

José Mendonça de Lima

Trabalho apresentado como
parte dos requisitos necessários
para a obtenção do grau de Mestre
em Ciências e Técnicas Nucleares
pela UFMG.

- TEXTO PRELIMINAR -

©

Orientador

Prof. Aracye Nunes dos Santos

BRAS HORIZONTES, Janeiro de 1970.

A g r a d e c i m e n t o s

Agradeco,

Ac Prof. Arysio Nunes dos Santos cuja orientação segura e constante participação, tornaram possível este trabalho.

À Direção do Instituto de Pesquisas Radiativas da UFMG, pelo apoio recebido e, ao Chefe da S.A.I., Engº Virgílio Mattos de Andrade e S.A. pela incentivo na realização deste trabalho.

Ac Engº Maurício Mendes Gouveia e Bel, Carlos Augusto Feu Alvim, pelas discussões e colaboração dadas a este trabalho.

As Divisões de Radioisótopos e Química, pela utilização dos seus equipamentos e sugestões dadas a este trabalho.

À Jader Corken, Chefe da Oficina Mecânica do Instituto de Pesquisas Radiativas da UFMG e, as Operadoras de Rester: Walter Alvas Amorim, Luiz Azeiteiro e Roberto Augusto Corrieri Moreira, e o Encarregado Tarcísio dos Anjos que, de diversas maneiras possibilitaram-me realizar este trabalho.

Ac Desenhista Rogério Mendes Filho, pelo zelo e boa-ventade na concepção dos gráficos e desenhos.

As Bibliotecárias Regina Cunha e Lenira Santos pelo excelente atendimento e, pelo tratamento cordial com que sempre me dispensaram na pronta atenção em conseguir-me literaturas técnicas relativas ao meu trabalho. ⑥

Finalmente, à Srta. Vera Lúcia Duarte Maciel, Secretária de D.C.C., pela atenção em datilografar este trabalho.

Sumário

A perturbação do fluxo térmico, devido a absorvedores de bromo é estudada em um meio isotrópico de neutrons térmicos (mesa giratória do TRIGA, IPR-R1). O fluxo não-perturbado será determinado pela extrapolação da curva de atividade específica versus espessura do detetor dado em unidades de livre percurso médio de absorção. Serão revistas as teorias existentes sobre o assunto, inclusive a proposta por Ritchie-Eldridge:

$$\frac{\bar{\Phi}}{\Phi_0} = \frac{\Phi_0(\Sigma_{ad}) \cdot (1 + \epsilon)}{2\Sigma_{ad} \left(1 + \frac{(1 - 2E_r(\tau)) \cdot g_s \cdot g_v / g_s^{(v)}}{2}\right)}$$

Com as modificações pertinentes. O efeito de borda ϵ e a auto-blindagem $\Phi_0(\Sigma_{ad})/\Sigma_{ad}$ em detetores laminares delgados, serão substituídos pelo efeito de auto-blindagem interpolando-se as curvas de auto-blindagem em um detetor infinito (cilíndrico) e um detetor laminar infinito, de modo a ter um detetor cilíndrico laminar finito.

Discute-se ainda, as condições não-satisfeitas pela teoria e a técnica de contagem empregada, principalmente o efeito de auto-absorção dos raios gama na contagem.

Comparam-se os resultados experimentais com aqueles determinados pela teoria. Apesar das aproximações teóricas os resultados experimentais concordam com a teoria dentro do erro experimental.

Foram estudadas duas séries diferentes de detetores com diâmetros de 1,45 cm e 1,26 cm respectivamente.

I N D I C E

	PÁGINA
1 - Introdução	01
2 - Teoria	04
2.1 - Ativação	04
2.2 - Ativação de um detetor laminar e fluxo de neutrons	05
2.3 - Efeito de espalhamento no detetor	09
2.4 - Ativação de um detetor cilíndrico infini to	10
2.5 - Distribuição Maxwelliana de fluxo	12
2.6 - Ativação devida aos neutrons incidentes nas bordas do detetor	12
2.7 - Depressão do fluxo térmico	13
2.8 - Perturbação do fluxo térmico	16
2.9 - Ativação por neutrons epitérmicos	19
3 - Descrição da Experiência	23
3.1 - Região de ativação dos detetores	24
3.2 - Fabricação do detetor	25
4 - Técnica de ativação e contagem	27
4.1 - Erros de contagem	28
5 - Determinação do Fluxo não perturbado	32
6 - Resultados	33
7 - Discussões e conclusões	34
8 - Apêndice	46
9 - Referências bibliográficas	49

O comportamento do fluxo em um Reator depende sempre das condições de radiação e das propriedades nucleares dos materiais a serem irradiados.

A determinação deste fluxo é feita em geral através de detetores, quase na sua maioria em forma de lâminas delgadas.

A presença destes detetores num dispositivo de irradiação de um Reator provoca dois fenômenos de distorção do fluxo no meio. O primeiro, é a auto-blindagem (self-shielding) onde as camadas externas impedem a penetração dos neutrons às camadas internas evitando uma distribuição uniforme do detetor. O segundo, a absorção de neutrons pelo detetor provoca uma deformação do fluxo em sua vizinhança, efeito esse chamado depressão de fluxo. Ao conjunto desses dois efeitos dá-se o nome de perturbação do fluxo, que é a relação entre o fluxo médio no detetor e o fluxo existente na ausência deste.

O primeiro efeito depende apenas do detetor; de suas propriedades nucleares e geométricas, enquanto o segundo é função da distribuição angular e energética do fluxo e também das propriedades nucleares do meio e do detetor.

O tratamento teórico do assunto foi estudado extensamente por vários autores (ref. 1, 2, 3, 4). Por outro lado, essas teorias, na maioria das vezes, não levam a resultados satisfatórios devido aos diferentes procedimentos experimentais. Vários trabalhos foram realizados com detetores clássicos: ouro, índio, cobalto, manganês e em vários meios tais como: grafita, H₂O, D₂O e parafina (ref. 5, 6, 7, 8, 9).

Uma das técnicas na determinação experimental da perturbação do fluxo consiste em irradiar detetores de mesma forma geométrica e de espessura variável. Com auxílio de

um gráfico pode-se obter o valor da atividade específica do detetor de espessura nula, chamado detetor não-perturbado. O problema mais sério é a realização de detetores suficientemente finos ao ponto de não haver perturbação apreciável. A realização experimental faz-se extrapolando a curva obtida até o valor de espessura zero. Este procedimento acarreta erros sensíveis na vizinhança do zero onde a atividade específica varia substancialmente com a espessura. Além disso, a extrapolação de uma curva depende do julgamento de quem a faz.

Procedimentos experimentais na determinação de detetores não-perturbados foram realizados por diversos pesquisadores (ref. 7, 10, e 11), como se verá depois.

Na realização experimental do presente trabalho, foi usado como detetor o Bromo em matriz de amônia (NH_4Br), prensado em pastilhas cilíndricas delgadas. Fig. 8.

O objetivo prático dessa determinação, é conhecer até que ponto a perturbação do fluxo é importante quando se irradia NH_4Br no Reator TRIGA do IPR (mesa giratória) para produção do radioisótopo BR-82 , utilizado em medidas de vazão de Rios pela Divisão de Radioisótopos do Instituto de Pesquisas Radioativas da UFMG, e por ser um detetor l/v quase ideal e ter uma meia vida adequada, bem como o radioisótopo produzido em maior quantidade no IPR-R1. ©

Os valores experimentais são comparados aos fornecidos pelas teorias, analisando sua aplicabilidade a essas teorias e o efeito individual das correções necessárias.

