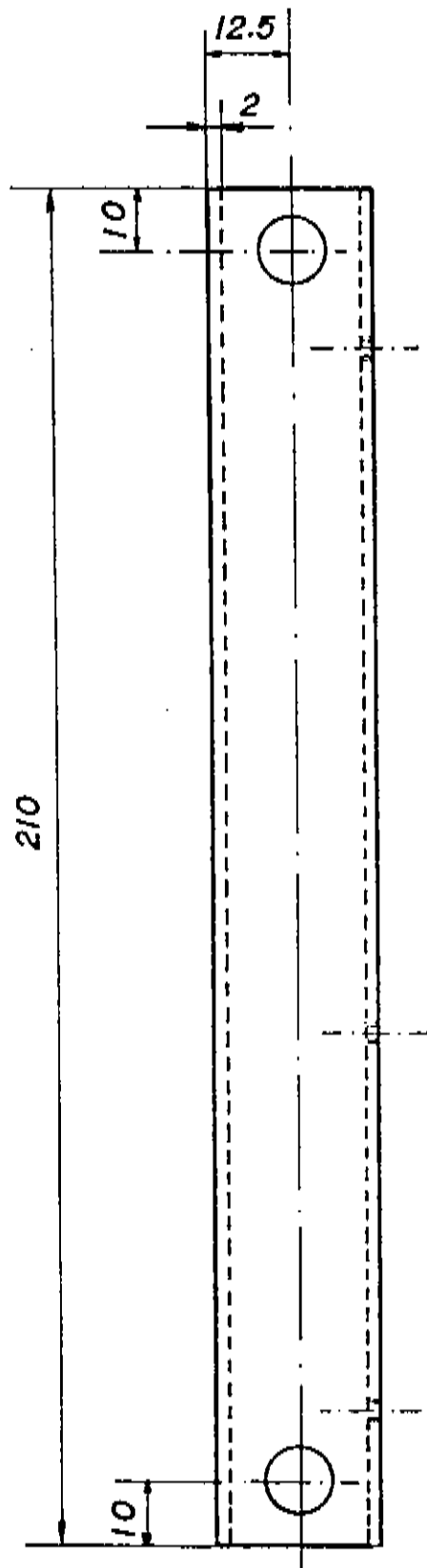
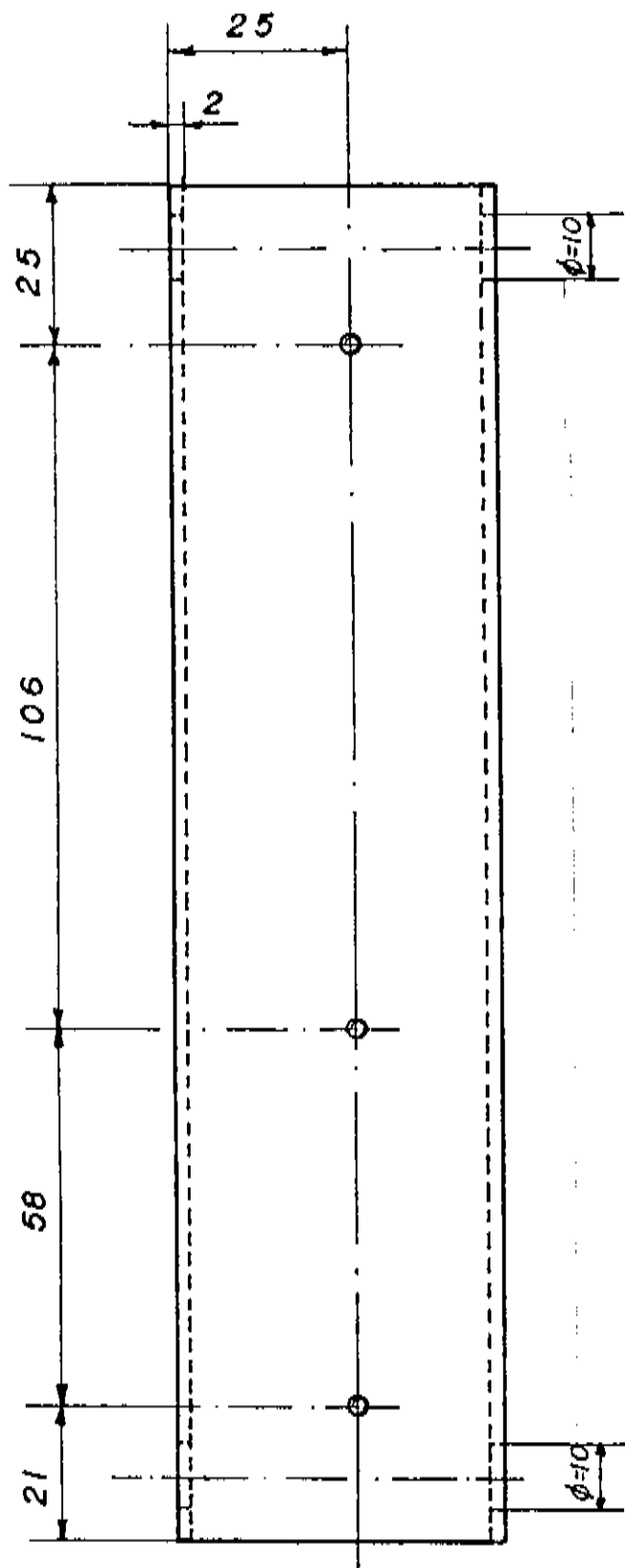
Sistema ótico :

colimador : furos com 2 mm de diâmetro,
separados 24 mm entre si, feitos numa
placa de chumbo ;
distância objeto-colimador \approx 3 cm ;
distância colimador-filme \approx 3 cm.

Objeto :

gaze com Hypaque 50%
detalhes : o material foi recortado na forma da
letra R.

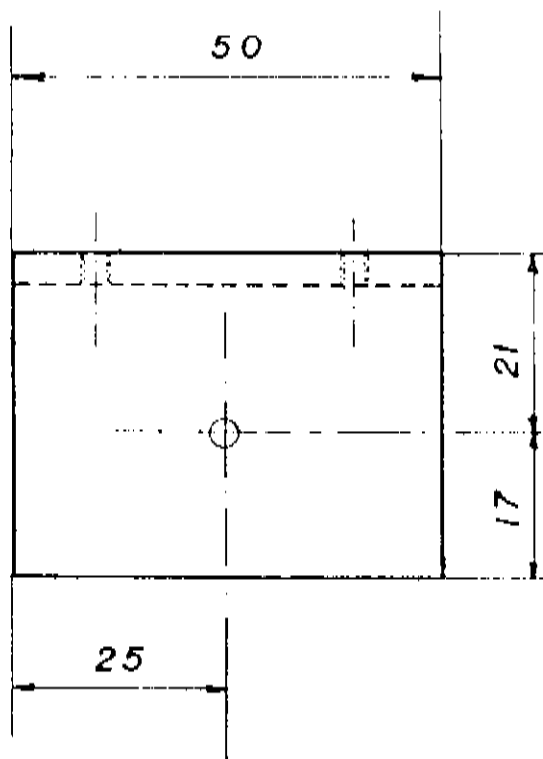
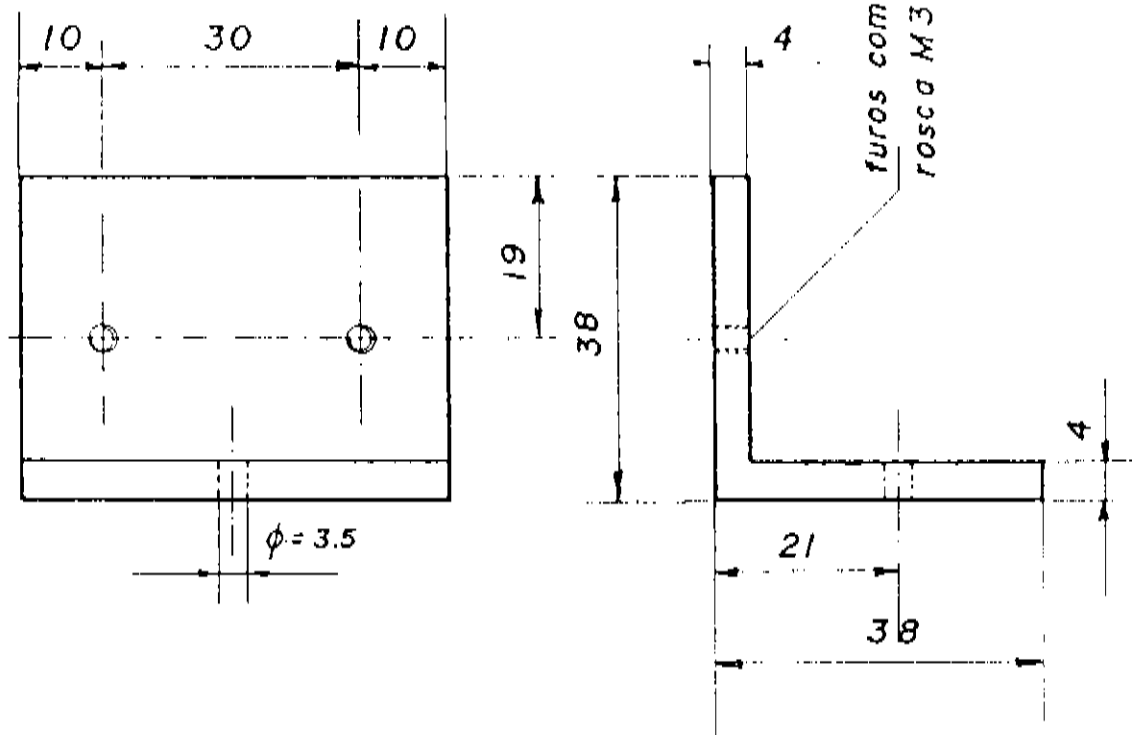




