

MEDIDAS DE SECÇÕES DE CHOQUE COM
UM OSCILADOR DE SINAL LOCAL

Omar Campos Ferreira

TESE PROPOSTA À COORDENAÇÃO DO CURSO
DE CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES CO-
MO PARTE DOS REQUISITOS PARA OBTEN-
ÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS E
TÉCNICAS NUCLEARES PELA UNIVERSIDADE
FEDERAL DE MINAS GERAIS.

Orientador: Professor Borisas Cimblenis

Agradecimentos

O autor agradece

ao Professor BORISAS CIMBLERIS, pelo trabalho de orientação;

aos colegas JOSÉ MARIA GOMES, que se encarregou do projeto eletrônico;

OSWALDO VICENTE DE BELEM MACHADO, pelo projeto e construção do sistema mecânico do oscilador;

PAULO WERTH URBAN, pelas valiosas sugestões;

EUGENIO DEMAS FILHO, que desenhou e detalhou o projeto;

D. WILMA LÊA DINIZ DALE, que datilografou o trabalho;

ao Pessoal de Operação do Reator, que proporcionou as condições especiais de uso do Reator;

a CARLOS AUGUSTO FEU ALVIM DA SILVA, pelos dados relativos ao fluxo térmico.

INDICE

	<i>Página</i>
1. INTRODUÇÃO	1
2. O PROBLEMA DE ANÁLISE DE MODERA DORES	2
3. OSCILADOR PARA O TRIGA IPR-R ₁	3
4. COMPONENTES DO OSCILADOR	9
5. DISCRIMINAÇÃO DOS EFEITOS DE AB SORÇÃO E DE ESPALHAMENTO	10
6. ESTABILIDADE DO SINAL REDUZIDO DE ESPALHAMENTO	11
7. CALIBRAÇÃO DO OSCILADOR	12
8. CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO	13
9. RESULTADOS EXPERIMENTAIS	14
10. CONSIDERAÇÕES SOBRE O ESPECTRO DE NÊUTRONS	17
11. CONCLUSÕES	21
..... REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	25

SUMÁRIO

Um oscilador do tipo sinal local foi projetado e construído para ser usado no Reator TRIGA do Instituto de Pesquisas Radioativas.

Este oscilador se presta especialmente à determinação de teores de impurezas em moderadores, usando amostras de pequena massa.

O dispositivo foi calibrado com amostras de grafita marcadas com ácido bórico e com ouro metálico.

1. INTRODUÇÃO.

Diversos problemas de Engenharia Nuclear estão relacionados com a medição de secções de choque para reações induzidas por nêutrons. Entre outros, mencionariamos o contrôlle de pureza de materiais, queima de combustível, propriedade de moderadores, etc.

Experiências realizadas no reator, para medir secções de choque, apresentam vantagens sôbre outros métodos de medição por corresponderem às condições em que o material se rã utilizado.

Hã dois métodos para medir secções de choque no reator:

- método estático (coeficiente de perigo)
- método dinâmico (oscilador)

No método estático, o efeito do material na reatividade de $\bar{\epsilon}$ é determinado por compensação com uma barra de controle, calibrada pelo método de leitura de período. Os efeitos colaterais à variação de potência na calibração ("feedback"), a distribuição não uniforme de temperatura e outras causas de erro limitam a sensibilidade e a precisão do método estático.

No método dinâmico, uma amostra do material oscila no reator, produzindo oscilações na densidade de nêutrons. As características da resposta de uma câmara de ionização

as oscilações de densidade de nêutrons determinam a secção de choque do material por comparação com padrões. Deve-se dizer que a amplitude das oscilações pode ser bastante pequena para não acarretar "feedback".

Artifícios eletrônicos permitem distinguir tipos de interação (absorção, espalhamento, moderação, ...).

A sensibilidade e a precisão do método dinâmico são melhores que no método estático.

Para se ter uma idéia das vantagens do método dinâmico, compare-se a consistência de medidas estáticas no CP-2¹ (2 mm²) com as obtidas nas diferentes versões do método dinâmico (0,1 mm² a 0,3 mm²^{1, 2, 3}).

Este trabalho apresenta os resultados de medidas efetuadas com um oscilador montado no Reator TRIGA (IPR-R₁), com o propósito preliminar de avaliar as possibilidades do equipamento existente no controle de impurezas em moderadores.

2. O PROBLEMA DE ANÁLISE DE MODERADORES.

O teor de impurezas em moderador é medido pela secção de choque de absorção e expresso pelo equivalente em Boro (massa de Boro que dá a mesma secção de choque).

A especificação de pureza para materiais de reatores é sempre muito rígida. Assim, para a grafita nuclear, estabeleceu-se uma tolerância de impurezas equivalente a

5 ppm de Boro. Portanto, o problema fundamental da análise de moderadores está em se medir uma secção de choque de absorção em presença de um efeito de espalhamento muito maior que o de absorção. No caso da grafita nuclear, a razão entre as secções de choque de espalhamento (Σ_s) e de absorção (Σ_a devido a impurezas) é da ordem de 1.000. O sucesso de uma experiência de detecção de 5 ppm de Boro em grafita depende, pois, da possibilidade de reduzir drasticamente o efeito de espalhamento e assegurar a reprodutibilidade dessa redução.

3. OSCILADOR PARA O TRIGA IPR-R₁.

O ante-projeto de um oscilador para ser usado no TRIGA do Instituto de Pesquisas Radioativas comporta um exame dos tipos de osciladores em uso.

Hã três tipos de osciladores:

- de sinal global
- de sinal local
- de sinal resultante

No oscilador de sinal global, a amostra interfere no balanço de nêutrons da reação em cadeia. O reator responde às oscilações da amostra como um sistema. A amplitude das oscilações na densidade de nêutrons depende da frequência das oscilações da amostra e da secção de choque desta.

No caso de sinal local, a interação se dá com nêutrons que já não interessam à economia da reação. É o caso em que o oscilador fica localizado fora do refletor. Também se consegue realizar o sinal localizado ajustando a freqüência de oscilação da amostra para minimizar a resposta global. O detector, colocado perto da amostra responde apenas à perturbação local da densidade de nêutrons.

O sinal resultante é obtido ajustando-se a freqüência do oscilador de forma que os efeitos global e local sejam da mesma ordem de grandeza. O detector fornece um sinal devido à superposição dos dois efeitos.

A forma e a amplitude da resposta do detector (intensidade de corrente) às oscilações da amostra dependem de várias circunstâncias, tais como: as secções de choque para as interações possíveis, a distribuição espacial da densidade de nêutrons, a posição da amostra em relação ao detector, a eficiência do detector, a amplitude e a freqüência de oscilação, etc. . Em alguns casos, podem-se escrever equações simples para o sinal do detector.

Assim, para o sinal local, supondo que:

- o gradiente de fluxo é constante,
- o comprimento da amostra e a amplitude de oscilação são pequenos em relação ao comprimento do detector,
- a amostra é absorvedor puro,

pode-se provar que uma oscilação da forma

$$x = a e^{wjt}$$

produz um sinal local

$$l = n_0 \Sigma_a L e^{wjt}$$

onde

n_0 - densidade local de nêutrons,

Σ_a - secção de choque de absorção,

L - uma função da amplitude de oscilação, da posição do centro de oscilação, do gradiente de fluxo, da eficiência do detector ...

Para descrever a resposta global, recorre-se à função importância e às equações da cinética. Limitando-nos ao caso de absorvedor puro, relaciona-se a secção de choque da absorção com a reatividade devida à amostra

$$\frac{\Delta k}{k} = \delta \left[\frac{\Sigma_a}{\Sigma_f}, \frac{\phi(r)}{\phi}, F_\ell(r) \right] \text{ sendo}$$

Σ_a - secção de choque de absorção da amostra

Σ_f - secção de choque de fissão do reator

$\phi(r)$ - fluxo de nêutrons local

pode-se provar que uma oscilação da forma

$$x = a e^{wjt}$$

produz um sinal local

$$l = n_0 \Sigma_a L e^{wjt}$$

onde

n_0 - densidade local de nêutrons,

Σ_a - secção de choque de absorção,

L - uma função da amplitude de oscilação, da posição do centro de oscilação, do gradiente de fluxo, da eficiência do detector ...

Para descrever a resposta global, recorre-se à função importância e às equações da cinética. Limitando-nos ao caso de absorvedor puro, relaciona-se a secção de choque da absorção com a reatividade devida à amostra

$$\frac{\Delta k}{k} = \delta \left[\frac{\Sigma_a}{\Sigma_f}, \frac{\phi(r)}{\phi}, F_\ell(r) \right] \text{ sendo}$$

Σ_a - secção de choque de absorção da amostra

Σ_f - secção de choque de fissão do reator

$\phi(r)$ - fluxo de nêutrons local

ϕ - fluxo de nêutrons médio no reator

$F_2(\kappa)$ - probabilidade reiterada de fissão

Em segundo passo, relacionam-se a variação de reatividade e a variação de densidade de nêutrons

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{exc} (1 - \beta) - \beta}{\ell} n + \sum_m \lambda_m C_m$$

$$\frac{dC_m}{dt} = \frac{(1 + k_{exc}) \beta \alpha_m}{\ell} n - \lambda_m C_m$$

A solução destas equações ⁴ mostra que uma oscilação de reatividade $\frac{\Delta k}{k} = A e^{j\omega t}$

dá lugar a uma oscilação da densidade de nêutrons

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{A}{Q(j\omega)} e^{j\omega t}$$

sendo

$$Q(j\omega) = \sum \frac{\alpha_m j \omega}{\lambda_m + j \omega} \quad \text{a função de transferência do}$$

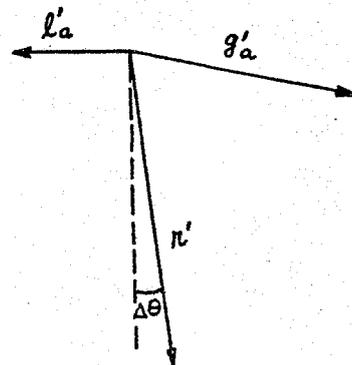
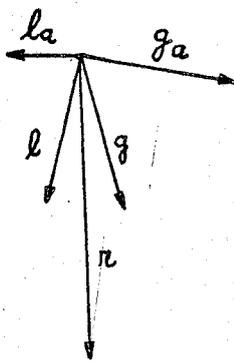
reator.