Além disso, é propósito do Autor contribuir à base experimental de futuros trabalhos a serem realizados neste campo em nosso meio, tais como perturbações de fluxo devido aos vários tipos de detetores, efeitos de geometria de detetores, procedimentos de contagem, correções de auto-absorção e geometria de contagem bem como técnicas de preparo e padronização de amostras. Note-se que o conjunto

dêstes fatores pode alterar a medida da atividade de uma amostra em até 20%, o que mostra a necessidade de seu conhecimento detalhado.

Outro efeito que tem de ser levado em conta na determinação da atividade do detetor é a auto-absorção dos gama, que pode atingir até 10% de perdas para o Bromo.

2- TEORIA

A teoria da perturbação do fluxo, envolvendo a auto-blindagem e a depressão do fluxo será desenvolvida a seguir, separando-se cada fenômeno e discutindo sua aplicabilidade (Ref.12). Na realidade, algumas aproximações serão feitas estudando-se apenas os casos aplicáveis ao presente trabalho experimental.

2.1.- Ativação

Seja a ativação C o número de átomos radioativos formados pela captura de neutrons por segundo e por cm^2 de área de um detetor, C depende da intensidade do campo de neutrons $F(r, \Omega, E)$, de sua espessura d , de suas seções de choque $\sum_a(E)$ e $\sum_s(E)$. Para detetores delgados onde $[\sum_a(E) + \sum_s(E)] \cdot d \ll 1$ e o fluxo de neutrons não sofra atenuação, a ativação é dada por:

$$C = \phi \sum_{at} d \tag{2.1.1.}$$

ϕ é o fluxo médio na superfície de detetor e \sum_{at} a seção de choque de ativação média. Se $\sum_{at}(v)$ obedece à lei $1/v$, $C = n \bar{v} \sum_{at} d$, e a densidade de neutrons será independente do espectro de neutrons do meio.

O Bromo apresenta uma seção de choque de ativação aproximadamente $1/v$ na região térmica e fracas ressonâncias na região epitérmica. Assim sendo, parece promissor o uso desse elemento como detetor, além de resultar o radioisótopo Br-82 com uma meia vida de 35 horas, o que facilita a técnica experimental de contagem.

Uma desvantagem é de ter uma seção de choque de espalhamento aproximadamente igual à da seção de choque de absorção não sendo pois um detetor ^{absorvedor} puro. Isto entretanto, pode ser corrigido como se verá a seguir.

2.2.- Ativação de um Detetor Laminar e Fluxo de Neutrons (Ref. 12)

Consideremos um campo com um fluxo de neutrons mono-energéticos. O Vector fluxo, pela teoria de transporte será representado pela série de polinômios de Legendre em $\cos\theta$, onde θ é o ângulo da direção do neutron com o eixo do campo

$$\vec{F}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\vec{r}) P_l(\cos\theta) \quad (2.2.1)$$

Seja ψ o ângulo entre o eixo do campo e a normal ao detetor. Num sistema de coordenadas polares centrado no detetor teremos:

$$\vec{F}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\vec{r}) \left[P_l(\cos\theta) P_l(\cos\psi) + 2 \sum_{m=1}^l \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\cos\theta) P_l^m(\cos\psi) \cos^m\phi \right] \quad (2.2.2)$$

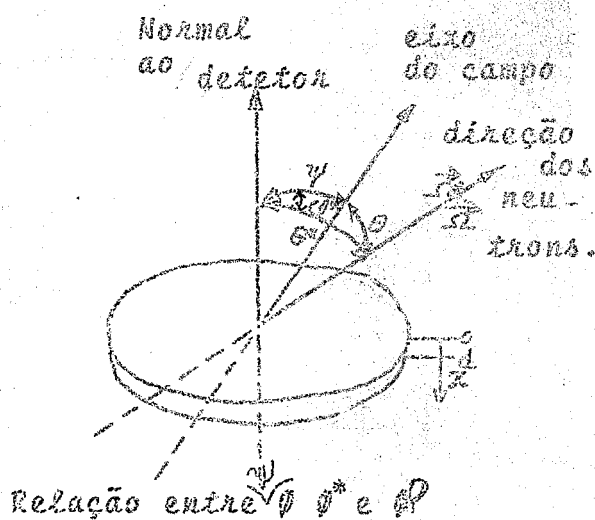


Fig. 2.2

Não havendo apreciáveis modificações de $F_l(r)$ ao longo da superfície do detetor, podemos omitir o argumento r . Faremos duas restrições: (a) não há espalhamento no detetor, (b) nenhum neutron entra no detetor através das bordas do mesmo (espessura $d \ll R$).

O número de neutrons absorvidos pelo detetor entre

2.2.- Ativação de um Detetor Laminar e Fluxo de Neutrons (Ref. 12)

Consideremos um campo com um fluxo de neutrons mono-energéticos. O Vector fluxo, pela teoria de transporte será representado pela série de polinômios de Legendre em $\cos\theta$, onde θ é o ângulo da direção do neutron com o eixo do campo

$$\vec{F}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\vec{r}) P_l(\cos\theta) \quad (2.2.1)$$

Seja ψ o ângulo entre o eixo do campo e a normal ao detetor. Num sistema de coordenadas polares centrado no detetor teremos:

$$\vec{F}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\vec{r}) \left[P_l(\cos\theta) P_l(\cos\psi) + 2 \sum_{m=1}^l \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\cos\theta) P_l^m(\cos\psi) \cos^m\phi \right] \quad (2.2.2)$$

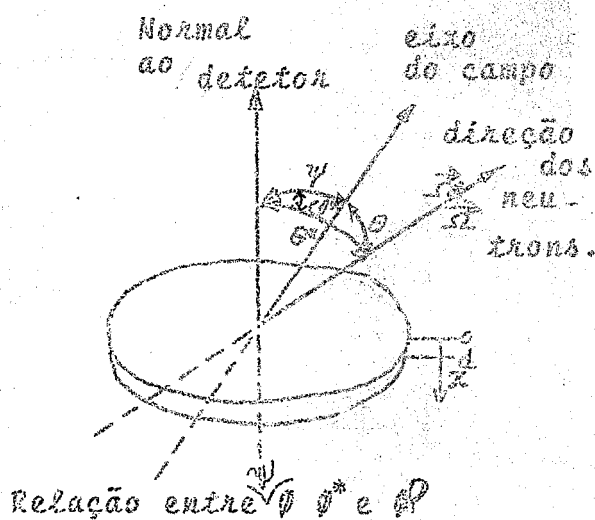


Fig. 2.2

Não havendo apreciáveis modificações de $F_l(r)$ ao longo da superfície do detetor, podemos omitir o argumento r . Faremos duas restrições: (a) não há espalhamento no detetor, (b) nenhum neutron entra no detetor através das bordas do mesmo (espessura $d \ll R$).