BASE

Material: alumínio extrudado

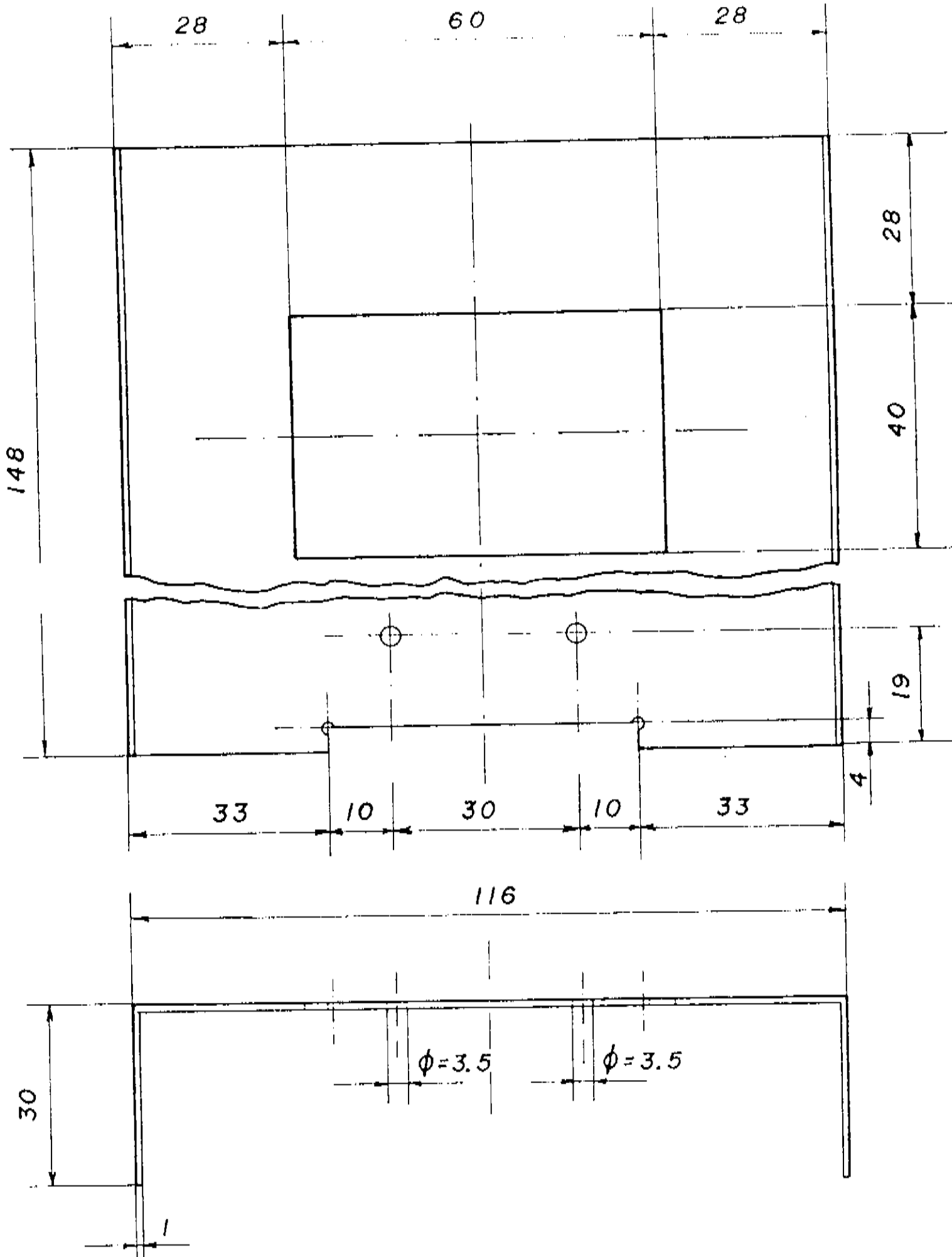
Quantidade: 1



APOIO

Material: aluminio extrudado

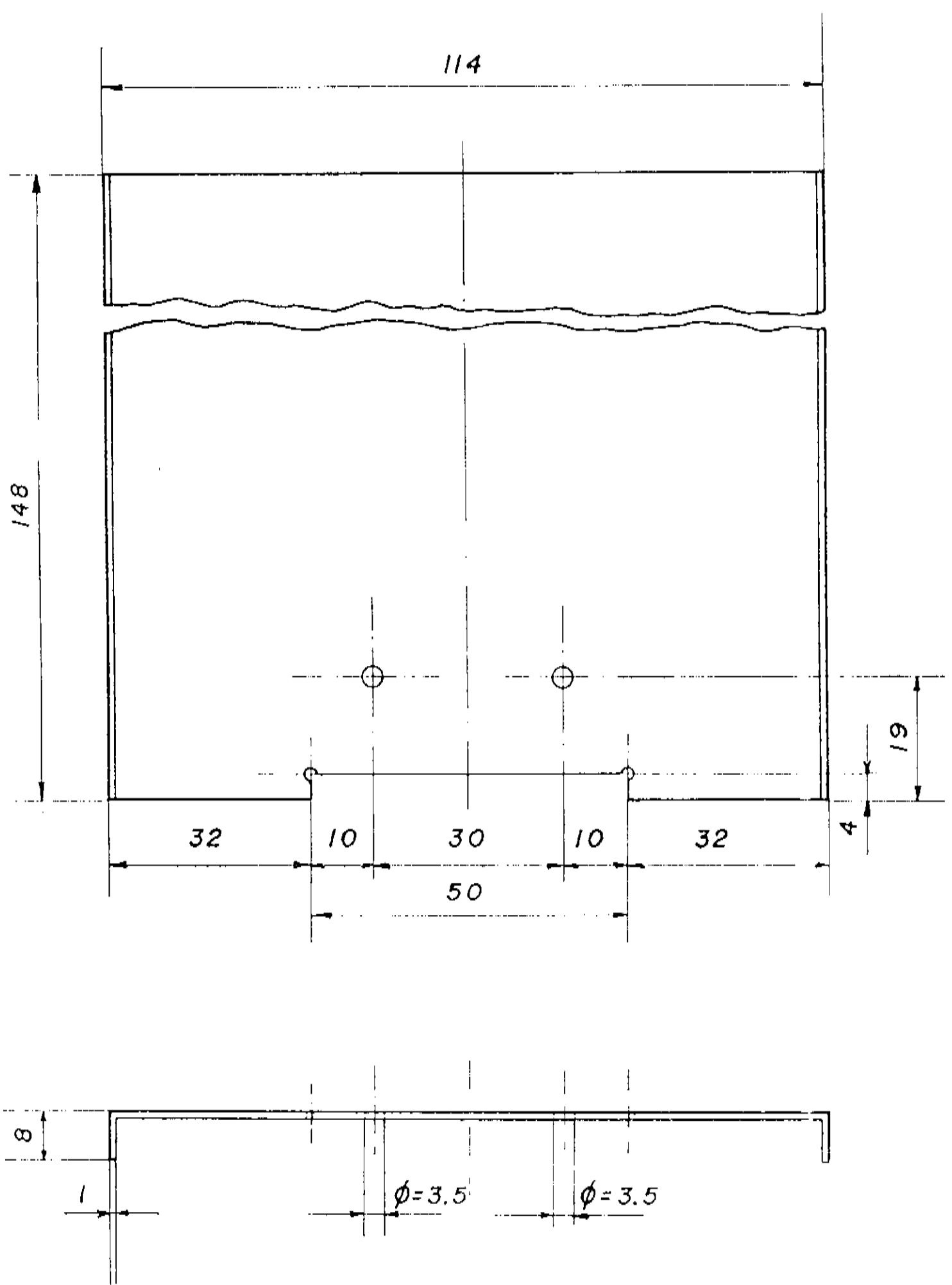
Quantidade: 3



SUPORTE FRONTAL

Material: chapa de aluminio

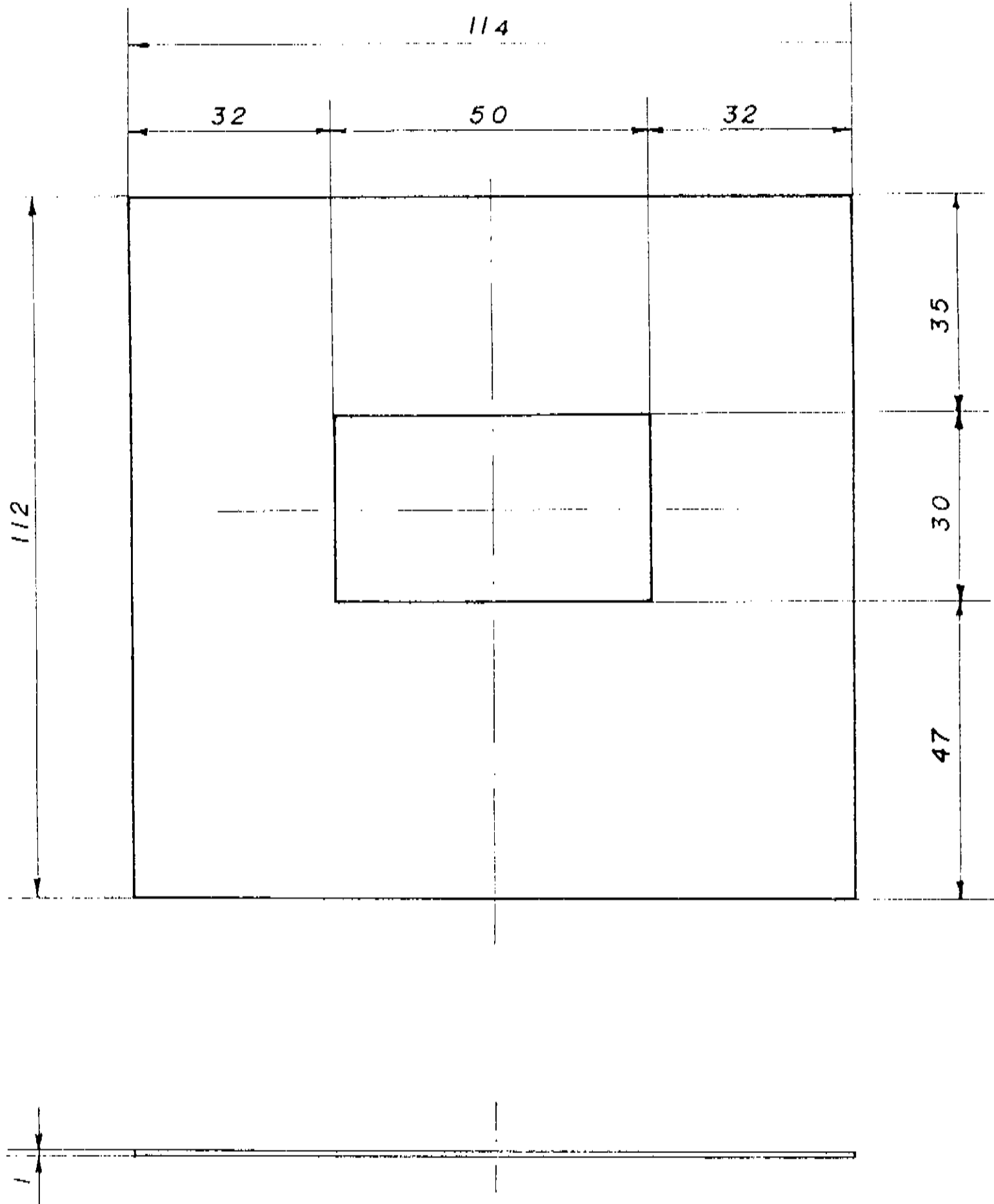