Observe-se que o reator atua como um amplificador, de

pendendo o fator de amplificação da frequência da oscilação de reatividade.

As amplitudes dos sinais local e global são proporcionais à potência do reator (n_0) e isto ocasiona erros devidos à flutuação de potência.

Uma combinação dos sinais, com a medida do ângulo de fase entre eles, dá o tipo sinal resultante. O ângulo de fase θ não depende de n_0 (potência do reator) mas depende da secção de choque de absorção como mostra o diagrama de rotores abaixo, em que se representam os sinais local e global devidos a uma amostra absorvedora e espalhadora e a variação do ângulo θ devida a uma variação em Σ_a^{12} .



O exame da viabilidade do projeto de um oscilador para o TRIGA levou a excluir os tipos sinal global e sinal resultante pelos seguintes motivos:

- a - dificuldade de acesso ao núcleo;
- b - inconveniência em modificar a configuração do núcleo para instalar uma câmara de oscilação;
- c - interferência indesejável com o esquema de operação do reator.

Para um oscilador do tipo sinal local, as condições são muito menos restritivas. Instalando-se um tubo de acesso vertical, encostado ao refletor, pôde-se colocar uma câmara de ionização e obter as seguintes informações

- a - fluxo de nêutrons no canal da câmara
 $\phi = 4 \times 10^9 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{seg}$ (5 kW)
- b - distribuição espacial do fluxo ao longo da câmara (Figura 1), obtida por ativação de lâminas de ouro
- c - razão de cádmio para o ouro -60, indicando haver boa termalização na região.

As providências preliminares incluíram, ainda, o estudo das características da câmara (Figura 2), e o projeto mecânico do oscilador (Figura 3).

4. COMPONENTES DO OSCILADOR.

a - Câmara de ionização.

A câmara de ionização foi construída no Instituto de Engenharia Nuclear da Guanabara⁹. O projeto é clássico: tem três electrodos de alumínio, revestidos de boro natural ($0,7 \text{ mg/cm}^3$) e é cheia com nitrogênio à pressão atmosférica. É dividida em duas secções, cada uma constituindo um detector completo. Tencionava-se usar as duas câmaras em oposição para eliminar a perturbação devida a oscilações de potência do reator⁶.

Esse refinamento, exigindo um projeto eletrônico muito mais sofisticado, ficou para ser abordado em uma segunda etapa. No momento, só está em uso a câmara superior.

b - Sistema motor.

A amostra contida em um tubo de "teflon" é presa a um fio de "nylon" que passa pelo canal da câmara (Figura 3). Um sistema biela-manivela, acionado por um motor de indução monofásico através de uma caixa de redução, movimenta a amostra com a frequência de 37 ciclos/minuto e amplitude ajustável entre 4 e 8 cm.

c - Sistema eletrônico.

O sistema eletrônico do oscilador foi projetado pelo Engenheiro José Maria Gomes, da Secção de

Instrumentação e Contrôle. Detalhes serão expostos pelo autor do projeto em publicação futura. O sistema eletrônico compreende um amplificador de corrente e um circuito integrador (Figura 4). O intervalo de integração é determinado por pulsos de tensão provenientes de um captador magnético excitado pela passagem de duas peças de ferro prêsas ao volante da manivela (Figura 3).

5. DISCRIMINAÇÃO DOS EFEITOS DE ABSORÇÃO E DE ESPALHAMENTO.

O processo clássico de minimizar o efeito de espalhamento, em presença do efeito de absorção, consiste em determinar uma posição para o centro de oscilação tal que os sinais de espalhamento e absorção apresentem alguma diferença de fase⁵. O intervalo de integração pode ser então fixado de tal forma que a integral de espalhamento seja pequena em comparação com a integral de absorção.

Em nosso caso, preferimos tirar partido do que parece ser uma particularidade das respostas de absorção e de espalhamento fornecidas pela câmara dupla. A Figura 5 mostra os sinais não integrados obtidos com um absorvedor puro (Cd) e um espalhador puro (D_2O).

Observa-se que a oscilação da amostra produz, em geral, um sinal periódico, de mesma freqüência que o movimento. Em uma posição particular do centro de oscilação, o sinal de absorção apresenta freqüência dupla; o mesmo acon

tece para o sinal de espalhamento, em outra posição. O desdobramento do sinal, que se observa também nos resultados de FUKETA, poderia ser explicado por uma irregularidade na curva de distribuição do fluxo que, entretanto, não aparece na curva obtida por ativação de lâminas.

O seu aparecimento no oscilador se deve a que o sinal de fundo (componente contínuo) não é amplificado.

Esse desdobramento do sinal foi aproveitado para se descartar do efeito de espalhamento, ajustando o intervalo de integração em meio ciclo de oscilação. Como se mostra na Figura 6, procurou-se zerar a integral de espalhamento e ao mesmo tempo obter o máximo do sinal de absorção.

6. ESTABILIDADE DO SINAL REDUZIDO DE ESPALHAMENTO.

Tratando-se de medir uma seção de choque de absorção em presença de seção de choque de espalhamento muito maior do que aquela, como no estudo de pureza de moderadores, a estabilidade do sinal de espalhamento é muito importante. Um pequeno desvio do sinal reduzido fará com que o efeito de espalhamento obscureça o de absorção.

Para se conhecer o comportamento do sinal de espalhamento, realizou-se uma série de oscilações com amostra de 10 g de D_2O (99,7%). Verificou-se que a flutuação do sinal nas primeiras duas horas de operação do reator equivale ao efeito de absorção de cerca de 2,0 mg de ouro ou cerca de $0,06 \text{ mm}^2$. (Quadro nº 1).

Após aquêlê tempo, observa-se um desvio do zero que se estabiliza ao fim de uns 30 minutos. Pode-se, então, zerar novamente o dispositivo. Esse desvio brusco do sinal de espalhamento foi observado em outras experiências, ocorrendo sempre após cêrca de duas horas de operação do reator.

A comparação de amostras da secção de choque de absorção muito pequenas (da ordem de 4 ppm de Boro em grafita, por exemplo), deverá então ser feita em tempo bastante curto, com verificação periôdica do zero de espalhamento.

7. CALIBRAÇÃO DO OSCILADOR.

O circuito integrador está representado esquemáticamente por um capacitor em sêrie com uma resistênciã. A integração do sinal de absorção em meia onda produz uma variação de tensãõ no capacitor

$$\Delta V = \frac{1}{C} \int_0^{T/2} i dt$$

Com algumas restrições (efeito de auto-blindagem, geometria da amostra) pode-se tomar i (e portanto ΔV) proporcional a $\Sigma_a \phi$.

Após um número n de oscilações, a tensãõ no capacitor serã

$$V = k n \Sigma_a \phi$$

Registrando V , Σ_a será obtido do gráfico como coeficiente angular da reta

$$\frac{V}{n} = k \Sigma_a \phi$$

A comparação das secções de choque de duas amostras se faz a partir dos coeficientes angulares das retas correspondentes (Figura 7).

8. CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO.

a - Potência do reator.

Duas condições foram observadas na fixação da potência de operação:

- 1 - Relação sinal-ruído na saída do amplificador.
- 2 - Dose de nêutrons e radiação gama na boca do tubo de acesso.

Observou-se que a 5 kW a dose de radiação é aceitável e o sinal suficientemente claro para se estudar as relações de fase dos sinais de absorção e de espalhamento.

Durante as experiências de oscilação não se operava o circuito de refrigeração para evitar as variações bruscas de tensão que acompanham as partidas do refrigerador. A taxa de variação de temperatura da água, nessas condições, é de $0,25^{\circ}\text{C/h}$ e

não causa nenhum distúrbio aparente nos resultados.

b - Posição do tubo de acesso.

O tubo fica sempre encostado ao refletor. Devido ao pouco espaço disponível sobre o poço, não foi possível construir uma blindagem permanente sobre o tubo. Para evitar exposições acidentais ao feixe de nêutrons que sai do tubo, nas operações a 100 kW, este era retirado da posição e encostado à parede do poço após o uso.

Essa prática exige o ajuste do ciclo de integração a cada experiência, pois a posição do tubo não se reproduz exatamente.

c - Tamanho da amostra.

Foram usadas amostras cilíndricas, de 16 mm de diâmetro e 100 mm de comprimento. Essas dimensões são determinadas pelo diâmetro interno da câmara e pelo comprimento da amostra de D_2O usado como padrão de espalhador.

9. RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

a - Teste de reprodutibilidade.

A secção de choque de amostra de 10 g de D_2O marcada com 2 mg de H_3BO_3 foi medida quatro vezes na mesma posição, com intervalos de 10 min, durante 10 minutos cada medida.

Os resultados apresentados no Quadro nº II mostram uma dispersão média de 8%, equivalente a 0,16 mg de H_3BO_3 ou $0,12 \text{ mm}^2$.

b - Testes de linearidade.

Foram realizados testes de linearidade entre a secção de choque medida e a massa do absorvedor nos seguintes intervalos:

I - até 80 mg de H_3BO_3 dissolvido em 6 g de H_2O (desmineralizada) - Figura 8.

II - até 10 mg de H_3BO_3 dissolvido em D_2O - Figura 9.

III - até 203 mg de ouro (lâminas) intercalado com pastilhas de grafita natural no total de 35 g. Figura nº 10.

As massas de absorvedor foram medidas em balança Metzler, com aproximação de 0,1 mg.

Note-se que, para as amostras de H_3BO_3 as massas comportam imprecisão de até 5%.

Melhor determinação de massa seria obtida, para as amostras de H_3BO_3 em D_2O , por pipetagem de uma solução padrão. Isto não foi feito por ser pequena a massa de D_2O disponível.

As amostras de H_3BO_3 em grafita em pô apresentam o

problema de dispersão não uniforme.

O teste com amostras de ouro em grafita (pastilha) parece ser o mais interessante pois corresponde ao menor teor de Boro equivalente na grafita. Além disso, as massas estão determinadas com precisão melhor que 1%. Este teste pode ser considerado como teste de reprodutibilidade se calcularmos a secção de choque medida por unidade de massa de absorvedor. Os resultados, apresentados no Quadro nº III, mostram uma dispersão média de 8% na faixa de 0 a 6 mm^2 em Σ_a .

O gráfico da Figura 10 permite fazer uma estimativa da incerteza na medida de uma secção de choque de absorção da ordem de 6 mm^2 , em presença de uma secção de choque de espalhamento da ordem de 8.500 mm^2 (35 g de grafita).

A reta do Gráfico nº 10 foi ajustada pelo método dos mínimos quadrados. Dêle se pode deduzir, para uma secção de choque medida, a massa de absorvedor, usualmente expressa pela massa equivalente de Boro. Observa-se que o ponto experimental mais afastado da reta ajustada corresponde a incerteza de 6 mg de ouro ou $40 \mu\text{g}$ de Boro ou, ainda, a $0,2 \text{ mm}^2$.

Essa incerteza, para a amostra de 35 g de grafita, corresponde a cerca de 1 ppm de Boro.

Portanto, na faixa de zero a 35 ppm de Boro em grafita, a incerteza esperada é de 1 ppm.

A causa mais importante de erro, a nosso ver, é a contribuição do sinal de espalhamento que é muito sensível à posição do centro de oscilação. Cada vez que se troca a amostra, essa posição tem que ser reproduzida ao milímetro.

Quando a razão entre as secções de choque de espalhamento e de absorção não for tão grande como no exemplo apresentado, pode-se esperar melhor precisão relativa nas medidas.

10. CONSIDERAÇÕES SOBRE O ESPECTRO DE NÊUTRONS.

Dissemos, no início deste trabalho, que a medição de secção de choque no reator tem a vantagem de simular as condições em que o material testado será empregado em um reator.

Com efeito, o que interessa conhecer, em geral, é a taxa de interação que o material vai apresentar sob um certo fluxo neutrônico. Essa taxa de reação, por núcleo alvo, será calculada com a equação

$$R = \int_0^{\infty} n(v) v \sigma(v) dv$$

sendo $n(v)$ e $\sigma(v)$ a densidade de nêutrons e a secção de choque por intervalo unitário de velocidade. Se a secção de choque segue a conhecida lei de $\frac{1}{v}$, ou seja,

$$\sigma v = \sigma_0 v_0$$

onde v_0 é uma velocidade de referência, geralmente tomada como a velocidade mais provável em uma distribuição de Maxwell ($v_0 = 2.200$ m/s a 20°C), pode-se escrever

$$R = \int_0^{\infty} n(v) v \frac{\sigma_0 v_0}{v} dv = \sigma_0 v_0 \int_0^{\infty} n(v) dv$$

Para um nuclídeo qualquer, pode-se definir uma secção de choque efetiva sob o espectro de nêutrons considerado por

$$R = \sigma_p v_0 \int_0^{\infty} n(v) dv$$

ou

$$\sigma_p = \frac{\int n(v) v \sigma(v) dv}{v_0 \int_0^{\infty} n(v) dv}$$

A secção de choque assim definida, pertinente a uma dada distribuição de energia, coincide com σ_0 para os nuclídeos que seguem a lei $\frac{1}{v}$. Portanto, quando se comparam as taxas de reação de dois nuclídeos $\frac{1}{v}$ sob o mesmo espectro de nêutrons, estamos comparando os σ_0 dos mesmos.

Uma vez medida a secção de choque no reator, resta especificar o espectro de energia de nêutrons. Isto pode ser feito "grosso modo", de duas maneiras:

- a - pela medida da razão de cádmio para um detector ressonante
- b - pela comparação das secções de choque entre um detector " $\frac{1}{v}$ " e um detector ressonante.

No primeiro processo, irradiam-se duas amostras do mesmo detector estando uma delas blindada por um filtro e a outra descoberta.

A atividade induzida na amostra descoberta é devida a nêutrons de tôdas as energias, enquanto a da amostra blindada é devida sô a nêutrons de energia superior à energia de corte do filtro.

Um detector adequado ao caso é o ouro, que apresenta uma ressonância importante ($\sigma_a = 30.000$ barn) a 6 eV, enquanto sua secção de choque térmica é $\sigma_0 = 99$ barn.

Como filtro, costuma-se usar o cádmio cuja energia de corte está por volta de 0,5 eV. Assim, o filtro de cádmio retém praticamente todos os nêutrons de energia menor que a do corte, ou seja, os nêutrons térmicos, já que apenas 2% do espectro maxwelliano se situa além de 0,12 eV a 20°C ¹⁰.

A taxa de reações do detector com nêutrons se escreve

$$R = R_{th} + R_{epi}$$

Definindo a razão de cádmio por $r = \frac{R}{R_{epi}}$ obtem-se

$$R_{th} = R \left(1 - \frac{1}{n} \right)$$

A medida de n se obtém contando-se as amostras que foram irradiadas blindada e descoberta na mesma geometria.

No caso do oscilador, o valor de n para o centro de oscilação foi encontrado igual a 60, o que mostra que a diferença entre R e R_{th} ($\sim 2\%$) é inferior à aproximação da medida de pequenas secções de choque de absorção.

Outros detectores ressonantes na região epitérmica dariam informações em outras energias. Uma exploração mais minuciosa seria feita usando-se o In^{115} ($E_n = 1,46$ eV), o Co^{59} ($E_n = 132$ eV), o Mn^{55} ($E_n = 337$ eV) e o Na^{23} ($E_n = 2850$ eV).

No segundo método, mede-se a secção de choque de um detector ressonante por comparação com o Boro, que segue a lei " $\frac{1}{v}$ " até cerca de 30 keV. A dureza do espectro de nêutrons será indicada pela diferença entre σ_p antes definida e σ_0 .

Para este efeito, aproveitamos duas medições da secção de choque de absorção de 35 gramas de grafita natural em relação ao Boro e em relação ao ouro.

Os resultados encontrados foram os seguintes:

a absorção na amostra de grafita natural equivale a 60 mg de ouro e a $\frac{5}{9}$ da absorção em 4 mg de H_3BO_3 .

Tomando a secção de choque térmica do Boro natural co

mo 760 barn, resulta para o ouro $\sigma_0 = 92$ barn. O valor correto é 99 barn. Dentro da aproximação da medida da secção de choque de 4 mg de H_3BO_3 , conclui-se não haver importante contribuição de nêutrons epitérmicos.

11. CONCLUSÕES.

O oscilador de sinal local pode ser usado no TRIGA para dosar boro em grafita nuclear com a aproximação de 1 ppm. Serviria também para dosar H_2O em D_2O com aproximação de 0,1% usando amostras de 10 g de D_2O .

A operação do oscilador seria grandemente beneficiada pela fixação do tubo de acesso. Isto permitiria ajustar o ciclo de integração para reduzir de modo permanente o sinal de espalhamento.

Um estudo mais detalhado do espectro de nêutrons com detectores ressonantes em diversas energias permitiria configurar melhor as condições em que se medem secções de choque no reator. Neste caso, poder-se-ia usar massas maiores para obter maior precisão nas medidas. Os gráficos de linearidade mostram que até 100 mg de H_3BO_3 não aparecem perturbações de auto-blindagem e depressão de fluxo.