O número de neutrons absorvidos pelo detetor entre

x e x+dx será

$$P_A(x)dx = \left(\int_0^{1/2} \int_0^{2\pi} F(\Omega^*) e^{-\frac{\Sigma_a^*(d-x)}{\cos\theta^*}} \sin\theta^* d\theta^* d\varphi^* \right) \Sigma_a dx +$$

$$+ \left(\int_{1/2}^1 \int_0^{2\pi} F(\Omega^*) e^{-\frac{\Sigma_a x}{\cos\theta^*}} \sin\theta^* d\theta^* d\varphi^* \right) \Sigma_a dx \quad (2.2.3)$$

Os dois termos do segundo membro representam respectivamente a absorção dos neutrons incidentes no detector através das superfícies superior e inferior. Substituindo os valores de $F(\Omega^*)$ da equação 2.2.3, os termos contendo os polinômios associados de Legendre se anularão na integração sobre φ^* e obtemos:

$$P_A(x) = \frac{1}{2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) F_l(\Sigma_a, x, d) P_l(\cos\psi) \quad (2.2.4)$$

com

$$F_l(\Sigma_a, x, d) = \Sigma_a \left[\int_0^{1/2} e^{-\frac{\Sigma_a(d-x)}{\cos\theta^*}} P_l(\cos\theta^*) \sin\theta^* d\theta^* + \right.$$

$$\left. + \int_{1/2}^1 e^{-\frac{\Sigma_a x}{\cos\theta^*}} P_l(\cos\theta^*) \sin\theta^* d\theta^* \right] \quad (2.2.5)$$

1* Alguns autores preferem usar $\mu_a = \Sigma_a/\rho$ (cm²/g) coeficiente de absorção de massa ao invés de Σ_a e também $\delta = \rho \cdot d$ (g/cm²), espessura em termo de massa por unidade de área ao invés de d simplesmente. Ambas as notações conduzem ao mesmo resultado $\tau = \Sigma_a d = \mu_a \delta$.

Se fizermos $\cos\theta^* = t$, teremos os seguintes valores para os g_l :

$$g_0(\Sigma_a, x, d) = \Sigma_a \int_0^1 \left[e^{-\frac{\Sigma_a(d-x)}{t}} + e^{-\frac{\Sigma_a x}{t}} \right] dt$$

$$= \Sigma_a \left[E_2(\Sigma_a \{d-x\}) + E_2(\Sigma_a x) \right] \quad (2.2.6)$$

$$g_1(\Sigma_a, x, d) = \Sigma_a \int_0^1 t \left[e^{-\frac{\Sigma_a(d-x)}{t}} - e^{-\frac{\Sigma_a x}{t}} \right] dt$$

$$= \Sigma_a \left[E_3(\Sigma_a \{d-x\}) - E_3(\Sigma_a x) \right] \quad (2.2.7)$$

$$g_2(\Sigma_a, x, d) = \Sigma_a \int_0^1 \frac{1}{2} (3t^2 - 1) \left[e^{-\frac{\Sigma_a(d-x)}{t}} + e^{-\frac{\Sigma_a x}{t}} \right] dt$$

$$= \frac{\Sigma_a}{2} \left[3E_4(\Sigma_a \{d-x\}) + 3E_4(\Sigma_a x) - E_2(\Sigma_a \{d-x\}) - E_2(\Sigma_a x) \right] \quad (2.2.8)$$

Onde a função

$$E_n(x) = \int_1^{\infty} \frac{e^{-ux}}{u^n} du = \int_0^1 t^{n-2} e^{-\frac{x}{t}} dt \quad (2.2.9)$$

é a chamada função integral exponencial (Ref.13).

A fig.11.2.2 da Ref.12 mostra as diversas curvas dos $g_l(\Sigma_a, x, d)/\Sigma_a$ versus x/d , em dois casos diferentes: $\Sigma_a d = 0,1$ e $1,0$. Mostra também que para l par, g_l é um invariante quando se troca x por $d-x$.

A ativação C é pois:

$$C = \frac{\Sigma_a t}{\Sigma_a} \int_0^d P_A(x) dx$$

$$= \frac{\Sigma_a t}{\Sigma_a} \frac{1}{2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) F_l \phi_l(\Sigma_a d) P_l(\cos \nu) \quad (2.2.10)$$

Onde $\phi_l(\Sigma_a d) = \int_0^d g_l(\Sigma_a, x, d) dx$, definido na equação 2.2.5. Vê-se imediatamente que todos os $\phi_l(\Sigma_a d)$ se anulam para l ímpar. Quando l é par tem-se:

$$\phi_e(\Sigma_a d) = 2 \int_0^1 P_0(t) (1 - e^{-\frac{\Sigma_a d}{t}}) t dt \quad (2.2.11)$$

onde $\cos \theta = t$. Por exemplo,

$$\phi_0(\Sigma_a d) = 1 - 2E_3(\Sigma_a d) \quad (2.2.12)$$

$$\phi_2(\Sigma_a d) = 1/4 + E_3(\Sigma_a d) - 3E_5(\Sigma_a d).$$

Aproximadamente, podemos representar o Vetor fluxo apenas pelos dois primeiros termos da expansão do polinômio de Legendre; obtendo

$$c = \frac{\Sigma_a t}{\Sigma_a} \frac{\phi(r)}{2} \phi_0(\Sigma_a d) \quad (2.2.13)$$

Isto significa que a ativação do detector independe de sua orientação e é proporcional ao fluxo. Vê-se conforme a fórmula 2.2.2 que o termo de corrente afeta a distribuição local da ativação do detector mas não a ativação integrada sobre toda a espessura do detector. $\phi(r)/2$ é o número de neutrons entrando de cada lado no detector por cm². $\phi_0(\Sigma_a d)$ indentifica-se como sendo a probabilidade de absorção da amostra em um campo isotrópico de neutrons monoenergéticos.

Outra maneira de representar a equação 2.2.13 é:

$$c = \Sigma_a t \cdot d \cdot \frac{\phi_0(\Sigma_a d)}{2 \Sigma_a d} \phi(r) \quad (2.2.14)$$

$\frac{\phi_0(\Sigma_a d)}{2 \Sigma_a d} \phi(r)$ é o fluxo médio no detector, sendo a auto-

blindagem definida por:

$$G = \frac{\phi_0(\Sigma_a d)}{2 \Sigma_a d} = \frac{1 - 2E_3(\Sigma_a d)}{2 \Sigma_a d} \quad (2.2.15)$$

Fazendo $\Sigma_a d = \tau, G = \frac{\phi_0(\tau)}{2 \tau}$ Ver Fig.1

Este termo é o primeiro fator importante do presente trabalho.

A dedução desta fórmula foi desenvolvida no decorrer do texto para permitir a compreensão do fenômeno que se estuda. Em geral a maioria dos autores não desenvolvem a teoria até essa dedução, limitando-se a escrevê-la sem quaisquer comentários. Isto não deixa clara as hipóteses e simplificações exigidas, bem como suas limitações.

Uma observação importante nesse desenvolvimento é o do tratamento para um detetor laminar infinito e delgado. Veremos a frente que esse tratamento não se aplica no presente estudo, pois a espessura dos detetores é apreciável e tem ainda um raio finito.

2.3- Efeito de Espalhamento no Detetor

Todo o estudo anterior foi desenvolvido levando-se em consideração apenas o efeito de absorção pura pelo detetor. Como foi dito antes o Br apresenta uma seção de choque de espalhamento comparável à de absorção e será necessário considerar esse efeito no problema de ativação.

O número de neutrons que sofrem suas primeiras colisões entre x e $x+dx$ é, conforme equação 2.2.4

(2.3.1)

$$P_t(x)dx = \frac{\Phi}{2} [E_2(\Sigma_t(d-x)) + E_2(\Sigma_t x)] \Sigma_t dx$$

©

onde $\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s$. A fração Σ_{at} / Σ_t transforma-se em ativação no primeiro choque, e, Σ_s / Σ_t representa os neutrons espalhados.