Quantidade: 1



SUPOORTE POSTERIOR

Material: chapa de aluminio

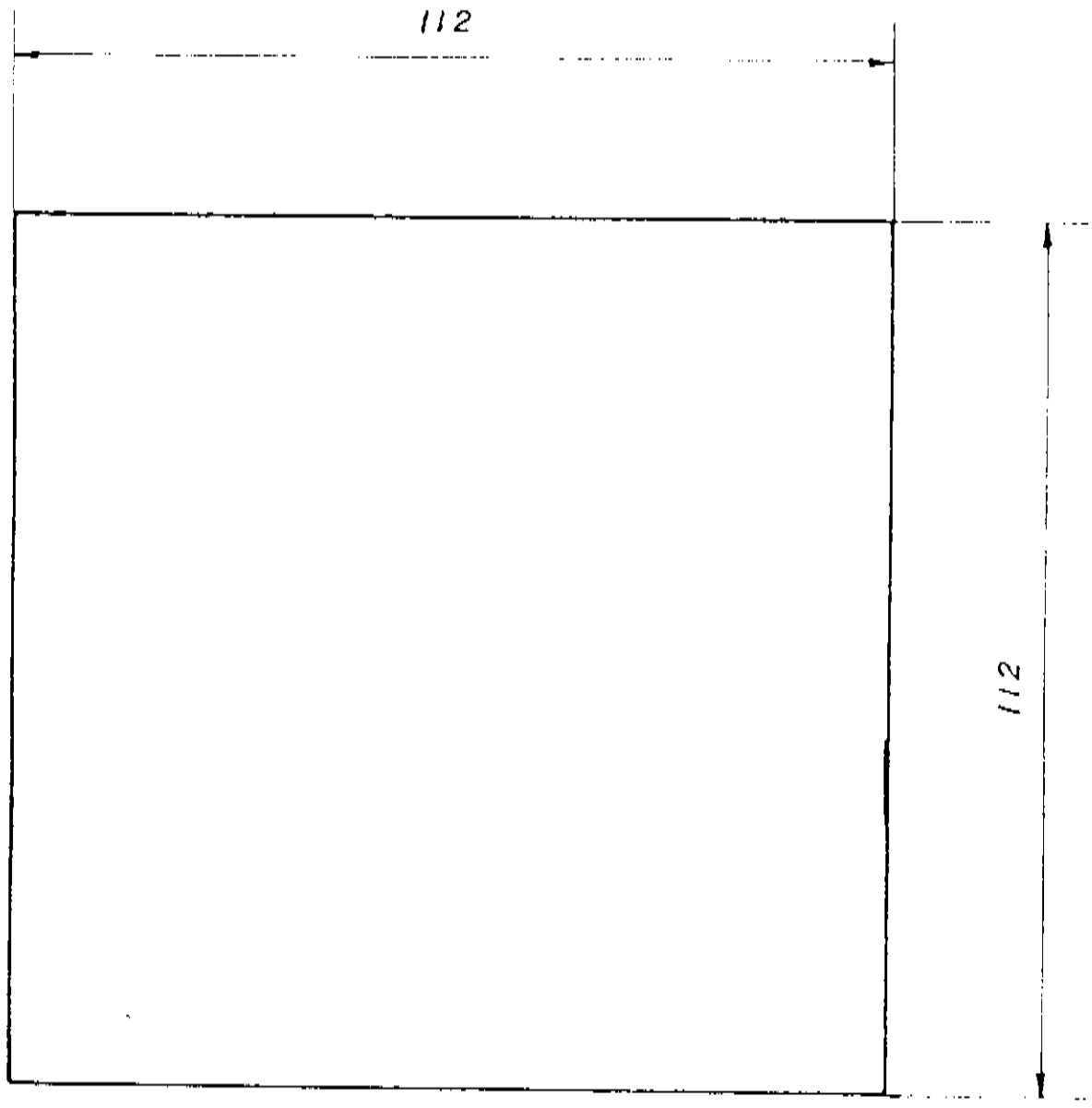
Quantidade: 1



BLINDAGEM FRONTAL

Material: chumbo

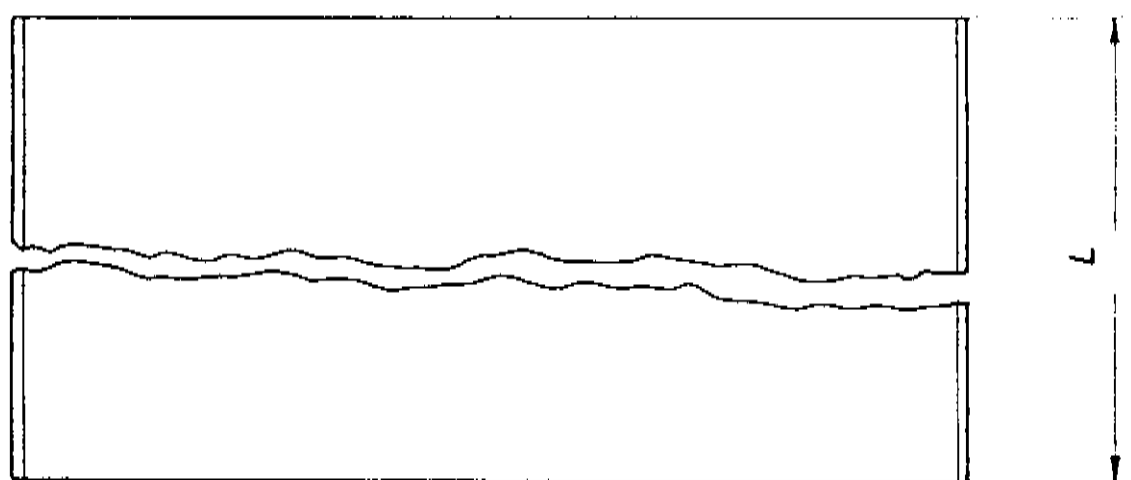
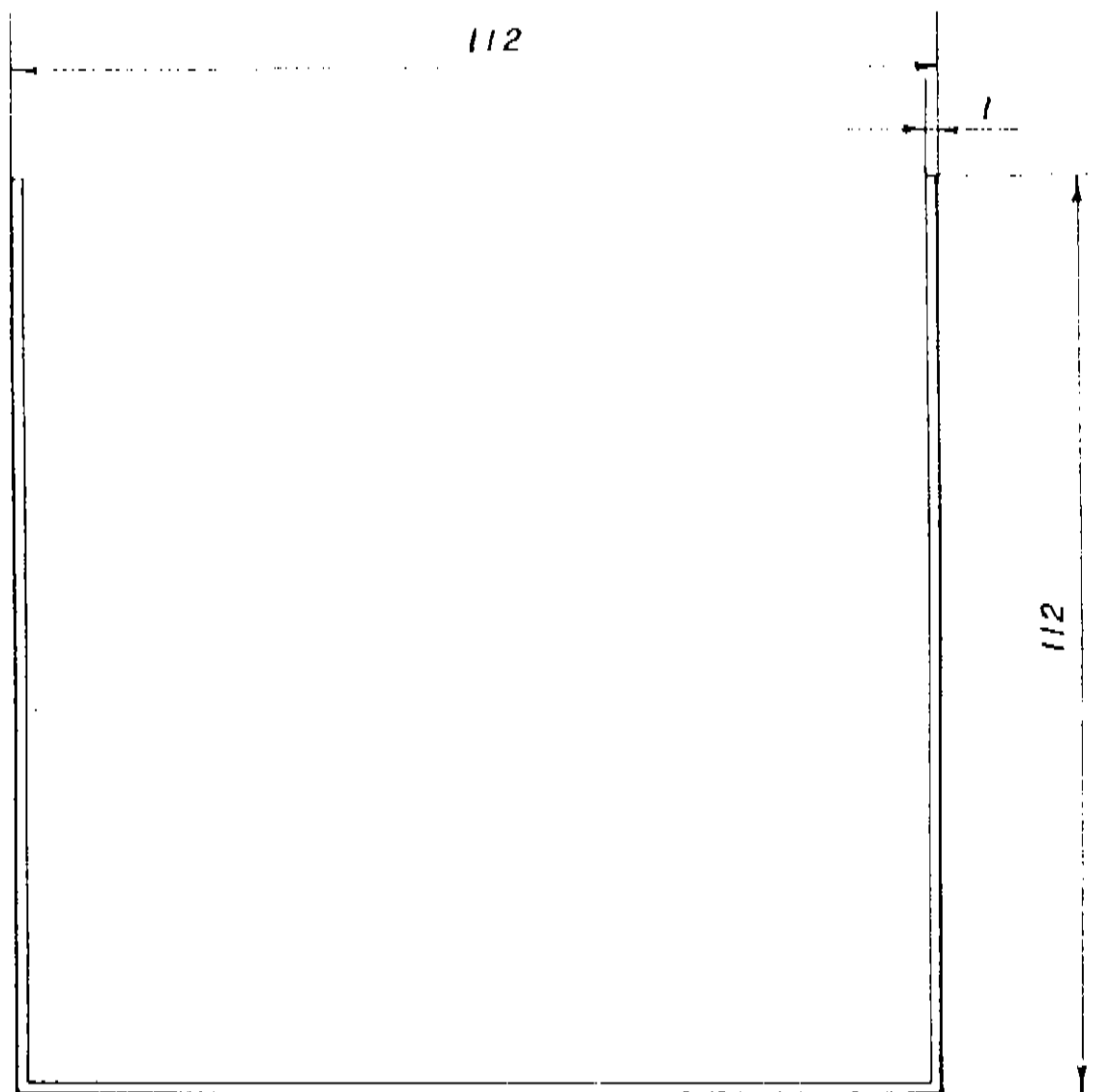
Quantidade: 1