QUADRO Nº I

Estabilidade do sinal reduzido de espalhamento

Hora	Leitura mV/min	Amostra
10 h 15 min	0,4	Grafita nuclear (35 g)
10 h 30 min	0,4	" " "
11 h 00 min	0,4	" " "
11 h 30 min	0,4	" " "
12 h 00 min	0,3	" " "
12 h 30 min	1,0	" " "
13 h 30 min	1,0	" " "
14 h 00 min	0,4	" " "
14 h 30 min	0,4	" " "
15 h 30 min	0,4	" " "
16 h 00 min	5,0	Grafita nuclear + 88 mg de ouro
16 h 30 min	0,5	Grafita nuclear
17 h 00 min	0,4	" "

QUADRO Nº II

Reprodutibilidade da medida de secção de choque de absorção

Amostra 10 g D₂O com 2 mg H₃BO₃

Nº	Σ_a (mV/min)	
1	4,0	$\Sigma_a = 4,0 \pm 0,3$ $\sigma = 8\%$
2	4,4	
3	4,0	
4	3,6	

QUADRO Nº III

Secção de choque medida em função da massa do absorvedor
 Amostras 35 g de grafita natural com lâminas de ouro

Massa de ouro (mg)	Σ_a medido mV/min	Σ_a/m	x
0	27		
66	54	0,41	0,04
136	75	0,35	0,02
180	90	0,35	0,02
203	99	0,36	0,01
$\Sigma_a/m = 0,37 \pm 0,03$ $\sigma = 3 \times 10^{-2} \text{ (8\%)}$			

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.

- |¹| LANGSDORF, A.J. - "The thermal neutron reactor as an instrument for measuring neutron cross sections". AECD 3194 (1953).
- |²| BRETON, D. - "Testing materials by the pile oscillation method in the Chatillon Reactor". - Proc. Int. Conf. Geneva 4 (1955), 127.
- |³| LITTLER, D.J. - "Measurements of the change in cross section of irradiated uranium made by modulating the power of a nuclear reactor". AERE RS/R 2092 (1956).
- |⁴| BETHE, H.A. - "Reactor safety and oscillator tests". APDA, 117 (1956).
- |⁵| HOOVER, J.I., et al. - "Measurement of neutron absorption cross section with a pile oscillator". - Phys. Rev. 74 (1948).
- |⁶| FUKETA, T., ISHII, M., OTOMO, S. - "Paired chamber type pile oscillator". - Proc. Symp. IAEA, Vienna (1960)
- |⁷| VIDAL, T., MARTINHO, E.C. - "Mesure des integrales de resonance d'absorption". - CEA, 2840 (1965).

- |⁸| ROSE, H., COOPER, W.A., TATTERSALL, R.B., - "The use of the pile oscillator in thermal reactor problems"
Proc. Int. Conf. Geneva 16 (1958) 34.
- |⁹| ANASTÁCIO, M.D.A., CAULLIRAUX, H.B., URBAN, C.W. - "Câmara dupla de ionização para nêutrons térmicos".
IEN, 1964.
- |¹⁰| CAMPOS, M.M. - "Medidas de nêutrons por ativação".
IPR, 1967.

MEDIDA DA SECÇÃO DE CHOQUE MICROSCÓPICA DE
ABSORÇÃO DO OURO POR COMPARAÇÃO COM O BORO.

Amostras.

1. Padrão de espalhador: 6,0 g D_2O (99,7%).
2. Padrão de absorvedor: 40,0 mg H_3BO_3 (Baker - p.a. - 99,7%) dispersos em 6,0 g de grafita natural.
3. Amostra - 790 mg limalha de Ouro 1.000 - dispersos em 6,0 g de grafita natural.
4. Branco - 6,0 g de grafita natural.

Dados para cálculo.

Pêso atômico do Boro natural	=	10,8
Abundância do B^{10}	=	18,8%
Secção de choque microscópica do B^{10}	=	4.020 barn.
Pêso atômico do ouro	=	197
Abundância do Au^{197}	=	100%

Procedimento.

1. Ajuste do intervalo de integração para zerar o sinal de espalhamento.
2. Medida a secção de choque do branco, em ambos os intervalos de integração, durante 8 minutos.

3. Reajustada a potência do Reator (5 kw) e medida a secção de choque da amostra com H_3BO_3 durante 4 minutos cada medida.
4. Reajustada a potência do Reator e medida a secção de choque da amostra com ouro durante 4 minutos cada medida.

Observação:

Para atenuar o erro devido à deriva de potência do Reator, adotou-se uma seqüência uniforme de medições. Tomou-se, como grandeza observada, a razão das secções de choque medidas no mesmo intervalo da integração e na mesma ordem.

Leituras

Amostra	$\Sigma_a V$ (mV/min)	
	D	E
Grafita	$2,5 \pm 0,5$	$1,5 \pm 0,5$
H_3BO_3	52 50	49 52
Ouro	42 43	44 42

Razão das secções de choque

Nº	$\frac{(\Sigma_a V)_{H_3BO_3}}{(\Sigma_a V)_{Au}}$	x
1	$\frac{52 - 2,5}{42 - 2,5} = 1,25$	0,05
2	$\frac{50 - 2,5}{43 - 2,5} = 1,17$	0,03
3	$\frac{49 - 1,5}{44 - 1,5} = 1,12$	0,08
4	$\frac{52 - 1,5}{42 - 1,5} = 1,24$	0,04
Valor médio = 1,20		$\sigma = 0,05$

Secção de choque microscópica do Ouro

$$\sigma = 101 \pm 4 \text{ barn.}$$

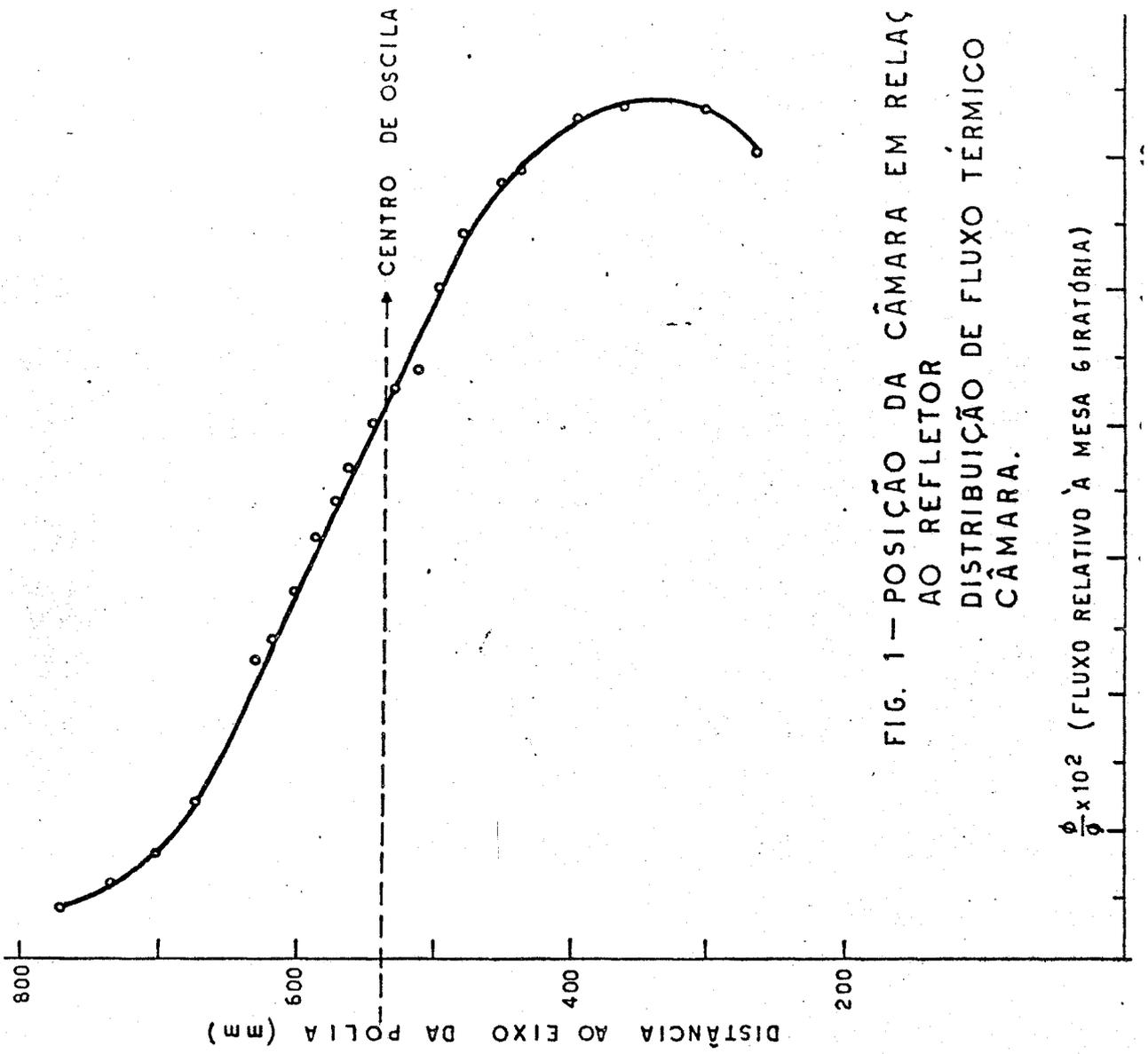
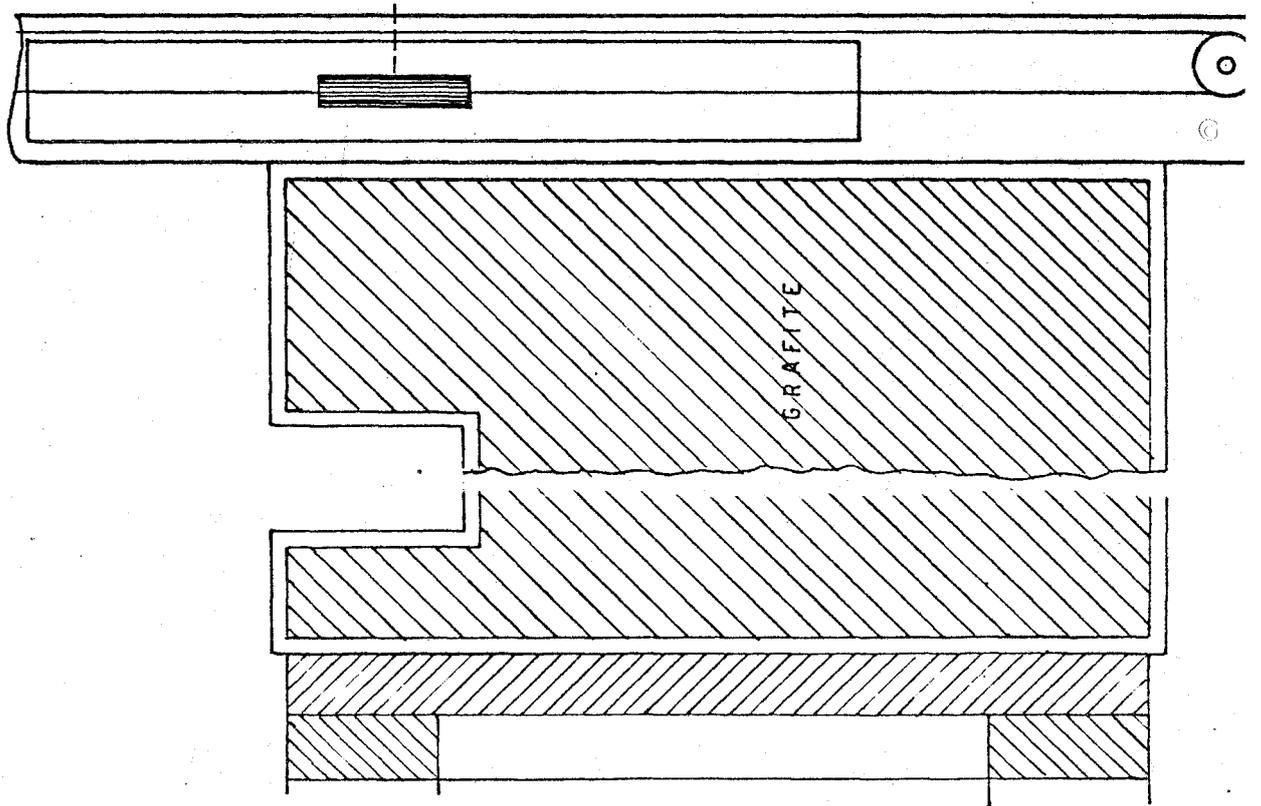