A contribuição de espalhamento será:

$$\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \int_0^d P_t(x) \left[1 - \frac{1}{2} [E_2(\Sigma_t(d-x)) + E_2(\Sigma_t d)] \right] dx = \frac{\Phi(r)}{2} \Sigma_s d \chi(\Sigma_t d) \quad (2.3.2.)$$

A função

$$\chi(\Sigma_t d) = \frac{1}{2\Sigma_t d} \int_0^d \left[E_2(\Sigma_t \{d-x\}) + E_2(\Sigma_t x) \right] \times \\ \left[2 - \left\{ E_2(\Sigma_t \{d-x\}) + E_2(\Sigma_t x) \right\} \right] \Sigma_t dx$$

conforme (Ref. 12).

Finalmente:

$$c = \frac{\Sigma_a t}{\Sigma_a} \frac{\Phi(x)}{2} \left[\rho_0(\Sigma_t d) + \Sigma_s d \chi(\Sigma_t d) \right]$$

Logo o fator de autoblindagem, nesse caso, será:

$$c = \frac{1}{2\Sigma_t d} \left[\rho_0(\Sigma_t d) + \Sigma_s d \chi(\Sigma_t d) \right] \quad (2.3.3)$$

A figura 2 representa $\chi(\Sigma_t d)$ versus $\Sigma_t d$.

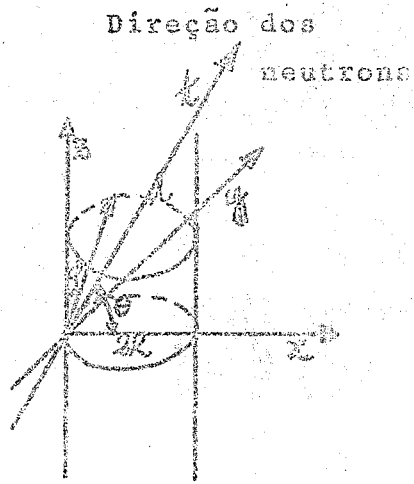
Uma outra fórmula analítica empírica para compensar o efeito de espalhamento nos detetores foi sugerida conforme (Ref. 14)

$$c^* = \frac{G_0(\Sigma_t d)}{1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} [1 - G_0(\Sigma_t d)]} \quad (2.3.4)$$

Onde G^* é o fator de autoblindagem corrigido para espalhamento e $G_0(\Sigma_t d)$ é o fator proposto na fórmula 2.2.15 com $\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s$.

2.4- Ativação de Detetor Cilíndrico Infinito

Algumas vezes são usados fios para medidas de fluxo. Vamos calcular a autoblindagem neste caso procedendo da mesma maneira anterior.



A ativação por cm de comprimento num cilindro infinito em meio isotrópico de neutrons monoenergéticos com direção (θ, ϕ) será conforme figura ao lado:

Fig.244)

$$C = 2 \pi R \frac{\Sigma_{at} \Phi}{\Sigma_a} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} (1 - e^{-\Sigma_a R \cos \theta}) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \quad (2.4.1)$$

Realizando a integração, obtemos (Ref.13)

$$C = \pi R \frac{\Sigma_{at} \Phi}{\Sigma_a} \chi_0(\Sigma_a R) \quad (2.4.2)$$

Onde

$$\chi_0(\Sigma_a R) = \frac{4}{3} (\Sigma_a R)^2 \left\{ 2 [Z_a R \{ k_1(\Sigma_a R) I_1(\Sigma_a R) + k_0(\Sigma_a R) \frac{2}{3}(\Sigma_a R) - 1 \}] + \frac{k_1(\Sigma_a R) I_1(\Sigma_a R) - k_0(\Sigma_a R) I_1(\Sigma_a R) + k_1(\Sigma_a R) I_0(\Sigma_a R)}{\Sigma_a R} \right\} \quad (2.4.3)$$

Onde I e K são as funções modificadas de Bessel de primeira e segunda espécie.

Vê-se de 2.4.2 que a autoblindagem do cilindro infinito é dado por:

$$C = \frac{\chi_0(\Sigma_a R)}{2 \Sigma_a} \quad (2.4.4)$$

Nesta dedução admitiu-se a hipótese do detector cilíndrico ser um absorvedor puro.

Não faremos a correção de espalhamento neste caso.

2.5- Distribuição Maxwelliana de Fluxo

Todo o tratamento teórico desenvolvido ^{até} aqui é válido apenas para neutrons térmicos monoenergéticos incidindo sobre o detector.

Como no reator isto não ocorre, vamos ajustar as seções de choque ao espectro maxwelliano, calculando uma seção de choque efetiva na teoria de difusão monoenergética. Toma-se como energia efetiva o valor $(4/\pi)KT$ com a qual a seção de choque equivalente pode ser calculada para um absorvedor $1/v$, ou seja:

$$(\sigma_0)_{\text{eff}} = \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \right) \sigma_0 \frac{\text{valor térmico tabulado (2.200m/s)}}{1,128}$$

na temperatura ambiente (Ref. 1, 4, 8, 12).

2.6- Ativação Devida aos Neutrons Incidentes nas Bordas do Detector (Efeito de Borda)

O desenvolvimento teórico proposto aplica-se apenas a um detector laminar infinito. Contudo, para detectores de forma cilíndrica finitos a contribuição de neutrons absorvidos pelas bordas não pode ser desprezada.

Um estudo teórico do problema foi feito por HANNA (Ref. 4), que chegou à seguinte forma analítica para esta correção:

$$\epsilon = \frac{2 \Sigma_a d}{\Phi_0 (\Sigma_a d)} \cdot \frac{d}{\pi R} \left(1 - \frac{\pi \Sigma_a d}{6} \right) \quad (2.6.1)$$

ou

$$\epsilon = \frac{1}{G} \cdot \frac{\tau}{\Sigma_a \pi R} \left(1 - \frac{\pi \tau}{6} \right) \quad (2.6.2)$$

Sendo G o termo de autoblindagem e $\tau = \Sigma_a d$

Observa-se que a contribuição cresce rapidamente com a espessura d do detetor. Para um detetor de ouro de $d=0,25\text{mm}$ (10 mils) e $R=6\text{mm}$, temos $\xi=0,015$ ou seja, uma correção de 1,5%.

Muitos trabalhos experimentais não levaram em consideração este efeito e para medidas absolutas de fluxo com detetores esta correção é necessária, pois pode introduzir erros apreciáveis.

Quando se tem detetores circulares de espessura apreciável, esta correção é extremamente exagerada. Neste caso, foi sugerido por GILAT e GURFINKEL (Ref. 14), outro método bastante interessante. O efeito de autoblindagem estudado nos dois casos, lâminas e cilindros, quando comparados entre si, vê-se que as duas curvas $G_{\text{lâm.}}$ e $G_{\text{cil.}}$ diferem em apenas 5% para os valores de $\xi = \sum d$ até 0,05. Estes pesquisadores propuseram uma fórmula analítica ponderando este efeito entre os dois casos acima. Eles admitiram que um detetor cilíndrico finito é um caso particular de um detetor laminar de raio R e é também um detetor cilíndrico de espessura d . Então, resulta:

$$G_{\text{(cil.fin.)}} = \frac{G_{\text{(cil.inf.)}} \times d + G_{\text{(lâm.inf.)}} R}{d + R} \quad (2.6.3)$$

Assim procedendo estaremos levando em conta implicitamente o efeito de borda estudado por HANNA, o erro cometido nesta interpolação é menor do que 1%.