BLINDAGEM POSTERIOR

Material: chumbo

Quantidade: 1



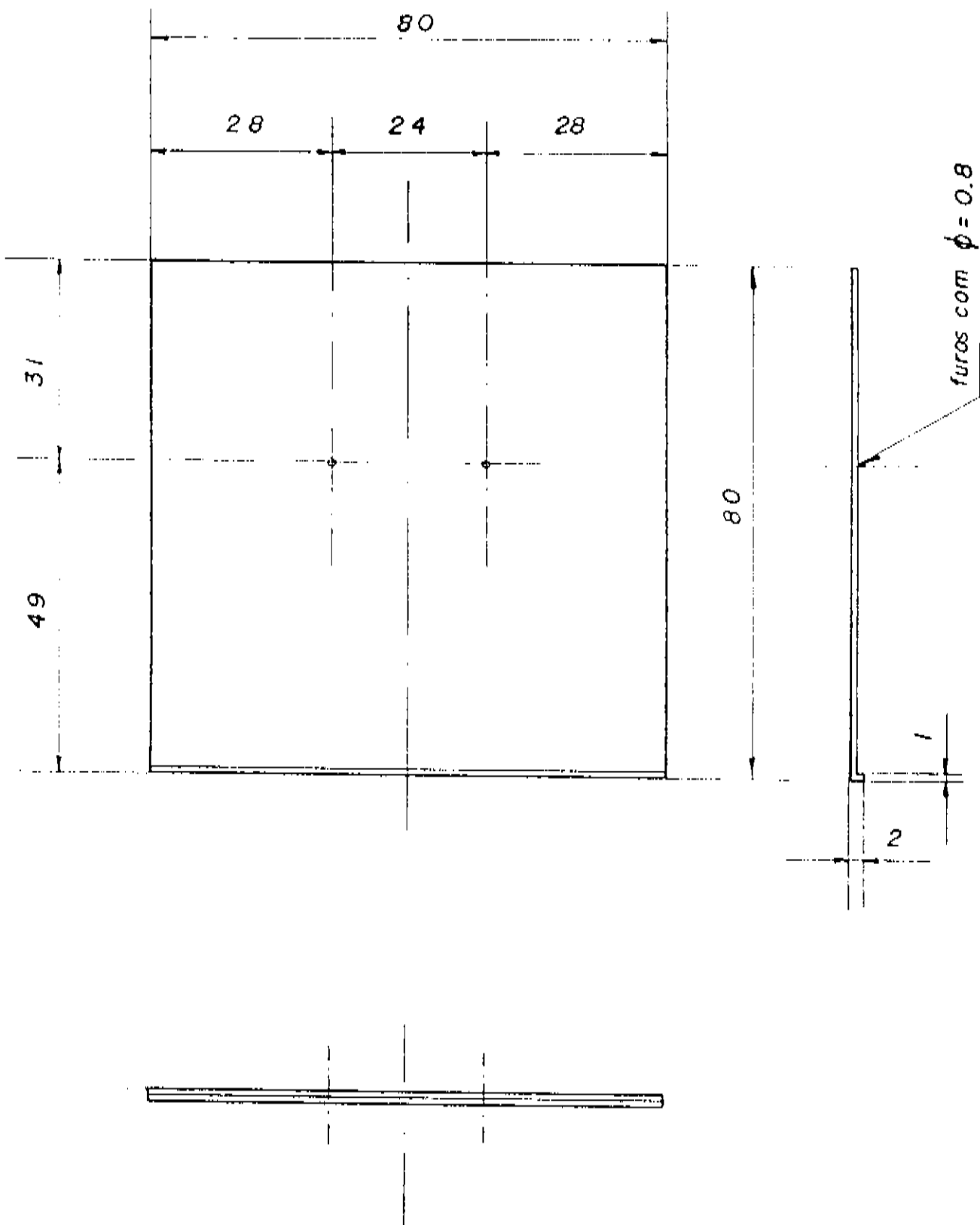
L = distância entre as blindagens

frontal e posterior

CAIXA

Material: chumbo

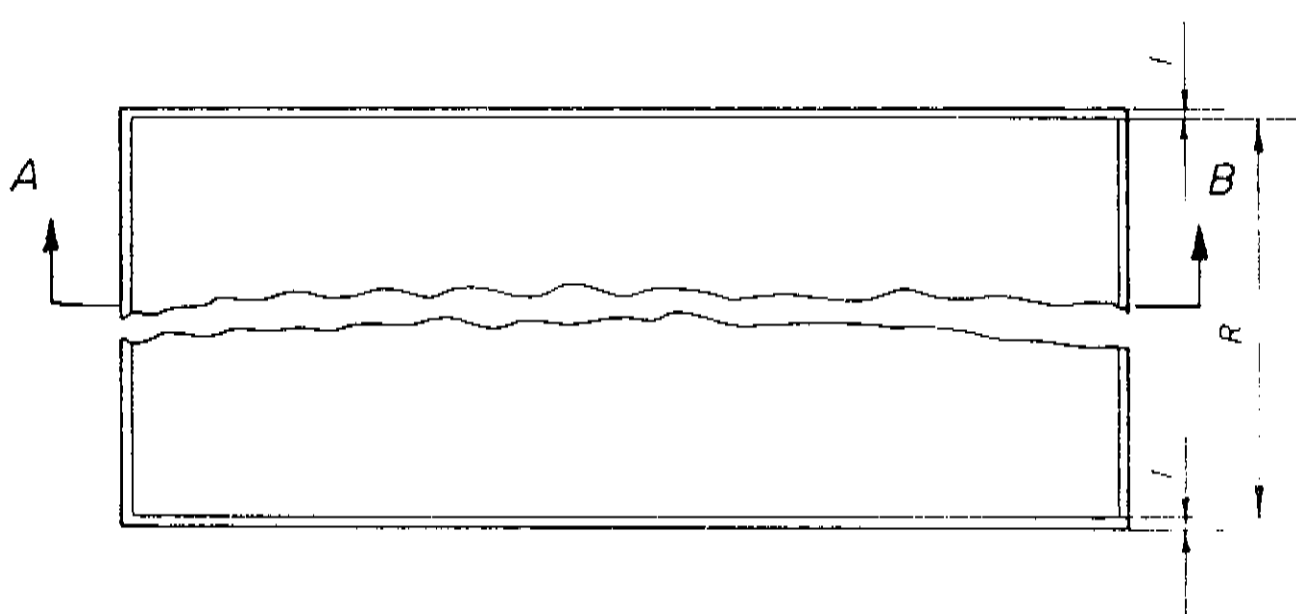
Quantidade: 1



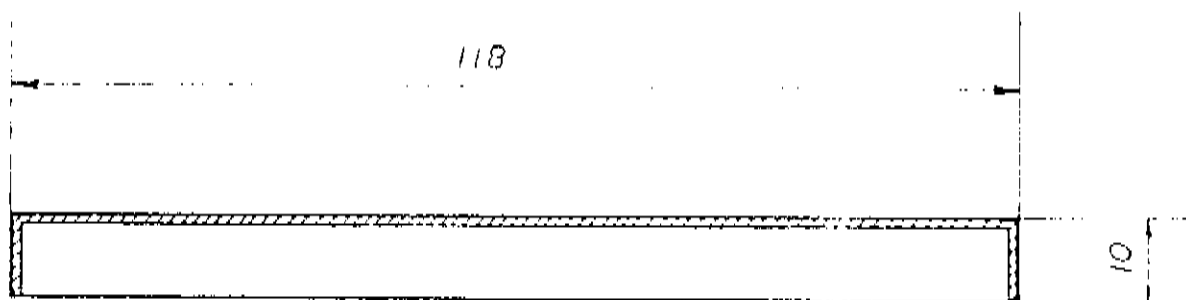
PUPILAS DE ENTRADA

Material: chumbo

Quantidade: 1



CORTE AB

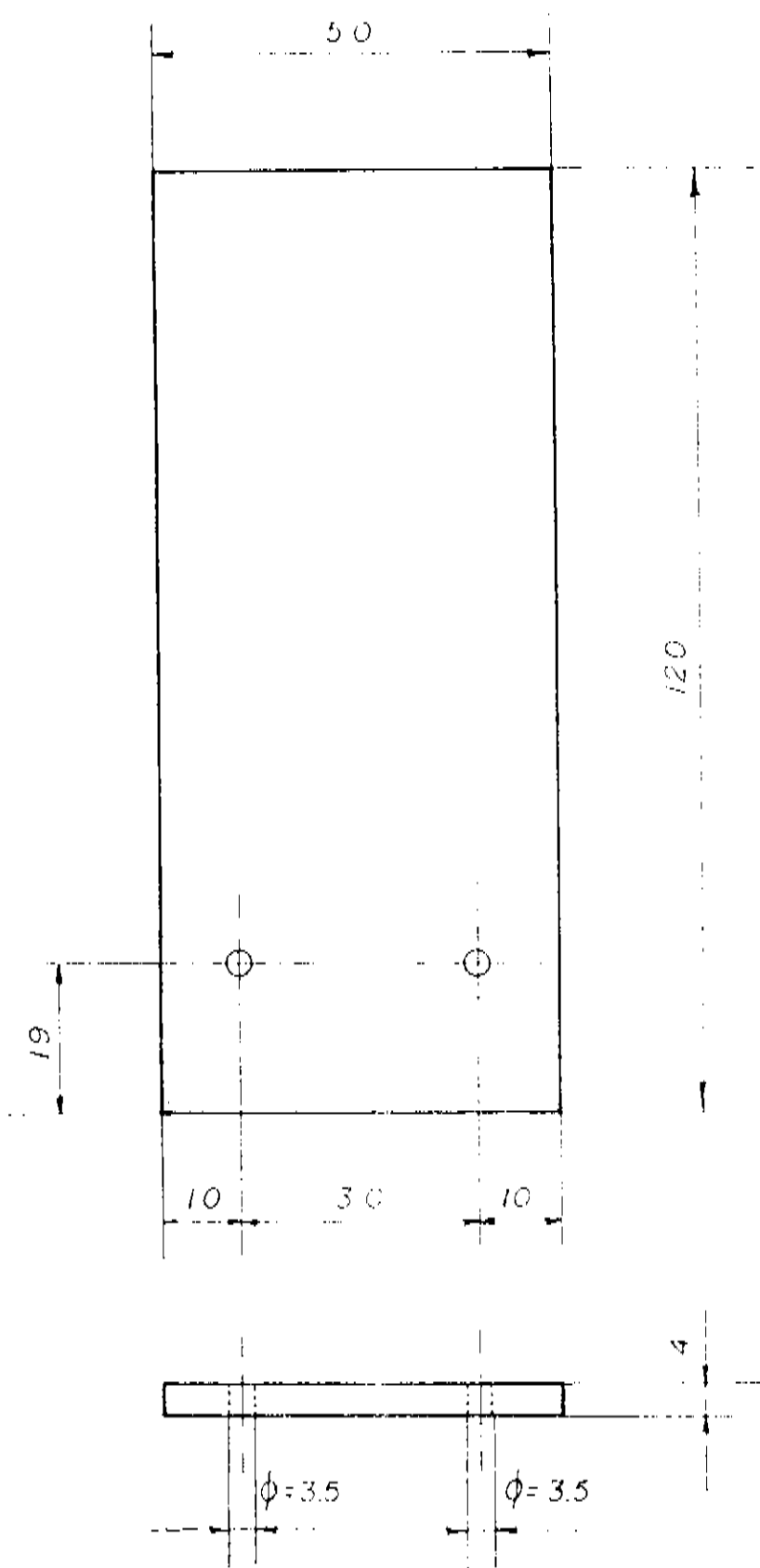


R = distância entre os suportes
frontal e posterior

TAMPA

Material: chumbo

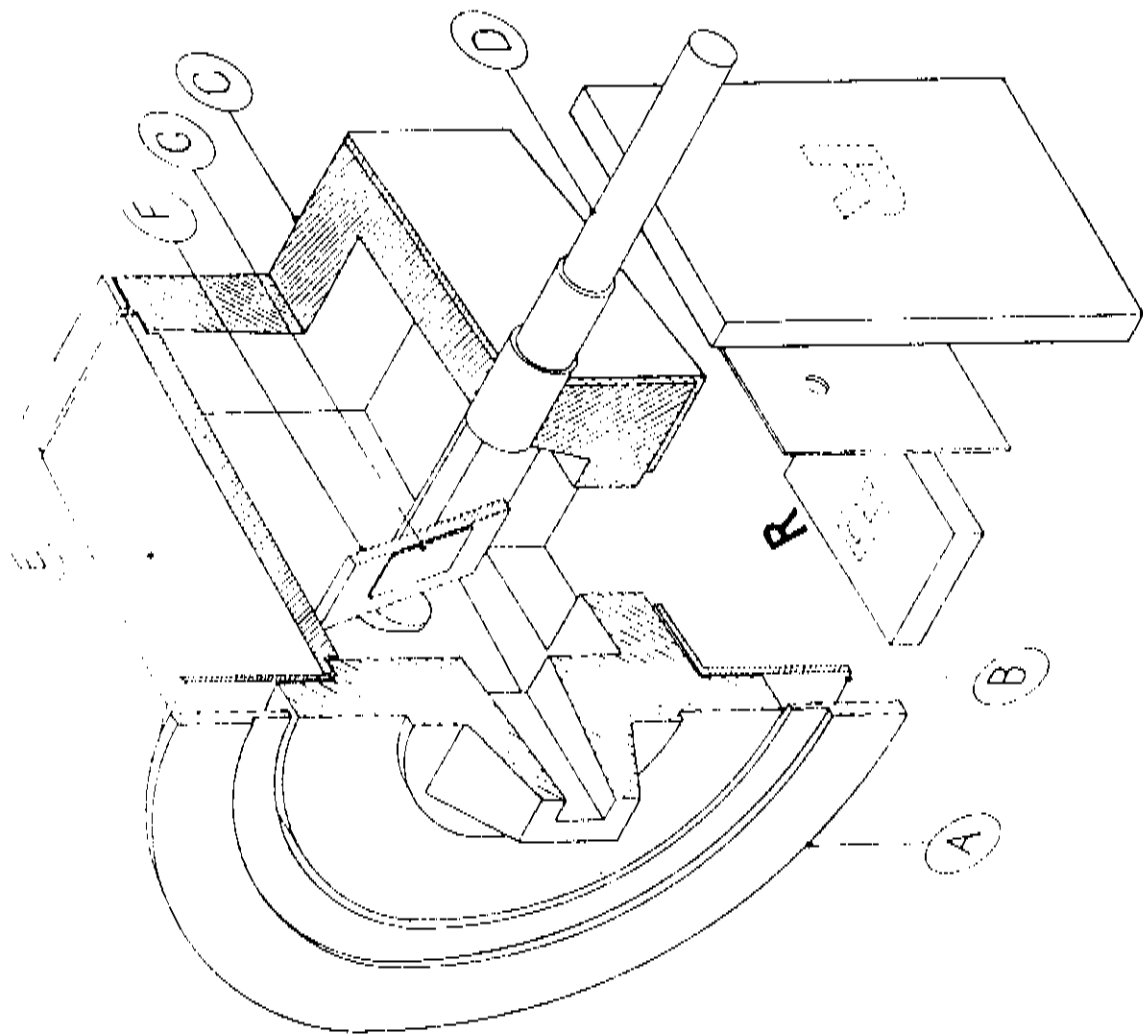
Quantidade: 1

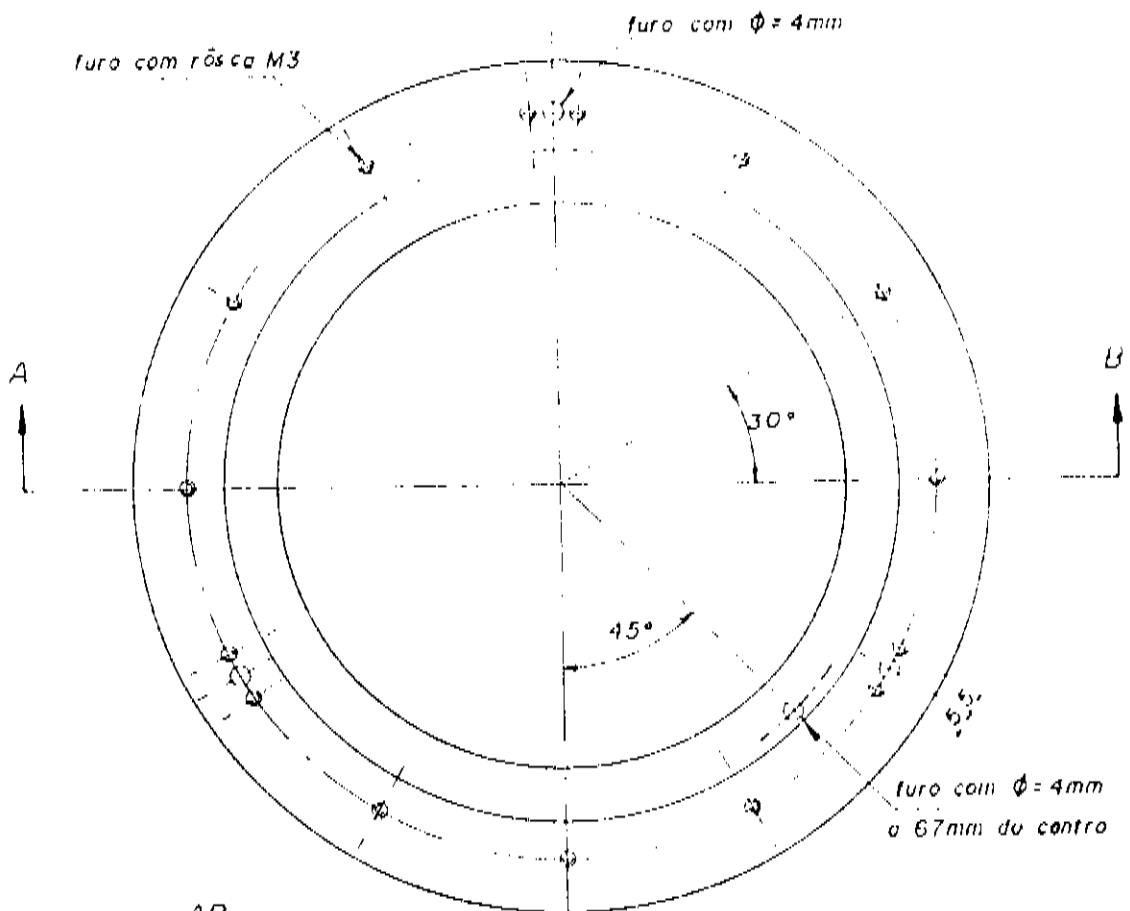