FIG. 1 — POSIÇÃO DA CÂMARA EM RELAÇÃO AO REFLETOR
DISTRIBUIÇÃO DE FLUXO TÉRMICO CÂMARA.



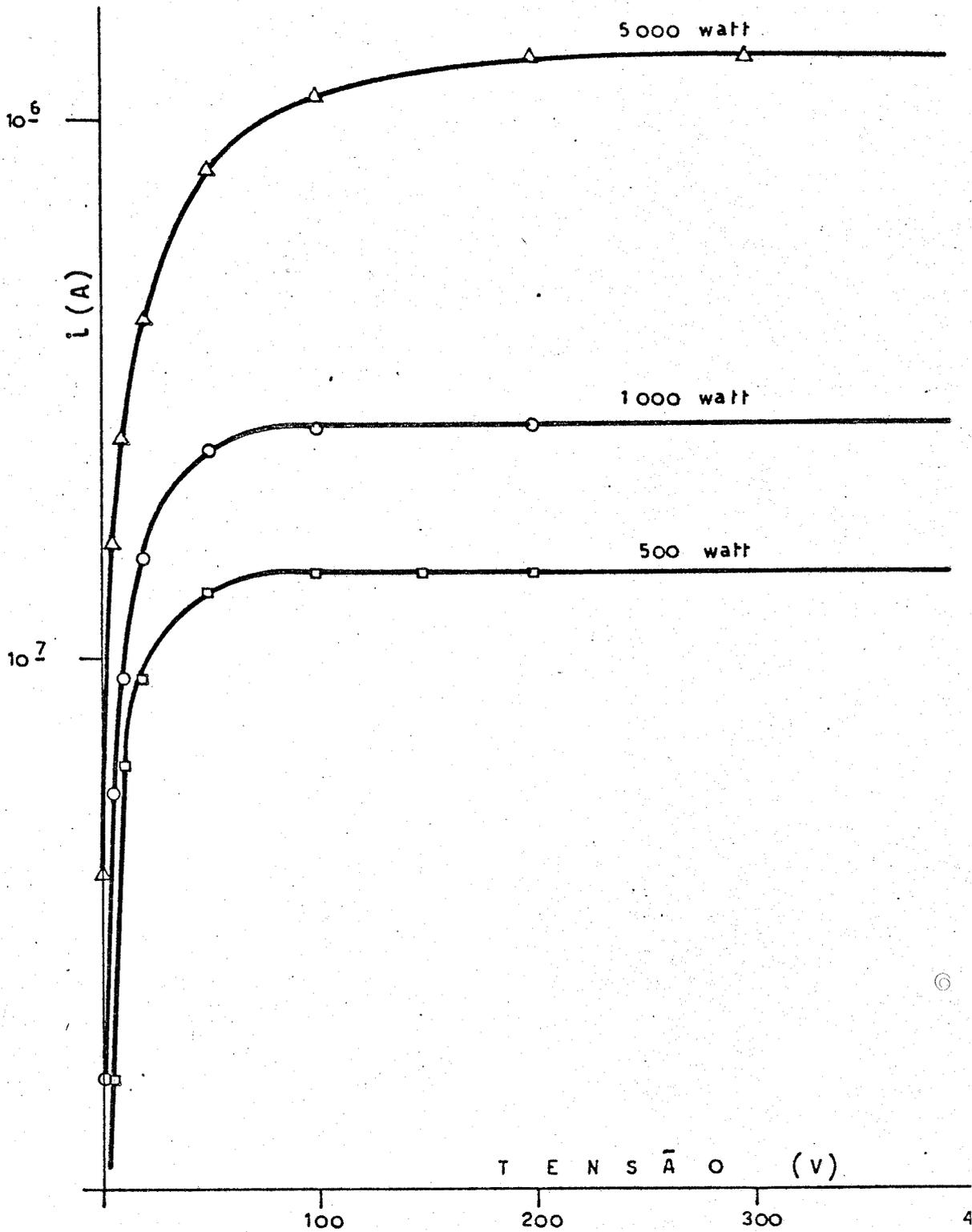


FIG. 2 - CARACTERÍSTICA DA CÂMARA

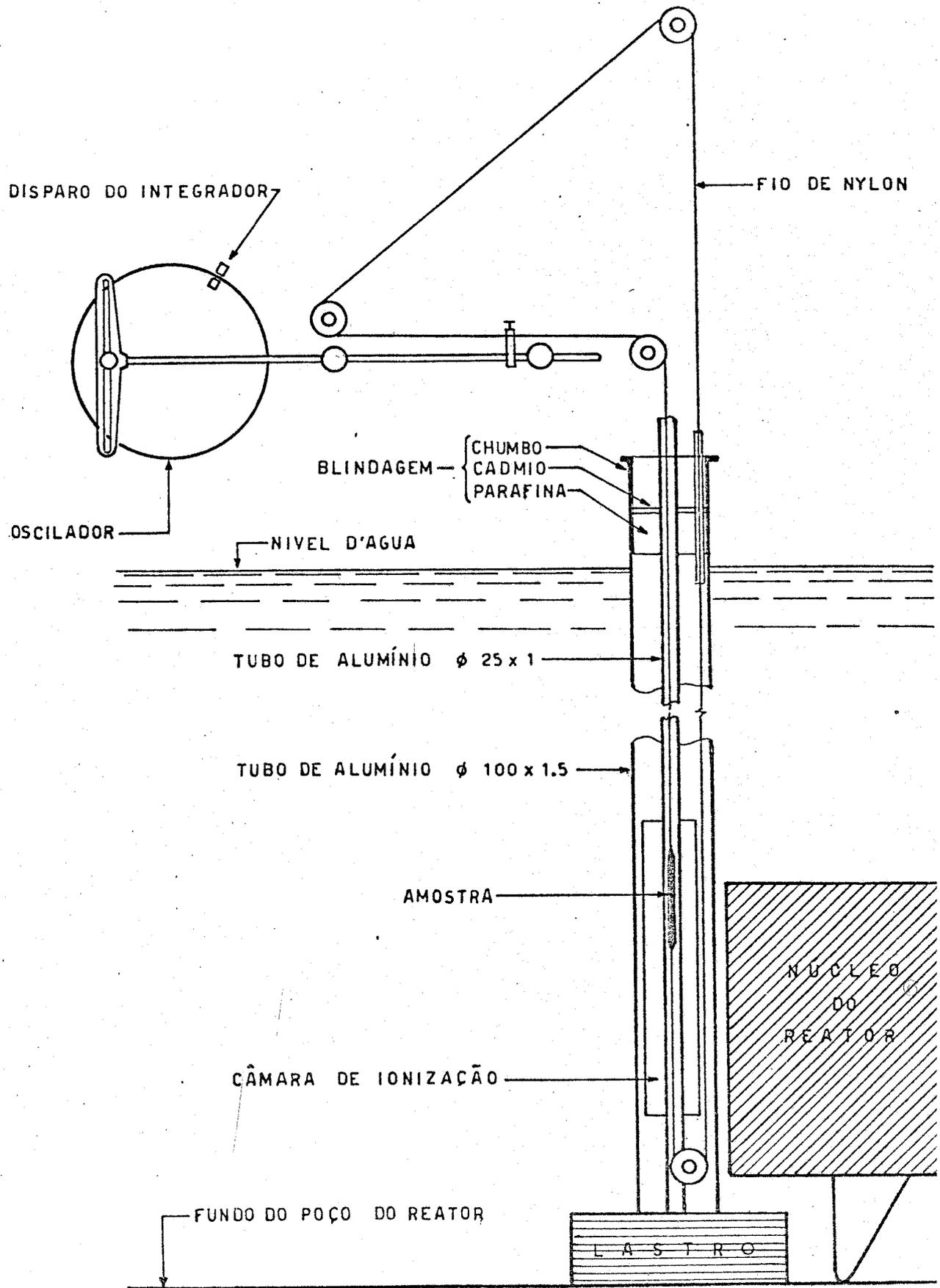


FIG. 3 — ESQUEMA GERAL DO OSCILADOR

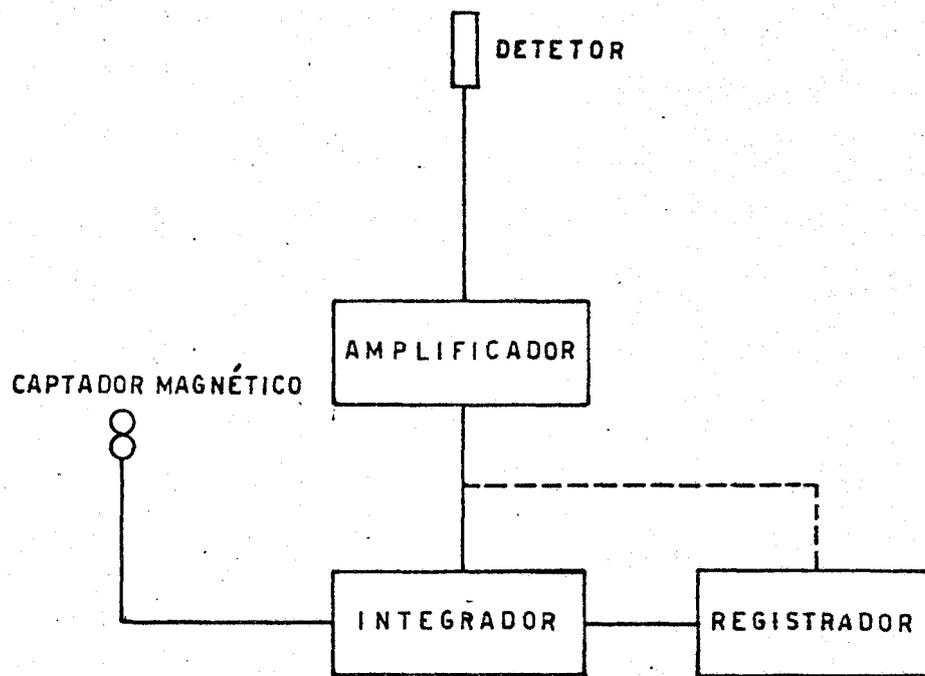