2.7- Depressão do Fluxo Térmico

Quando se coloca um detetor de uma dada seção de choque macroscópica de absorção, em um campo de neutrons, a absorção destes pelo detetor provoca uma depressão do fluxo nas vizinhanças do detetor.

Uma das primeiras investigações sistemática neste

problema foi efetuada por BOTHE. Ele calculou a ativação de detectores finos com várias distribuições angulares na superfície do detector. Usando a teoria de difusão de primeira ordem, o fator H , depressão do fluxo, foi deduzido para o caso de um detector de forma esférica e modificado empiricamente para detectores laminares. O fluxo médio num detector circular de raio R e espessura d colocado em meio infinito homogêneo no qual os neutrons são produzidos com uma taxa uniforme no espaço e no tempo pode ser escrita, como Bothe:

$$\frac{\bar{\phi}}{\phi_0} = \frac{[(1 - 2E_3(\tau))/2\tau]}{1 + \frac{(1 - 2E_3(\tau))}{2} \left(\frac{R}{\lambda_s} \frac{3L}{2R+3L} - 1 \right)} \quad (2.7.1)$$

$$= \frac{G}{1 + \frac{(1 - 2E_3(\tau))}{2} \left(\frac{R}{\lambda_s} \frac{3L}{2R+3L} - 1 \right)} \quad (R \gg L)$$

onde ϕ_0 é o fluxo não perturbado (sem o detector), $\tau = \Sigma_2 d$, λ_s é o livre percurso médio de espalhamento dos neutrons térmicos do meio, L o comprimento de difusão do meio e G o fator já estudado de autoblindagem. Podemos escrever o termo de depressão de fluxo térmico como sendo:

$$H = \frac{1}{1 + \frac{(1 - 2E_3(\tau))}{2} \left(\frac{R}{\lambda_s} \frac{3L}{2R+3L} - 1 \right)} \quad (2.7.2)$$

Para o caso de $(R \ll \lambda_s)$, a fórmula 2.7.2 foi modificada pelo próprio autor para

$$H = \frac{1}{1 + \frac{(1 - 2E_3(\tau))}{2} (0,46 \cdot R/\lambda_s)} \quad (2.7.3)$$

Em casos intermediários ($R \approx \lambda_s$) nem uma, nem outra das fórmulas acima se aplicam.

Posteriormente, FITTLE (Ref. 9) comparando seus

dados experimentais com os de Bothe, concluiu ser mais preciso usar λ_{tr} , ao invés de λ_s cujo valor dado pela teoria de difusão como sendo:

$$\lambda_{tr} = \lambda_s (1 - \langle \cos \theta \rangle)$$

onde $\langle \cos \theta \rangle$ é o valor médio do cosseno do ângulo de espalhamento. Neste caso os valores de H resultam:

$$H = \frac{1}{1 + \frac{(1 - 2E_3(z))}{2} \left(\frac{3R}{2\lambda_{tr}} \frac{L}{R+L} - 1 \right)} \quad (2.7.4)$$

$(R \gg \lambda_{tr})$

e

$$H = \frac{1}{1 + \frac{(1 - 2E_3(z))}{2} (0,68 R/\lambda_{tr})} \quad (2.7.5)$$

$(R \ll \lambda_{tr})$

Podemos escrever esta expressão de outra forma:

$$H = \frac{1}{1 + \gamma_c} \quad (2.7.6)$$

onde

$$\gamma_c = \frac{1 - 2E_3(z)}{2} (0,68 R/\lambda_{tr}) \quad (2.7.7)$$

$(R \ll \lambda_{tr})$

Na realidade o fator de depressão do fluxo térmico é representado por γ_c e é este o valor freqüentemente apresentado na literatura (Ref. 2, 4, 5 e 12).

Mais tarde, o assunto foi pesquisado por SKYRME, usando a teoria de transporte de neutrons monocinéticos.

A expressão deduzida por Skyrme é:

$$\frac{\bar{\Phi}}{\Phi_0} = \left[1 - \tau \left(\frac{3}{4} - \frac{1}{2} \ln \sigma \tau \right) - \tau (D_1 - D_1') \right] \quad (2.7.8)$$

Esta expressão pode ser escrita de outra forma:

$$\frac{\bar{\Phi}}{\Phi_0} = \frac{(1 - 2E_3(\tau))/2\tau}{1 + \frac{(1 - 2E_3(\tau))}{2} (D_1 - D_1')} \quad (2.7.9)$$

onde

$$\chi_c = \frac{1 - 2E_3(\tau)}{2} (D_1 - D_1') \quad (2.7.10)$$

Os dois primeiros termos, da expressão 2.7.8, do segundo membro representam o fator de autoblindagem e os dois últimos o fator de depressão do fluxo. D_1 é função de R/λ e de L/λ ; λ é o livre percurso médio total do meio. Gráficos desta função (D_1) podem ser encontrados na Ref.6.

Um tratamento mais refinado da teoria de depressão do fluxo térmico foi desenvolvido por RITCHIE-ELDRIDGE (Ref. 1), usando-se a teoria de transporte e comparando àquelas já mencionadas, ^{de} Bothe, Tittle e Skyrme.

Chegarão os citados autores à seguinte expressão:

$$\frac{\bar{\Phi}}{\Phi_0} = \frac{(1 - 2E_3(\tau))/2\tau}{1 + \frac{(1 - 2E_3(\tau))}{2} g_s(R, \delta)} \quad (2.7.11)$$

($\tau \gg 1$)

ou seja: o fator de depressão do fluxo térmico

$$\chi_c = \frac{1 - 2E_3(\tau)}{2} g_s(R, \delta) \quad (2.7.12)$$

onde

$$S_0(R, \delta) = \frac{4}{\pi} S(2R/\lambda) - K(2R/\lambda, \delta) \quad (2.7.13)$$

e por uma vez

$$S(x) = 1 - \frac{4}{\pi} \int_0^x \sqrt{1-t^2} e^{-t^2} dt$$

e, para $\tau = \sum_0^1 \delta \leq 0,05$

$$S(x) = \frac{4}{3\pi} x - \frac{1}{8} x^2 + \frac{4}{45\pi} x^3 - \dots$$

e

$$K(x, \delta) = \int_0^1 \frac{dy}{y} S(2x/y) \frac{h(y, \delta)}{1+h(y, \delta)}$$

com

$$h(y, \delta) = \delta y \left\{ \ln \left[\frac{1-y}{1+y} \right] + \frac{\delta y}{4} \left[\pi^2 + \ln^2 \left[\frac{1-y}{1+y} \right] \right] \right\}$$

o gráfico da função $S(x)$ está representado pela Fig. 6 da Ref. 1, bem como a função $K(2R/\lambda, \delta)$, pela Fig. 7 da mesma referência. $\delta = \frac{L^2}{\sum_0^1}$ é uma função que define o meio espalhador onde se estuda a perturbação. L é o comprimento de difusão do meio.

Quando $R \ll L$ o valor da função S_0 é, conforme equação 35 da Ref. 1

$$S_0 = \frac{4}{\pi} \frac{R}{\lambda} \left\{ 1 - \frac{3\pi}{16} \frac{R}{L} + \dots \right\} - K(2R/\lambda, \delta) \quad (2.7.14)$$

O desenvolvimento da teoria de Ritchie-Ridridge, analisa ainda o caso de $\tau \gg 1$ para o qual o valor de S_0 é multiplicado por S_v/S_0 .