SUPORE DA AMOSTRA

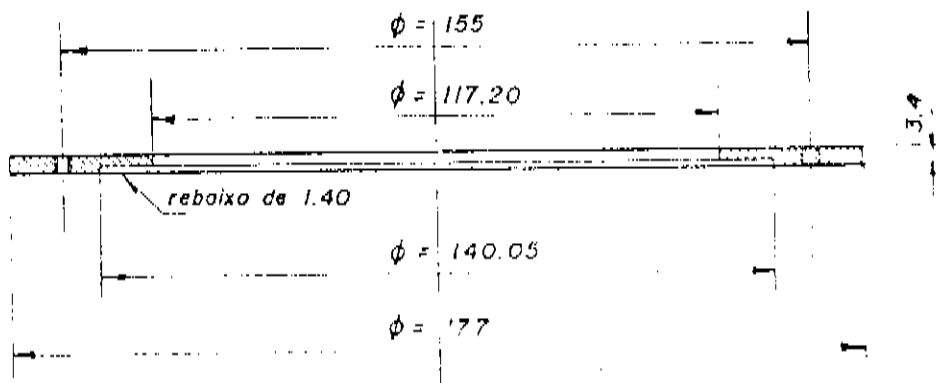
Material: alumínio extrudado

Quantidade: 1





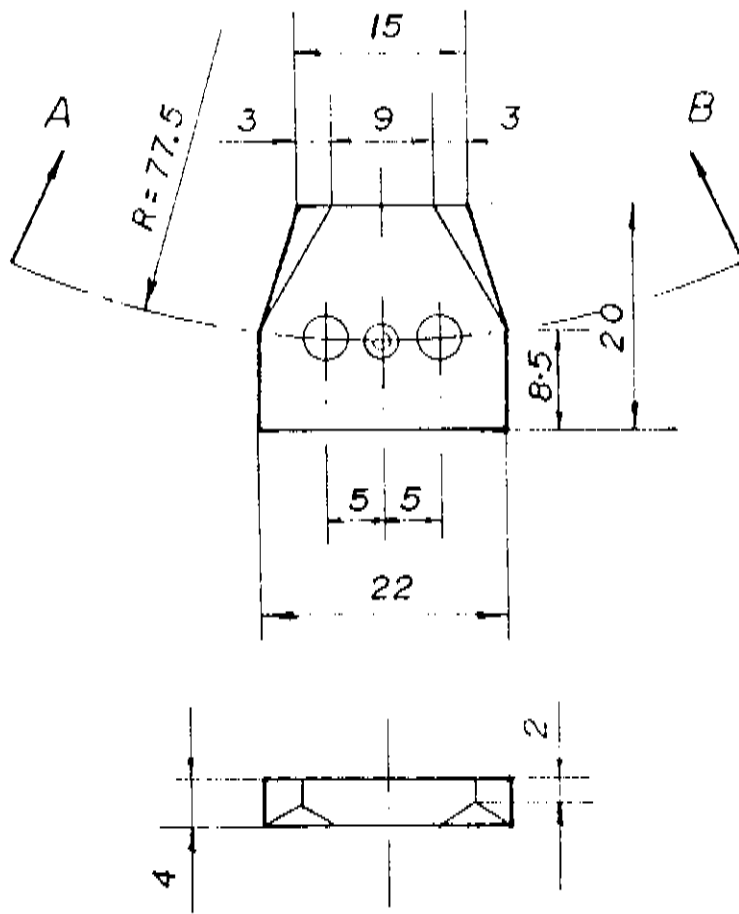
CORTE AB



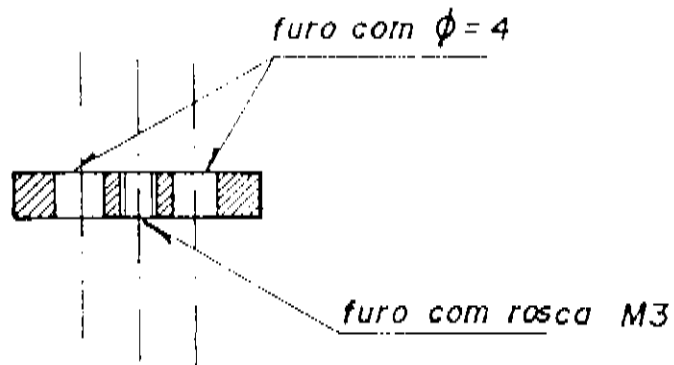
ANEL DO ADAPTADOR

Material: chapa preta de 3.4

Quantidade: 1



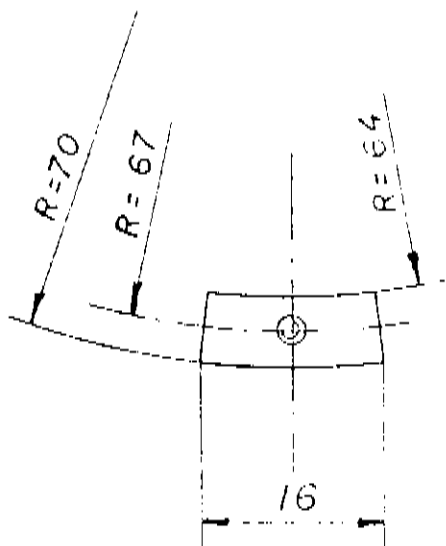
CORTE A B



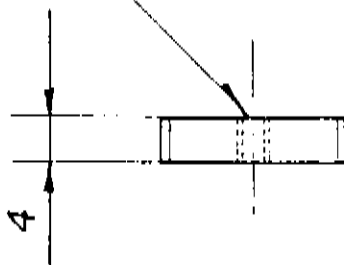
PRESILHA DO ADAPTADOR

Material: latão

Quantidade: 3



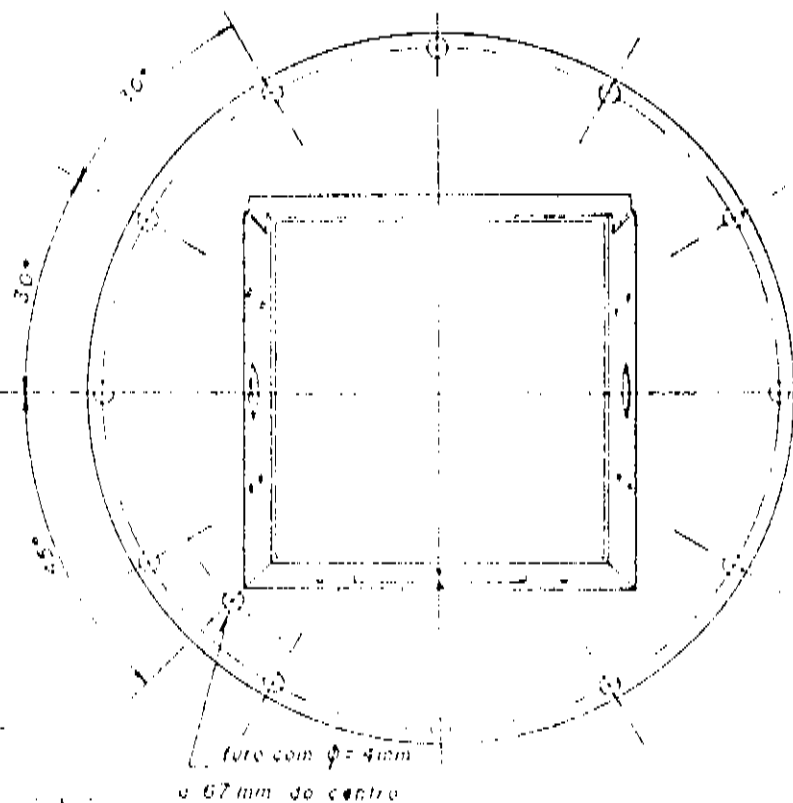
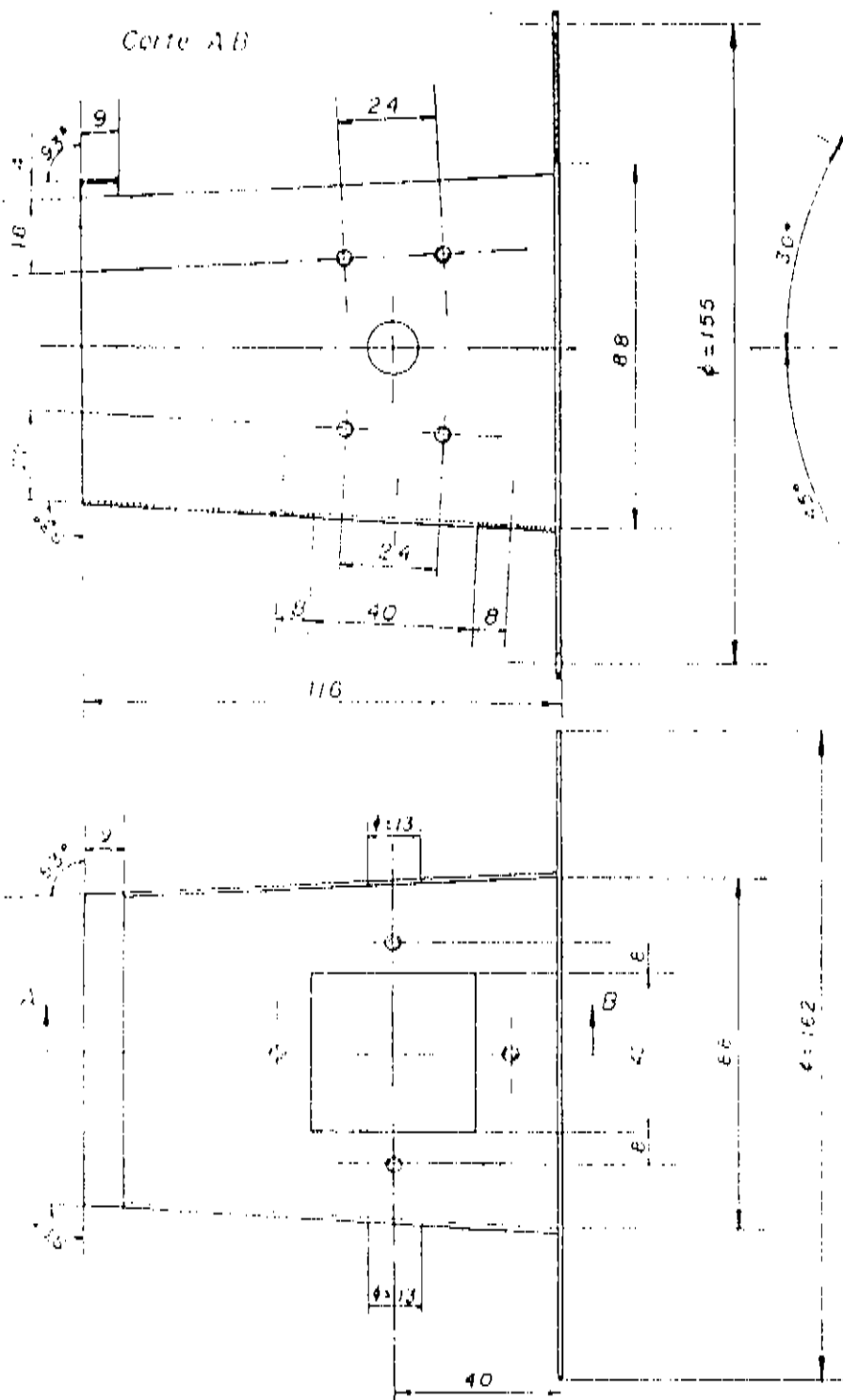
furo com rosca M3