FIG. 4- DIAGRAMA DE BLOCO DO SISTEMA AMPLIFICADOR - INTEGRADOR

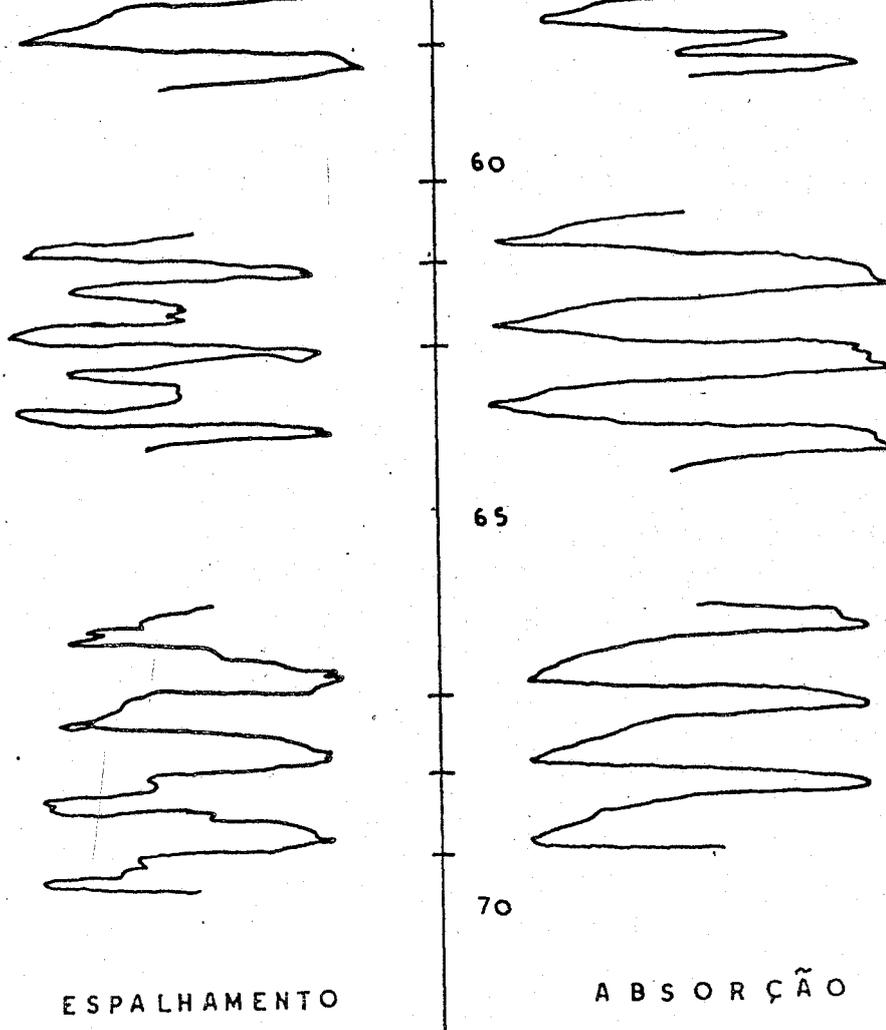


FIG. 5 - SINAIS NÃO INTEGRADOS PARA DIVERSAS POSIÇÕES DO CENTRO DE OSCILAÇÃO

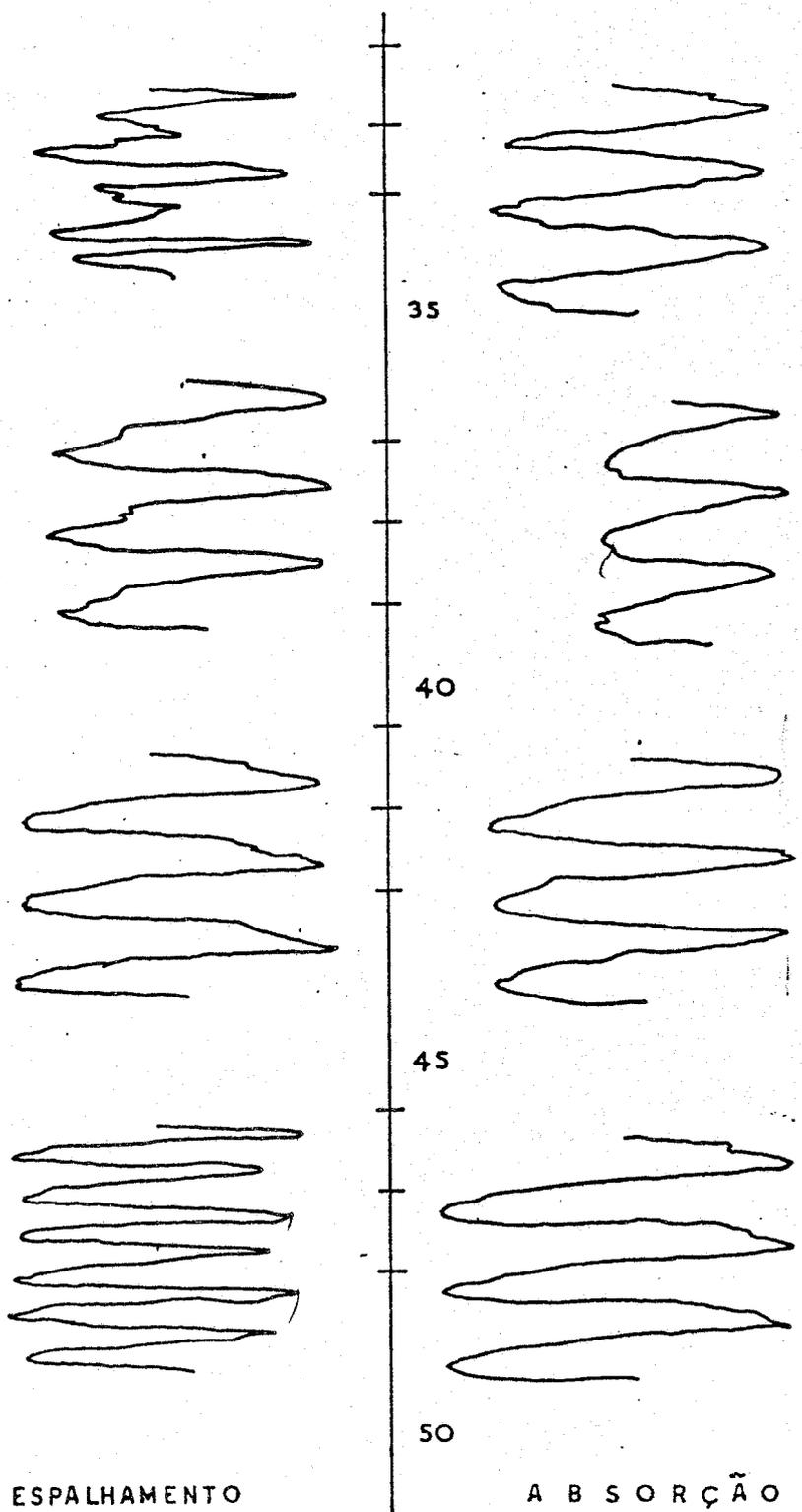


FIG. 5-A — SINAIS NÃO INTEGRADOS PARA DIVERSAS POSIÇÕES DO CENTRO DE OSCILAÇÃO

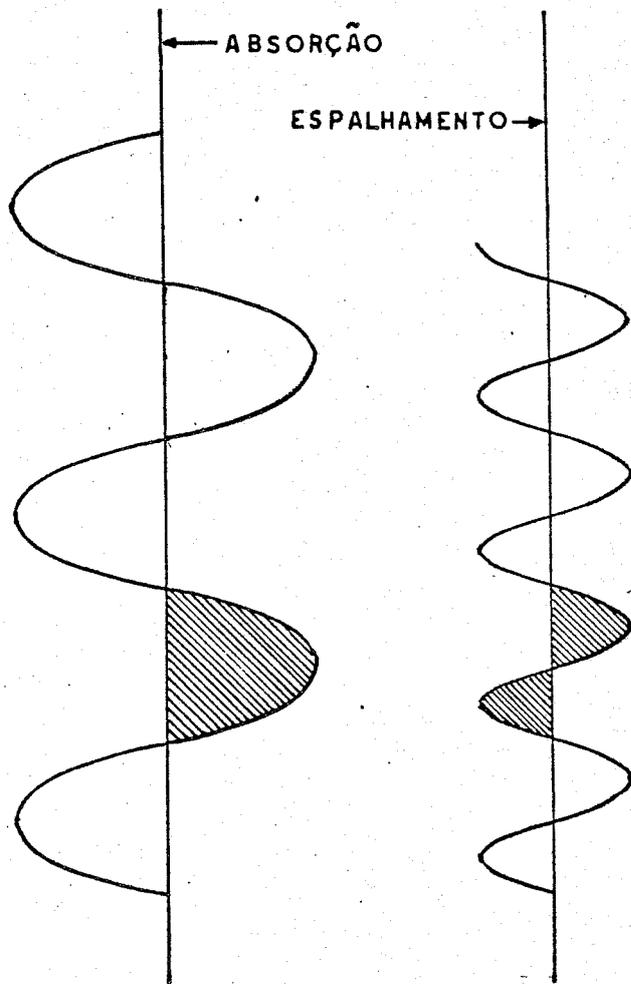