A expressão mais geral da depressão do fluxo é:

$$\psi_c = \frac{1 - 2K_3(\tau)}{2} S \quad (2.7.15)$$

onde

$$g = g_s \cdot g_v/g_s^{\infty} \quad (2.7.16)$$

g_s é o valor definido anteriormente, g_v/g_s^{∞} função do meio e τ , é representada pela Fig. 8 da Ref. 1. Quando $\tau \ll 1$: $g_v \approx g_s^{\infty}$ que é o caso proposto na equação 2.7.12.

No nosso caso temos $L/\lambda = 20$ e $\tau = 0,04$; resulta pela citada figura: $g_v/g_s^{\infty} = 0,997$. Podemos pois admitir a simplificação acima $g_v \approx g_s^{\infty}$ e o termo de depressão do fluxo térmico fica representado simplesmente pela equação 2.7.15 onde g é dado por 2.7.14.

2.8- Perturbação do Fluxo Térmico

Finalmente, podemos escrever a expressão da teoria da perturbação do fluxo térmico,

$$\frac{\bar{\Phi}}{\Phi_0} = \frac{\rho_0(Z_{nd})}{2 \Sigma_c d} \cdot \frac{1 + \epsilon}{1 + \kappa_c} \approx (G + \epsilon) H \quad (2.8.1) \quad \text{C}$$

combinação das expressões 2.2.15, 2.6.2 e 2.7.15.

No nosso trabalho será usada a expressão:

$$\frac{\bar{\Phi}}{\Phi_0} = \frac{G \text{ (cil. fin.)}}{1 + \kappa_c} = G.H. \quad (2.8.2)$$

Resultante das expressões 2.3.3, 2.4.4, 2.6.3 e 2.7.5.

Usamos 2.7.5 ao invés de 2.7.12 combinada com 2.7.14, pela simplicidade de cálculo pois já foi observado que, além de o fator de depressão do fluxo térmico ser insignificante em meio de grafita (nosso trabalho) a diferença numérica entre o emprego das duas expressões não chega a 2%.

2.9- Ativação por Neutrons Epitérmicos

Tôda a teoria até aqui descrita se refere a um fluxo de neutrons monoenergéticos. Como sabemos, a distribuição energética do fluxo em um Reator apresenta certa faixa de neutrons parcialmente moderados cujo espectro de fluxo diferencial varia aproximadamente com $1/E$, são os neutrons epitérmicos.

$$\phi(E)dE = \phi_{epi} \left(\frac{dE}{E} \right) \quad (2.9.1)$$

A ativação do detector devido a êstes neutrons epitérmicos e desprezando-se o efeito de espalhamento e perturbação do fluxo será:

$$C = \frac{1}{2} \int_{E_c}^{E_{max}} \phi_{epi} \left(\frac{\sum_{at}(E)}{\sum_{a}} \phi_0 \left(\sum_{n}(E) d \right) \frac{dE}{E} \right) \quad (2.9.2)$$

Estamos interessados em corrigir a ativação de neutrons epitérmicos e para isto são usados os filtros de neutrons térmicos. Um filtro perfeito será aquêle que absorva totalmente os neutrons térmicos abaixo de certa energia, denominada energia de corte efetivo E_c e transmite perfeitamente todos os neutrons acima desta energia.

A ativação de um detector em um reator, será composta de duas parcelas a primeira corresponde à re-

gião térmica, e a segunda corresponde à região epitérmica.

$$C_t = \int_0^{E_{\max}} \sigma(E) \phi(E) dE = C_{th} + C_{epi} \quad (2.9.3) \quad \times$$

ou seja

$$C_{th} = C_t - C_{epi} \quad (2.9.4)$$

O filtro mais usado para blindar neutrons térmicos é o de Cádmiio. Sua energia de corte efetivo está em torno de 0,4 a 0,6 ev (Para uma espessura de 0,5 a 1mm), (Ref. 15, 16 e 18), dependendo de sua forma geométrica, espessura e espectro de neutrons do meio onde se realiza a experiência (V.Fig.5 da Ref.18).

Vamos definir a razão de cádmio teórica para um detector 1/v suficientemente delgado como sendo a relação entre a ativação do detector nu e a ativação do detector sob cádmio

$$R_{Cd} = \frac{C_t}{C_{epi}^{real}} \quad (2.9.5)$$

Quando se irradia um detector sob Cd, verifica-se que alguns neutrons epitérmicos são absorvidos pelo próprio Cd, que não é um filtro ideal. Por este motivo introduzimos o chamado fator de correção epicádmio (Ref.9 12 e 15):

$$F_{Cd} = \frac{C_{epi}^{real}}{C_{epi}^{Cd}} \quad (2.9.6)$$

então

$$C_{epi}^{real} = F_{Cd} \cdot C_{epi}^{Cd}$$

onde C_{epi}^{real} é a ativação epitérmica real e C_{epi}^{Cd} é a ativação epitérmica sob Cd.

Substituindo 2.9.6 em 2.9.5 vem:

$$R_{Cd} = \frac{C_t}{F_{Cd} \cdot C_{epi}^{Cd}} \text{ ou } \frac{C_t}{C_{epi}^{Cd}} = R_{Cd} F_{Cd} \quad (2.9.7)$$

que levado em 2.9.4 fica:

$$C_{th} = C_t - \frac{C_t}{F_{Cd} \cdot R_{Cd}} = C_t \left(1 - \frac{1}{F_{Cd} \cdot R_{Cd}} \right) \quad (2.9.8)$$

O F_{Cd} varia com a espessura do detetor e ainda com a espessura de cádmio. Experimentalmente determina-se F_{Cd} , irradiando-se detetores de mesma espessura sob Cd de diferentes espessuras. Num gráfico semi-log coloca-se em ordenadas as atividades específicas saturadas e nas abcissas as espessuras de cádmio. O F_{Cd} é definido como sendo a atividade específica extrapolada para o cádmio de espessura zero sobre o valor da atividade específica de um filtro de determinada espessura. Por exemplo, $F_{Cd}(1mm)$, é o fator de correção epicádmio para filtros de cádmio de 1mm. Curvas de variação de F_{Cd} com a variação da espessura do detetor bem como, valores de F_{Cd} dos detetores clássicos são encontrados nas Ref.9, 12 e 15.

No nosso trabalho será levantado o gráfico de $F_{Cd} \cdot R_{Cd}$ versus espessura do detetor de Br usando a expressão 2.9.7 (Fig.3). Assim elimina-se o problema da determinação de R_{Cd} e F_{Cd} separadamente já que, o R_{Cd} é uma constante para um dado detetor em certo meio com determinada espessura de Cd.

Usando-se caixas de cádmio de 1mm tem-se para detetores de Índio de 94,5 mg/cm² em água e grafita com R_{Cd} igual a 10 e 50 respectivamente F_{Cd} é 1,123 e 1,50. Já detetores de ouro em grafita com 238 mg/cm² de espessura e $R_{Cd} = 6$ o fator de correção epicádmio é apenas 1,02 (Ref. 15).

O fator de correção epicádmio depende fortemente da energia de ressonância do detetor. Os exemplos acima ilustram esta afirmativa. A primeira ressonância do Índio está em torno de 1,44 ev (Ref. 21), enquanto o ouro é de 5 ev (Ref. 22). O Br apresenta ressonância em 30Kev (Ref. 22). O valor de F_{Cd} medido experimentalmente está compreendido entre $1,03 \pm 2$ para detetores delgados de NH₄Br.