TRAVE DO ADAPTADOR

Material: latão

Quantidade: 1

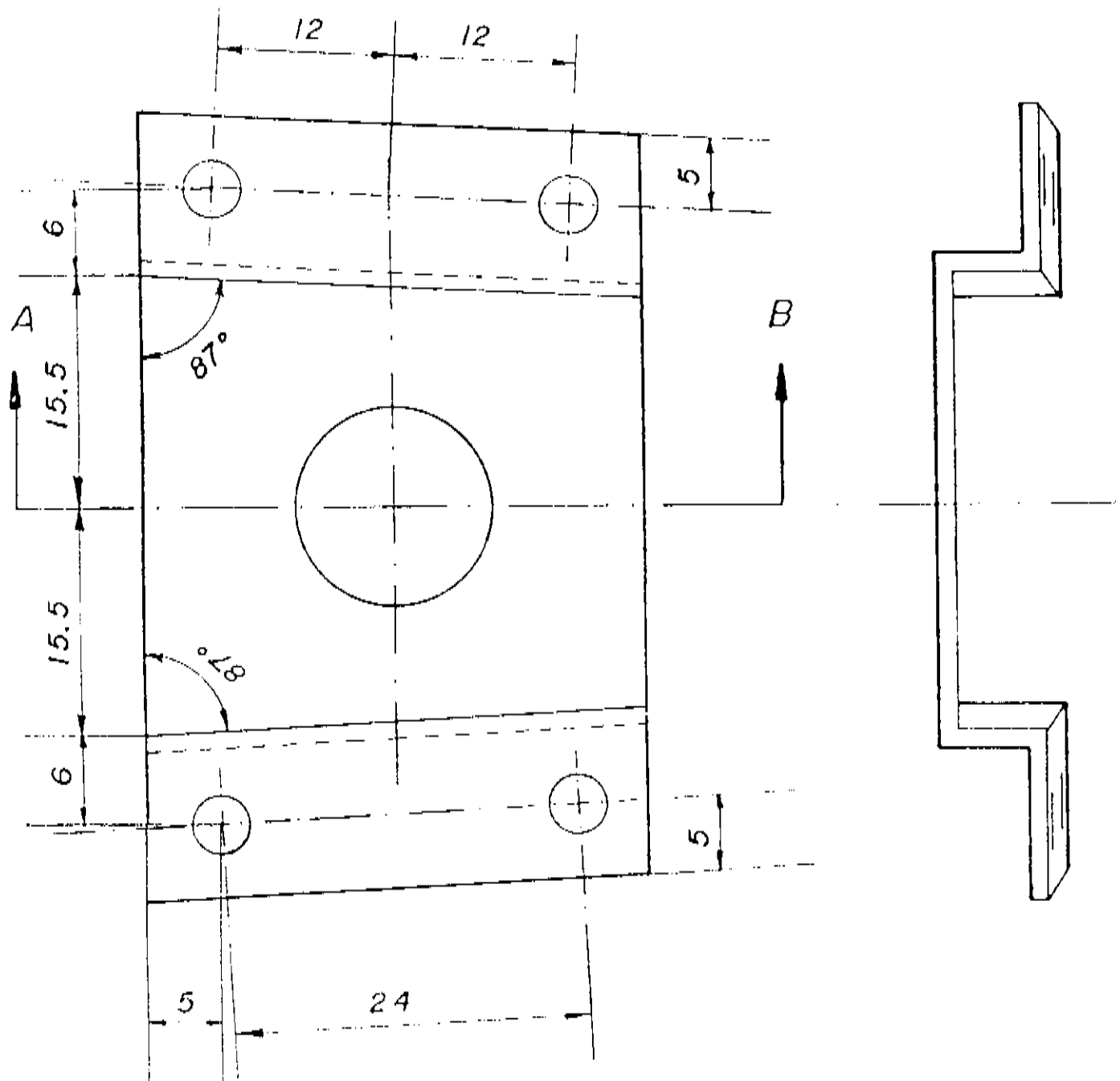


furo com $\phi = 4$ mm
a 67 mm do centro

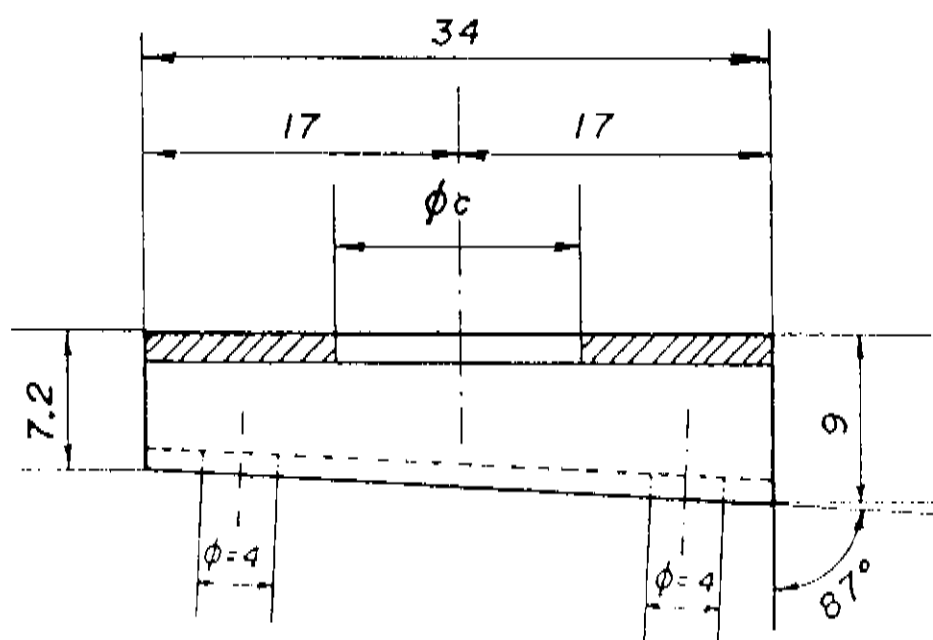
Obs: Todos furos menores nas paredes laterais
são com rosca M3

SUPORTE DA CARÇAÇA

Material: Al. preto de 1,2 mm
Quant. 1



CORTE AB

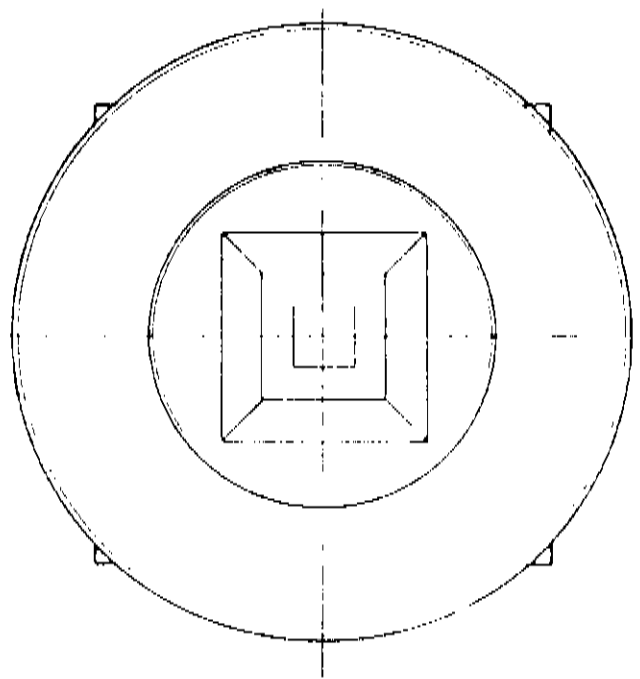
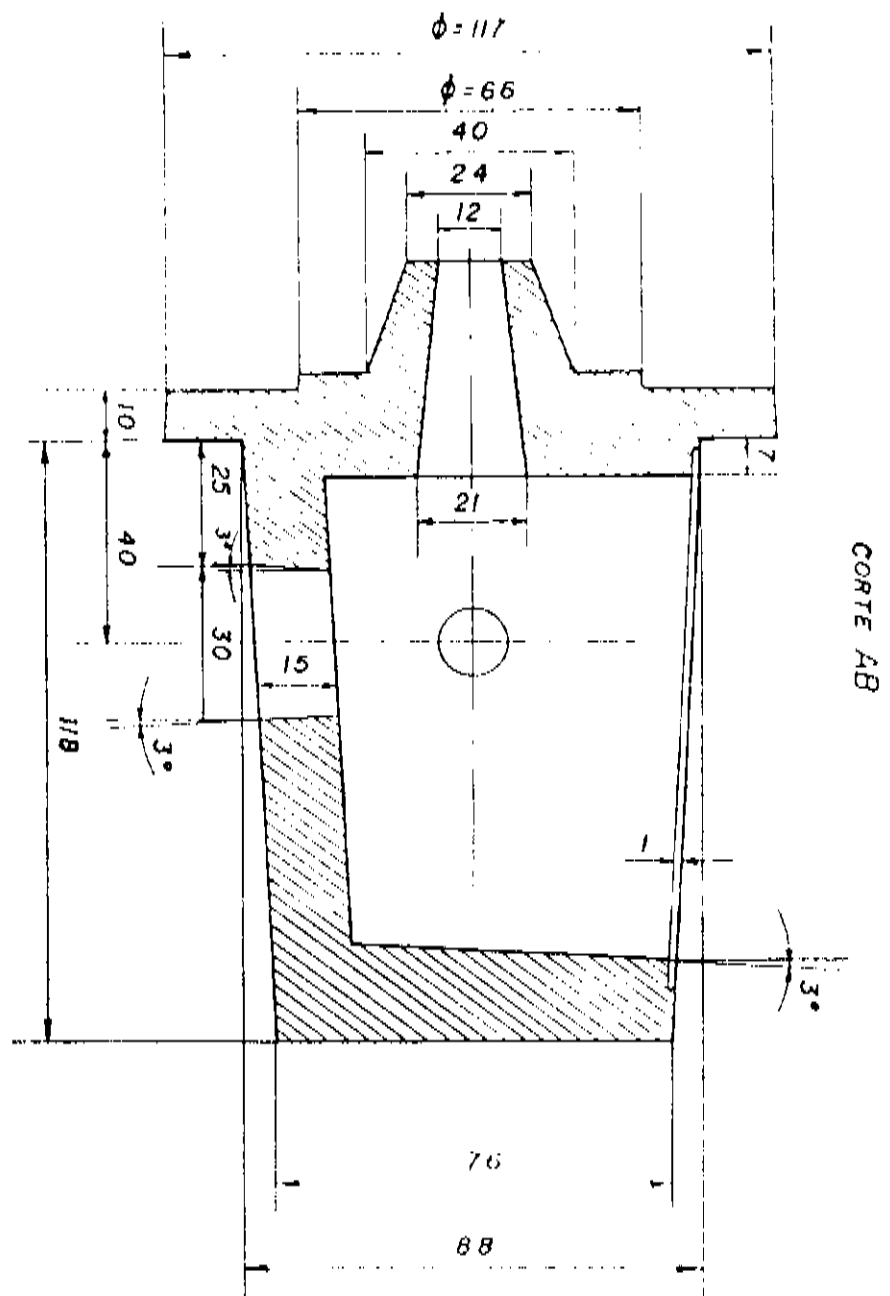
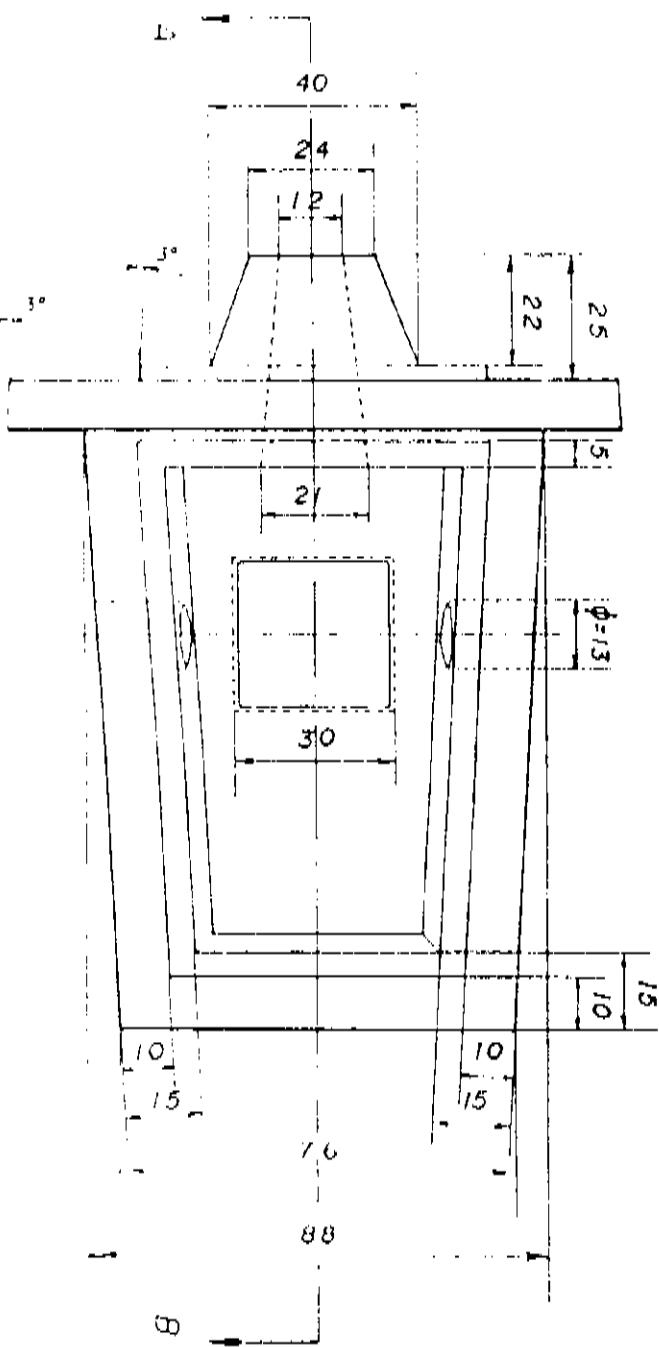