FIG.-6 — INTERVALO DE INTEGRAÇÃO
PARA DIMINUIR O EFEITO
DE ESPALHAMENTO

VELOCIDADE DO PAPEL = 5 cm/min.

E S C A L A ————— 40 mV / cm

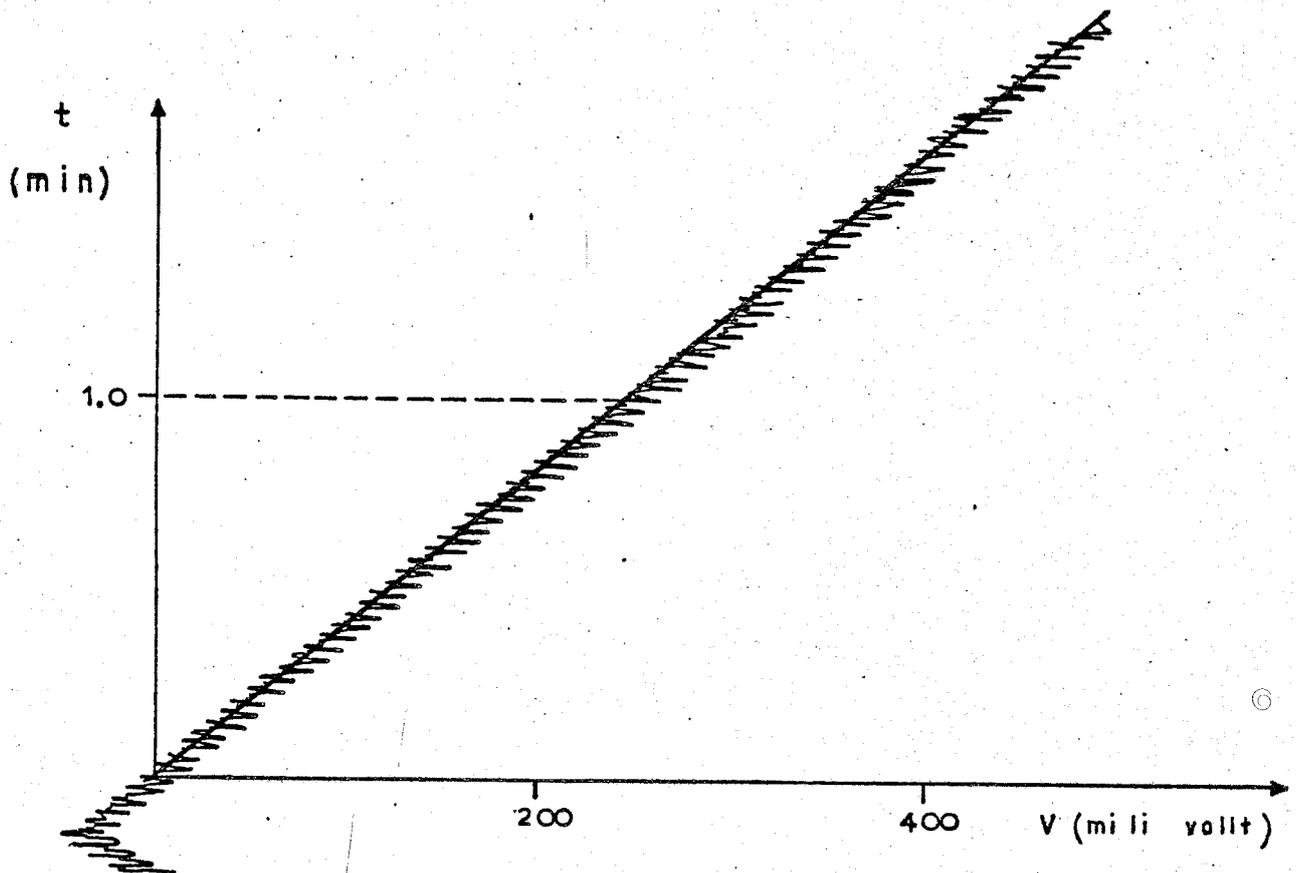


FIG. 7 — MEDIDA DA SECÇÃO DE CHOQUE PELO GRÁFICO DO SINAL INTEGRADO

SECÇÃO DE CHOQUE
DE ABSORÇÃO

Σa (mv/min.)