3- DESCRIÇÃO DA EXPERIÊNCIA

Descreve-se em seguida as condições experimentais na realização deste trabalho, comparando com aquelas previstas em diferentes teorias. Três condições são comuns nestas teorias:

- a) O detetor é colocado num meio infinito contendo uma fonte uniformemente distribuída de neutrons térmicos;
- b) O espalhamento de neutrons térmicos no meio é isotrópico no sistema de laboratório.
- c) O detetor é um absorvedor puro.

A primeira condição será discutida posteriormente.

A segunda condição é aproximadamente satisfeita, pois que os detetores foram irradiados na mesa giratória do reator TRIGA, estando esta última localizada no interior do refletor de grafita. Desta forma os detetores são quase que completamente envoltos por grafita, exceto na direção vertical superior.

Foi feita uma experiência para avaliação desse efeito de não-uniformização irradiando-se o detetor mais espesso sob um tarugo (tampa) de grafita com 10cm de altura, e diâmetro igual ao do detetor. O resultado obtido diferiu de 2% para o mesmo detetor irradiado sem o tarugo, usando-se o método empregado na referência 20.

Finalmente, o terceiro critério do detetor ser um absorvedor puro, não foi satisfeito. No nosso caso, o problema foi inverso. Tínhamos necessidade de conhecer a perturbação de um cert absorvedor (no caso o Br) que é também espalhador. Para corrigir este efeito fez-se o estudo da contribuição relativa ao espalhamento (item 2.3) de modo a ajustar este elemento à teoria proposta.

3.1- Região de Ativação dos Detetores

A região de ativação dos detetores é a mesa giratória do Reator TRIGA. Esta é constituída de 40 receptáculos cilíndricos de alumínio de 3,2 cm de diâmetro por 27,4 cm de altura, comunicando-se externamente através de um tubo de alumínio de 3,4 cm de diâmetro interno, (Ref. 19). A mesa giratória está localizada no interior do refletor de grafita sendo estanque à água. O conjunto é rotativo permitindo-se que cada receptáculo se coloque na posição de acoplamento com a saída externa.

Esta é concêntrica com o núcleo do reator e por este motivo, quando está em movimento, a distribuição de fluxo é uniforme em todos os receptáculos.

Cada série de detetores com espessuras diferentes foram colocados na mesa giratória com espaçamento de pelo menos duas posições para evitar a interferência de um detetor sobre o vizinho. Os detetores foram colocados com o reator desligados. Em seguida foram irradiados durante 10 minutos à potência de 10Kw. Durante a operação a mesa foi girada à velocidade de 2,7r.p.m. para se obter a isotropia e uniformização do fluxo em todas as posições.

Manteve-se a temperatura da água a 20°C, em todas as operações de irradiação, para evitar a correção do efeito da temperatura nas seções de choque. ©

Para se obter uma ativação uniforme procedeu-se inicialmente à calibração de todas as posições da mesa giratória, pelo processo de contagem de neutrons retardados de fissão de um padrão de urânio, irradiado individualmente em cada uma das posições conforme referência 20.

Esta calibração inicial revelou-se muito importante pois, havia diversos receptáculos na mesa contaminados com fragmentos de boro. O recobrimento do manipulador de amostras que se conduz até a mesa giratória é feito deste elemento para blindagem ^{de neutrons} Vermicos das partes estruturais dessa peça. Com o tempo este

recobrimento quebra-se e sem que o operador perceba, os fragmentos caem nos receptáculos contaminando-os.

Em algumas posições, a depressão de fluxo térmico (item 2.7) produzido pelos fragmentos de boro atingiu a 10%, como foi o caso das posições 4 e 15.

Procedeu-se a limpeza das posições contaminadas bem como fez-se um teste nas demais aspirando através de uma mangueira de plástico.

Este procedimento tornou-se deveras necessário e importante para trabalhos de rotina e de manutenção do Reator, até então negligenciado por desconhecimento do fato.

3.2- Fabricação do Detetor

Os detetores foram feitos com NH_4Br p.a. com teor de impurezas menores que 0,5%. Foram usadas pastilhas prensadas com diâmetros de 1,45 e 1,26 cm e ainda, espessuras de 100mg/cm² até 500mg/cm². Para detetores de espessura de cerca de 10mg/cm² foi usada a técnica de sedimentação em papel de filtro sem cinzas, cuja ativação foi desprezível. Ver Fig.8.

A técnica de prensagem exigiu matrizes de ferro duro especial (V3 130), tratado termicamente. Uma pressão de 10 ton/cm² foi usada na prensagem dos detetores. Obteve-se uma densidade de NH_4Br de 2,25g/cm³, 92% do valor teórico (2,45g/cm³) e boa compactação e resistência mecânica.

Para correção de neutrons epitérmicos foram fabricadas caixas cilíndricas de cádmio com espessura de 1mm e diâmetro interno de 1,68cm.

Como foi descrito no item 2.9, a correção de neutrons epitérmicos absorvidos pelo cádmio no estudo da reação de cádmio, foi englobada numa única correção que é o $K_{Cd} \cdot R_{Cd}$ mostrado na Fig.3 conforme expressão 2.9.7. Os valores obtidos foram analisados no computador IBM 1130 da E.E./UFMG resultando um

polinômio do 3º grau:

$$Y = 2,65893 + 0,28651 \cdot 10^{-2} x + 0,60905 \cdot 10^{-6} x^2 - 0,32936 \cdot 10^{-8} x^3.$$

onde x é o valor da espessura do detetor em ng/cm^2 e Y é o valor de $F_{\text{Cd}} \cdot R_{\text{Cd}}$.

4- TÉCNICA DE ATIVAÇÃO E CONTAGEM.

As amostras foram irradiadas todas ao mesmo tempo. Obtem-se, assim, um fluxo de neutrons integrado igual em todos os detetores. Todavia, na determinação do $F_{Cd} R_{Cd}$, os detetores foram irradiados em grupos de dois em posições diferentes, um sob cádmio de 1mm e o outro nu.

O Bromo quando irradiado, forma dois radioisótopos principais: o Br80 com dois estados isoméricos de 4,5h e 18min de meia vida respectivamente, e o Br82 com 36h de meia vida.

O tempo de espera, foi acima de 48h, tempo é-se suficiente para que a relação das atividades do Br.80 para o Br-82 fôsse inferior a 0,1%.

Os detetores foram montados colocando-se no centro de um par de cristais de NaI(Tl) de 3 polegadas de diâmetro por 3 polegadas de altura, espaçados de 14 cm um do outro, montado num mesmo eixo, Fig.5. Os cristais ligados a uma fotomultiplicadora e esta a um pré-amplificador, constituindo o detetor de cintilação (Hewlett Packard modelo 10.602-A). Todo o sistema é ligado a um contador relógio analisador e este último a uma impressora como se vê na Fig.5, c7. A contagem relativa dos detetores foi considerada como a soma das contagens dos dois cristais. Este procedimento evita as correções de geometria, quando comparado a contagem devida a um único cristal. O suporte dos detetores é fixo de modo a manter constante a posição de contagem de todas as amostras.

O espectro do Br82 é mostrado na Fig.4, efetuado por um dos sistemas descritos acima, acoplado a um varredor de espectro e conversor digital analógico e, este último a um ploter. Todas as contagens são relativas ao gama de 0,78Mev, com uma janela de 12% em torno dessa energia, através de um analisador de pulsos do próprio contador relógio, como se vê na parte achurhada da Fig. 4. Este procedimento facilita a correção de outro erro de contagem

que é a auto-blindagem dos gamas monoenergéticos. Sabe-se que cada raio gama tem um coeficiente de autoabsorção diferente e dependente da sua energia.