APOIO DO EIXO

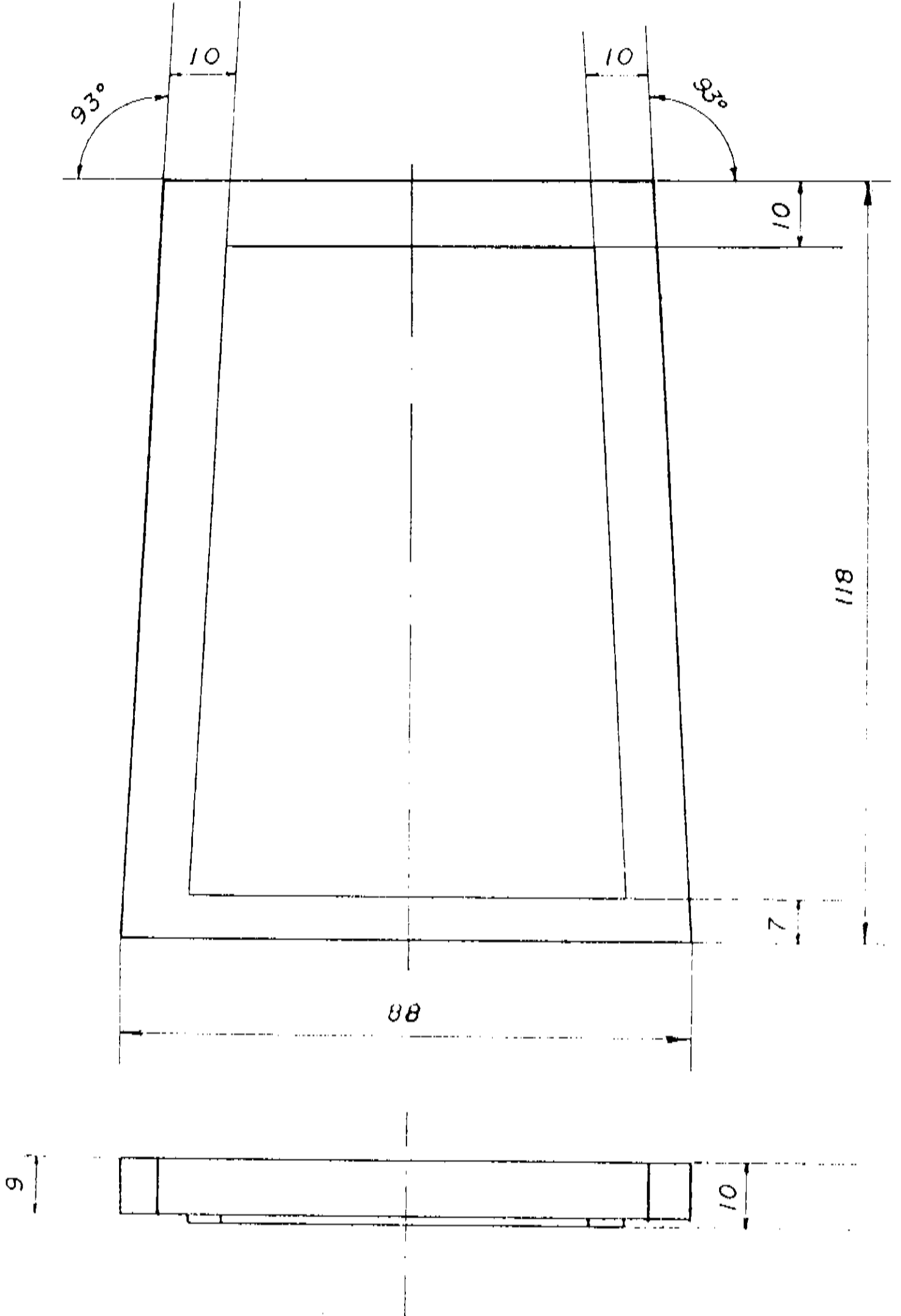
Material: chapa preta de 1.2 mm

Quantidade: 1 com $\phi_c = 12$

1 com $\phi_c = 8$



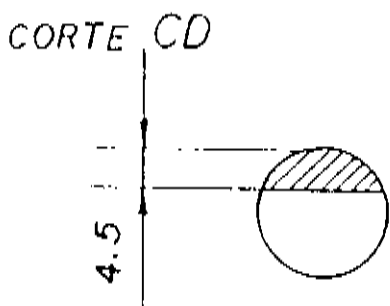
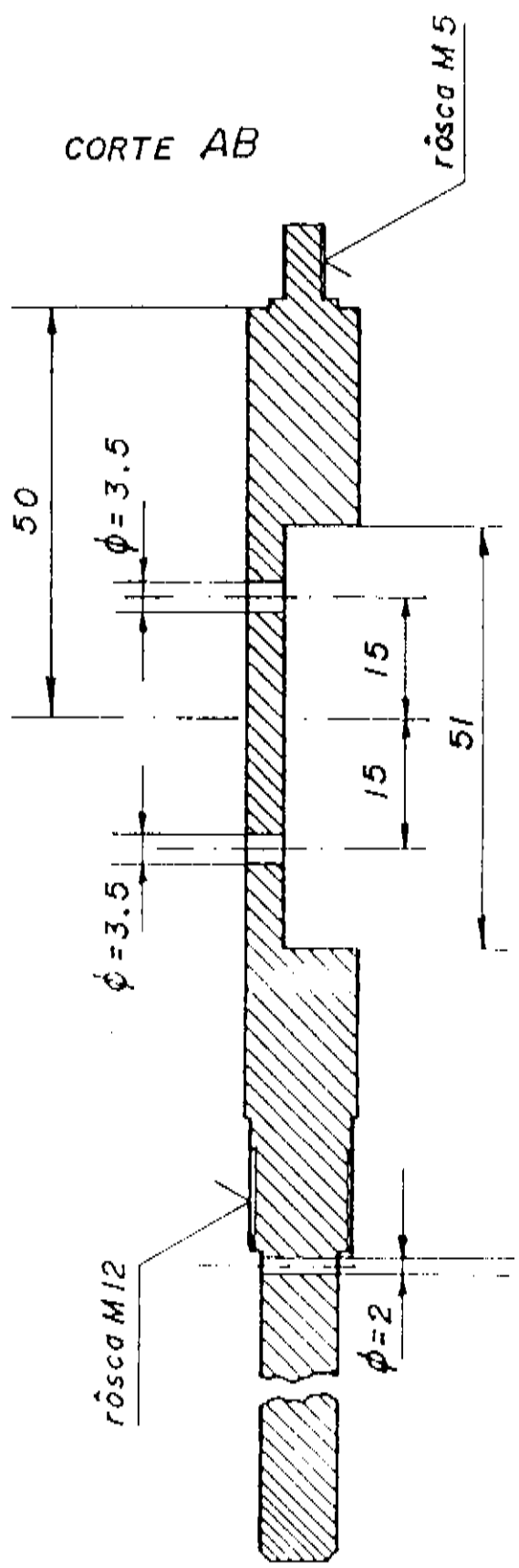
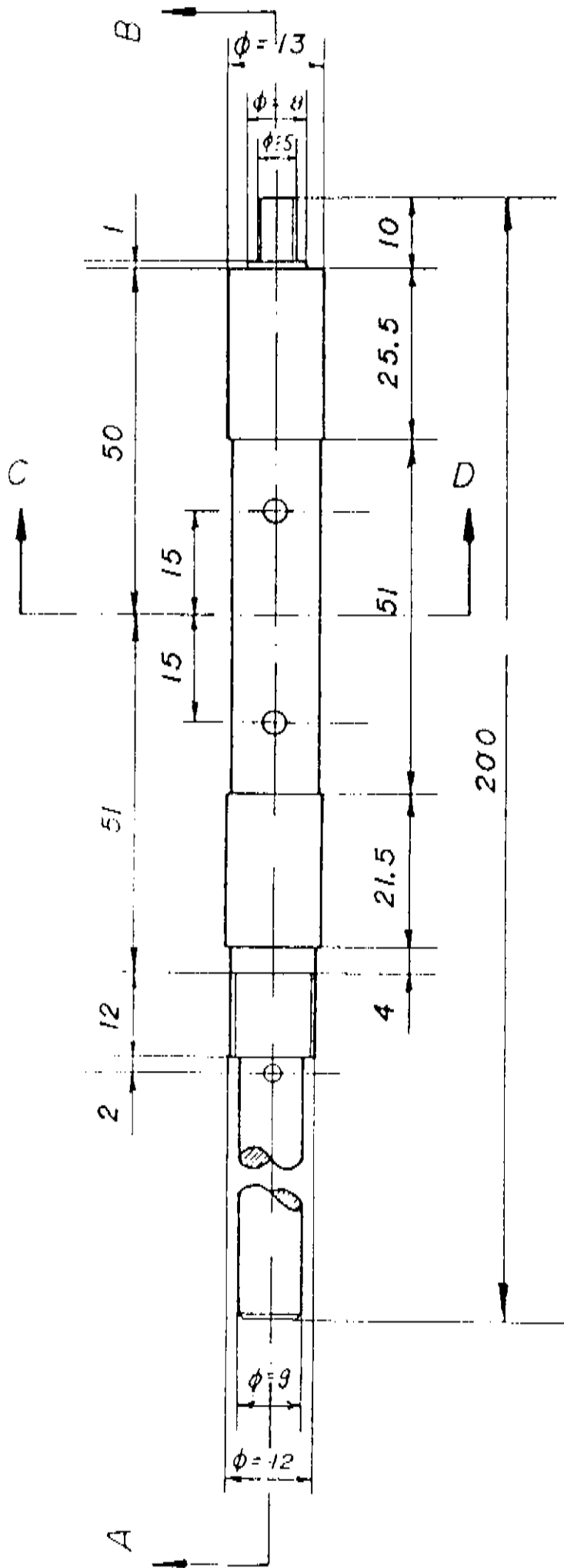
CARCAÇA DE BLINDAGEM
 Material: alumínio
 Quantidade: 1