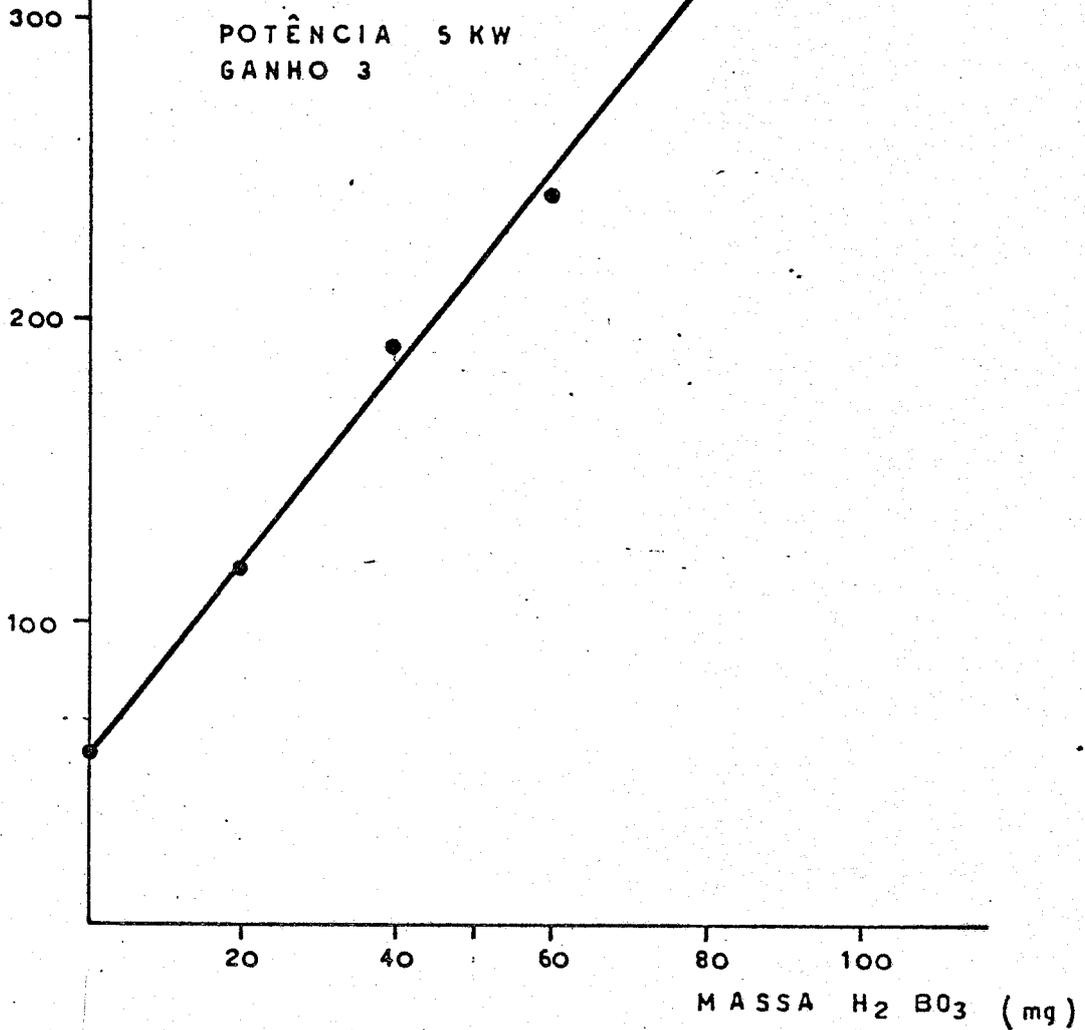


FIG. 8
TESTE DE LINEARIDADE - AMOSTRAS DE 6 ml H_2O
MARCADAS COM H_3BO_3

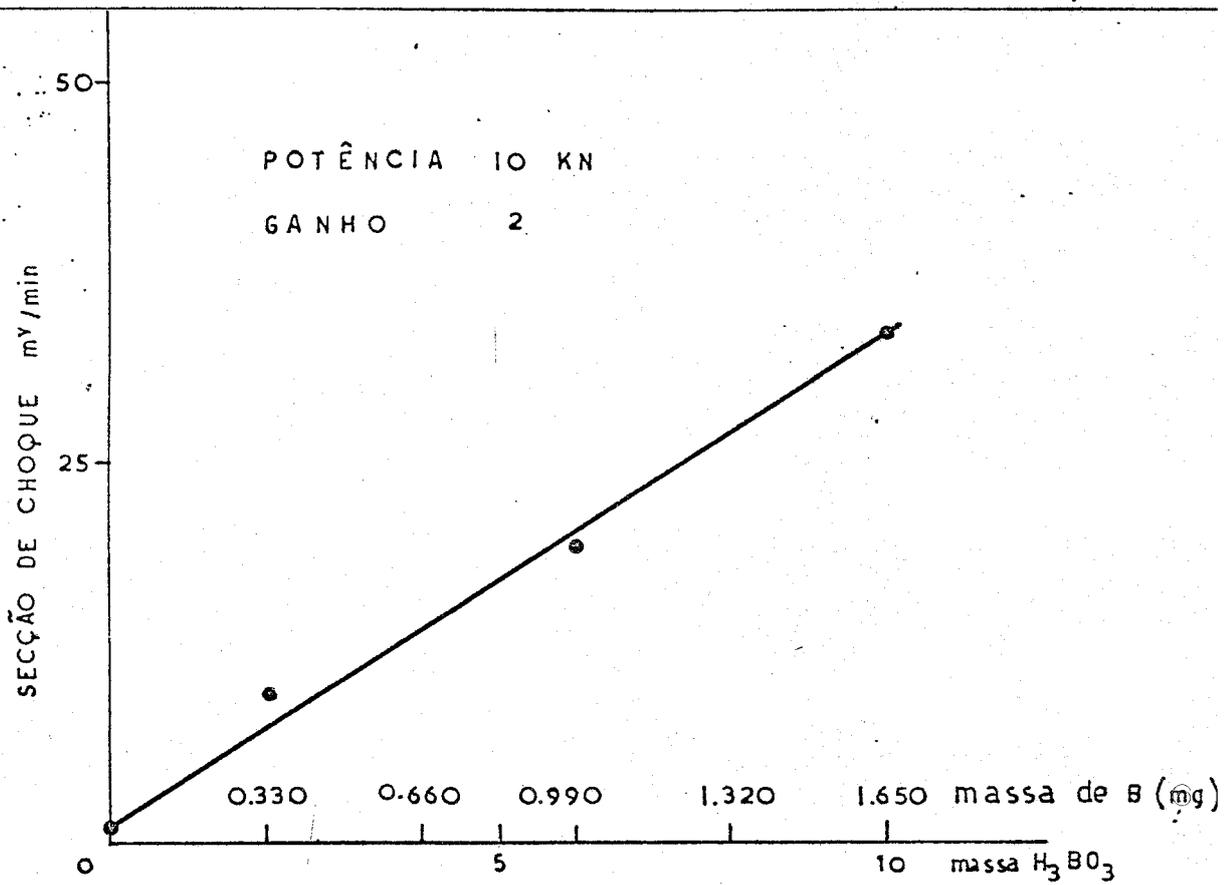


FIG. 9 — TESTE DE LINEARIDADE — AMOSTRAS 6ml D₂O (99.7 °
MARCADAS COM H₃BO₃

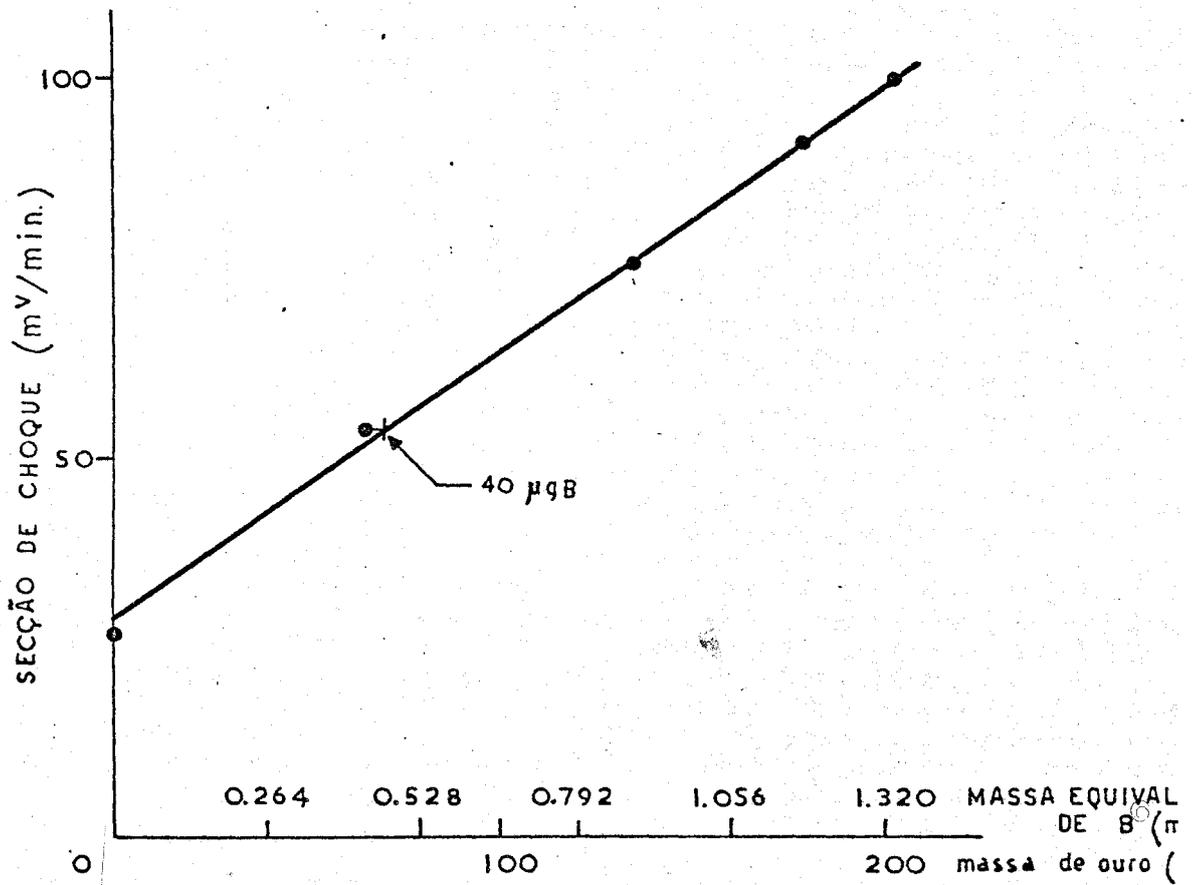


FIG. 10 - TESTE DE LINEARIDADE - AMOSTRA
 GRAFITA NATURAL EM PASTILHAS.
 LÂMINAS DE OURO