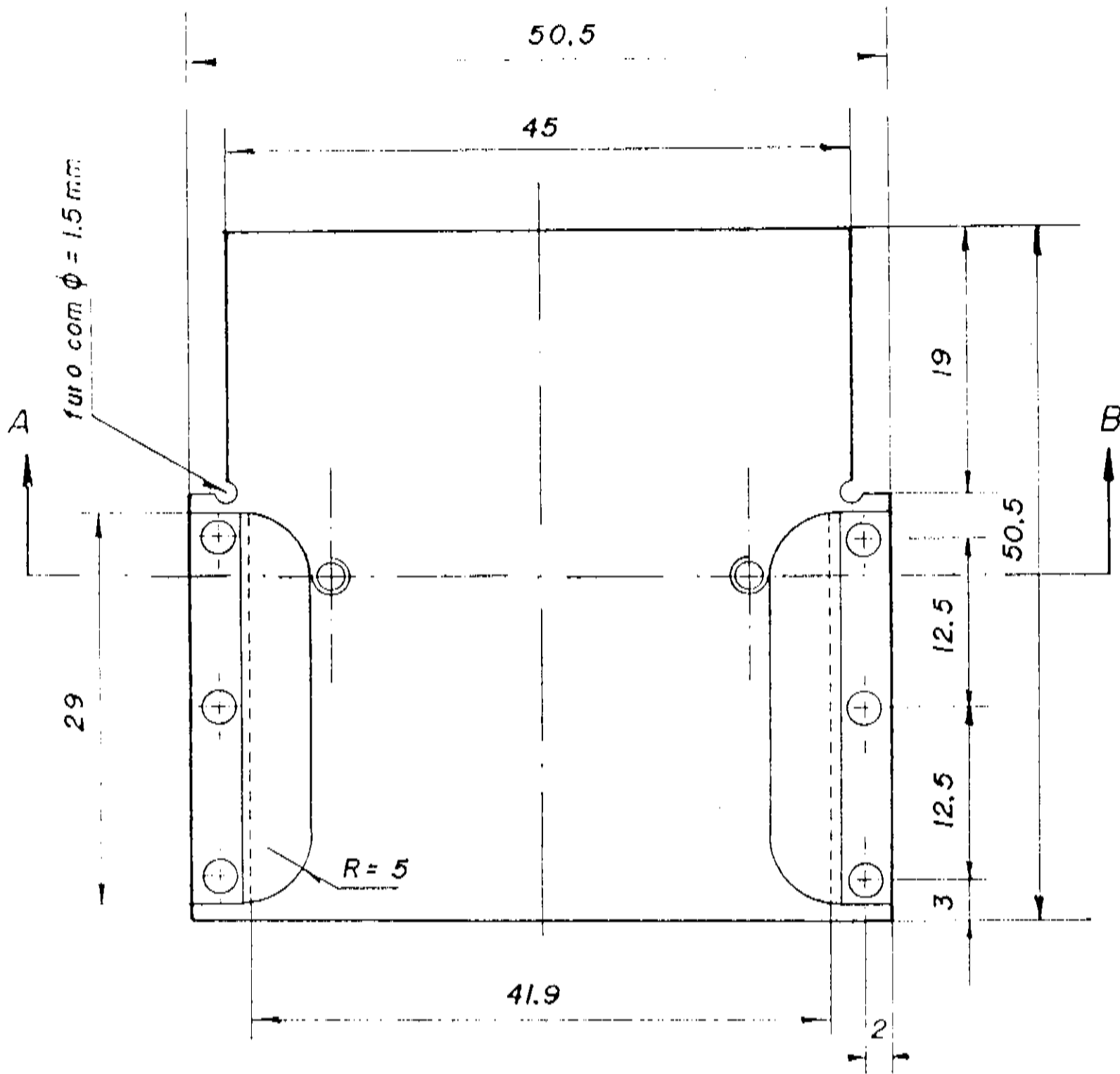
TAMPA

Material: chumbo

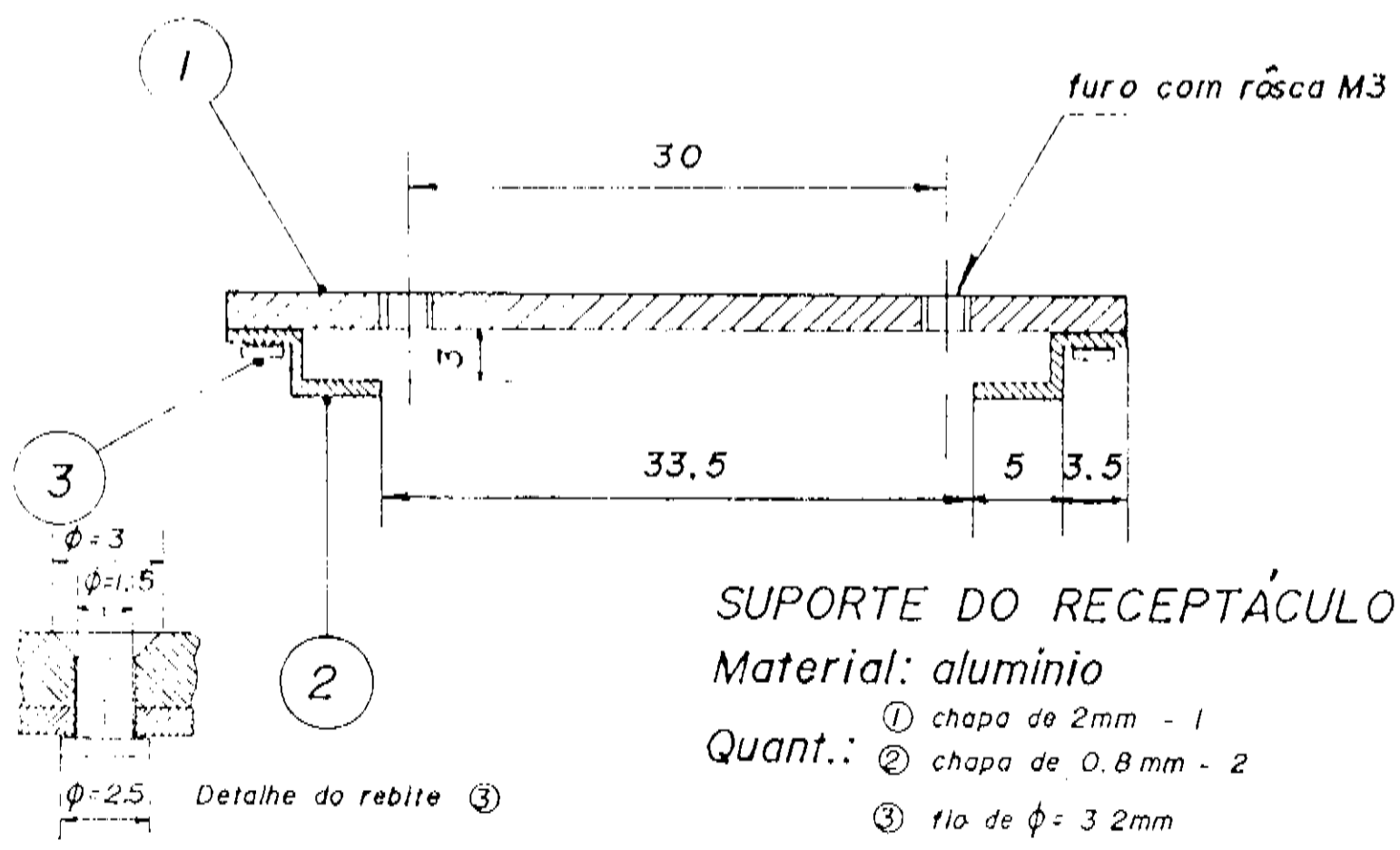
Quantidade: 1



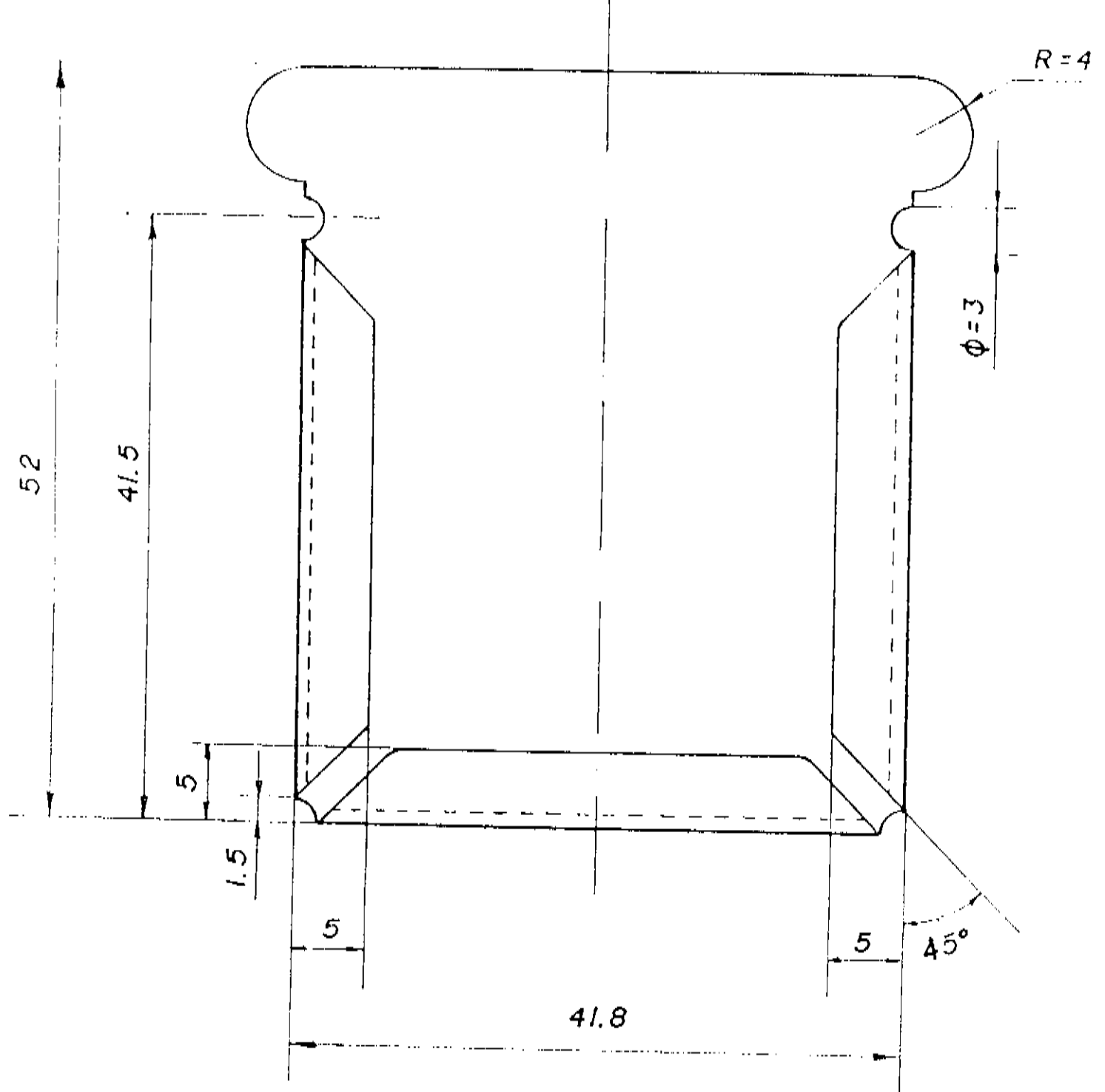
EIXO
 Material: alumínio
 Quantidade: 1



CORTE AB



SUPOORTE DO RECEPTEACULO
 Material: aluminio
 Quant.: ① chapa de 2mm - 1
 ② chapa de 0.8mm - 2
 ③ fio de $\phi = 3.2$ mm



RECEPTÁCULO

Material: chapa de Al
de 0.8 mm

Quantidade: 1

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 BERTIN, Eugene P. *Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis*. 2. ed. New York, Plenum Press, 1979. 1079 p.
- 2 CATICHA-ELLIS, S. Espectrografia de Rayos X fluorescentes. Boletín de la Facultad de Ingeniería y Agrimensura de Montevideo, VII(3): 43-95, jun.1959.
- 3 CATICHA-ELLIS, S. *Anomalous Dispersion of X-Ray in Crystallography - The Contribution of Resonance or Dispersion Effects to the Atomic Scattering Factors*. Cardiff, International Union of Crystallography by University College Cardiff Press, 1981. 18 p.
- 4 CATICHA, Omar S. Comunicações privadas.
- 5 CLARK, George L., editor. *The Encyclopedia of X-Rays and Gamma Rays*. London, Reinhold Publishing Corporation, 1963. 1149 p.
- 6 COMPTON, Arthur H. & ALLISON, Samuel K. *X-Rays in Theory and Experiment*. 2. ed. Princeton, D. Van Nostrand Company, Inc, 1967. 828 p.
- 7 DONIZETTI, Pino. *Shadow and Substance: the story of medical radiography*. 1. ed. Oxford, Pergamon Press, 1967. 213p.
- 8 GUINIER, A. *Théorie et Technique de la Radiocristallographie*. 3.ed. Paris, Dunod, 1964. 740p.
- 9 JENKINS, R. & De VRIES, J.L. *Practical X-Ray Spectrometry*.

2. ed. s.l., Springer-Verlag New York Inc., 1973. 190 p.
- 10 JENKINS, R. *An Introduction to X-Ray Spectrometry*. 1. ed.
London, Heyden, 1976. 163 p.
- 11 KAELB, Emmet F., editor. *Handbook of X-Ray for Diffraction,
Emission, Absorption, and Microscopy*. New York, McGraw -
Hill Book Company, 1967. p. por seções.
- 12 MACGILLAVRY, Caroline C. & RIECK, Gerard d., editors.
International Table for X-Ray Crystallography. 2. ed
Dordrecht, D. Reidel Publishing Company, 1983. 4 v.
- 13 PARENTE, Carlos B.R. & CATICHA-ELLIS, S. Multiple Scattering
of X-Rays and Neutrons. II. Neutron Multiple Scattering by
an Aluminum Single Crystal, Japan. J. Appl. Phys., 13(10) :
1506-1513, Oct. 1974.
- 14 RICHTMYER, F.K.; KENNARD, E.H.; LAURITSEN, T. *Introduction to
Modern Physics*. 5. ed. New York, McGraw-Hill Company,
1955. 666 p.
- 15 YARMONENKO, S.P. *Radiobiology of Humans and Animals*. 1. ed.
Moscow, Mir Publishers, 1988. 398 p.