4.1- Erros de Contagem

Na técnica experimental de contagem são necessárias diversas correções. Descreve-se a seguir cada uma destas.

I) Geometria. Corrige-se este erro, usando uma geometria fixa na contagem de todos os detectores, usando-se um par de cristais como foi descrito acima. As variações de espessuras dos detectores modificam o centro de gravidade dos mesmos, no suporte de contagem, já que este é fixo. Entretanto, o uso de dois cristais compensa a variação de um para o outro no total de contagens. Com esta precaução, o erro de geometria não supera 1% para as nossas espessuras.

II) Tempo de Decaimento. Corrige-se esse erro aplicando-se a clássica fórmula da constante de decaimento,

$$F = \frac{1}{1 - e^{-\frac{0,693 \cdot t}{t_{1/2}}}} \quad (4.1.1) \quad \textcircled{6}$$

t = tempo decorrido entre uma contagem e o tempo zero.

$t_{1/2}$ = meia vida do radioisótopo.

III) Erro de Espalhamento dos Gamas da Blindagem e da Amostra. ("Side-Scattering" e "Back-Scattering"). Em geral estes dois efeitos se somam ao de autoabsorção dos gamas. Suas correções são, pois englobadas neste último. (ver item VIII)

IV- Decaimento Durante a Contagem de uma Amostra.

Como o Br82 tem uma meia vida muito longa (36h) e as contagens são de alguns minutos, este erro é desprezível, sendo inferior a 0,1%.

V- Contagem de Fundo ("Back-Ground"). Os cristais

foram blindados com chumbo como se vê na Fig. 3. Embora fosse baixo o "background" tomou-se o cuidado de determiná-lo em cada série de contagem e corrigi-lo em todas as medidas. Dada a vizinhança do reator, o "background" varia com sua potência, sendo pois necessária a correção para cada medida.

VI- Erro Devido à Instabilidade do Equipamento de Contagem. (Eletrônica). O controle deste erro

se faz contando uma fonte padrão antes, durante e depois das contagens dos detetores, verificando se houve variação de contagem do padrão radioativo. Neste trabalho, tomou-se como padrão um dos próprios detetores de cada série, corrigindo-se o decaimento e verificando a variação de contagem deste. Tomou-se esta medida para evitar variações do analisador para energias diferentes do pico de 0,78 Mev do detetor.

VII- Fator de Empilhamento. É necessário cuidado

para que a contagem do detetor mais espesso não ultrapasse 500.000cpm, valor este abaixo do qual o fabricante garante não haver empilhamento. Este empilhamento altera a altura do pulso, que pode cair fora da janela do analisador, reduzindo a contagem. Este feito é análogo ao do tempo morto dos contadores Geiger-Mueller.

VIII- Auto-Absorção dos Gammas. Esta correção é

a mais importante numa contagem relativa onde se varia a espessura do detetor. A expressão exata desta correção é a mesma desenvolvida para a autoblindagem de neutrons (item 2.2), trocando-se o Σ a secção de choque

de absorção de neutrons por μ_0 seção de choque de absorção de raios gamas. Nesta correção vale a expressão 2.2.15 que dá a probabilidade média de um gama escapar do detetor. (Ref. 12, p.238).

O valor experimental do coeficiente de absorção efetivo de gamas de 0,78Mev, foi determinado intercalando-se detetores não-irradiados de várias espessuras entre um detetor irradiado e o cristal do cintilador, mantendo a distância entre os dois, constante. O valor encontrado foi $\mu_{\gamma} = 0,0641 \text{ cm}^2/\text{mg}$, valor bastante próximo do teórico. $\mu_{\gamma} = 0,0638 \text{ cm}^2/\text{mg}$ (Ref. 23). Empregou-se a fórmula exponencial

$$I = I_0 e^{-\mu_{\gamma} x} \quad (4.1.2)$$

I_0 - contagem sem absorvedores.

I - contagem intercalando-se os absorvedores.

μ_{γ} - coeficiente total de absorção dos gamas do absorvedor.

x - espessura do absorvedor intercalado

note-se que este valor de μ_{γ} inclui a correção devida ao espalhamento no interior da amostra (efeito Compton).

É comum usar-se para correção do fator de auto-absorção de gamas a expressão:

$$f = \frac{\mu t}{1 - e^{-\mu t}} \quad (4.1.3)$$

μ - coeficiente total de absorção em cm^2/mg .

t - espessura do detetor em mg/cm^2 .

Esta expressão não se aplica ao presente trabalho. Por exemplo, um detetor com espessura $t = 632 \text{ mg}/\text{cm}^2$, o fator de auto-absorção calculado por 4.1.3 é de 1,025 ou seja, 2,5% dos gamas são absorvidos no próprio detetor.

Já utilizando-se a expressão 2.2.15 este mesmo fator é 1,090, ou seja, 9% dos gamas de energia de 0,78Mev são absorvidos no próprio detector.

Verificou-se experimentalmente que a expressão 2.2.15 é a que leva a valores experimentais corretos. O uso indevido de 4.1.3 é freqüente em trabalhos similares e resulta em forte fonte de erros.

IX- Erro Estatístico. A ativação de detectores foi feita de modo a obter contagens acima de dez mil apm cujo desvio padrão em uma única contagem é, pela estatística de Poisson, inferior a 1%. Cada detector foi contado pelo menos três vezes, e o erro nestas medidas conservou-se sempre menor do 0,5% em bom acôrdo com o valor teórico de 0,6%, mostrando a boa qualidade das medidas.

5- DETERMINAÇÃO DO FLUXO NÃO-PERTURBADO

Para determinação do fluxo não-perturbado foi usado o processo de tomar-se os inversos das atividades específicas (cpm/mg/cm²) versus espessura do detetor em mg/cm² e extrapolando a curva para zero. Obtem-se, assim, o valor da atividade específica do detetor não-perturbado, (de espessura nula).

Outro processo de determinação do fluxo não-perturbado seria o de fabricar detetores cuja razão de moderação seja igual à do meio espalhador onde estão sendo ativados, isto é:

$$\frac{\bar{F}_1 \sum_{s1} \frac{ep_i}{\Sigma a_1}}{\Sigma a_1} = \frac{\bar{F}_2 \sum_{s2} \frac{ep_i}{\Sigma a_2}}{\Sigma a_2}$$

conforme mostrado no apêndice 1.

Exemplos de alguns destes detetores:

I_{n_2} (SO₄)₃ 9H₂O o indio é o detetor (Ref.10)
S

Solução de 99,8% de D₂O e 0,2% de H₂O com 2,90 mg/litro de indio metálico na forma de nitrato de indio. (Ref. 24) e D₂ONaSO₄ com 99,8% de D₂O e 4,31 mg/cm³ de Mn (Ref. 11). Todos esses exemplos foram irradiados em colunas térmicas de reator.

6 - RESULTADOS

Os valores experimentais obtidos concordam bem com os teóricos como se observa pelos quadros II e III e Fig.6.

A maior fonte de erro está na confecção do detetor de papel, devido à impossibilidade de se conseguir boa homogeneidade na espessura e bom controle da massa, devido a absorção de humidade ambiente.

Na determinação do detetor não perturbado, este detetor é muito sensível à relação das atividades específicas de um detetor qualquer sobre o detetor não perturbado.

O erro estatístico obtido foi menor que 0,6% na grande maioria dos casos.

O sistema de contagem foi perfeitamente controlado, e o erro devido a ela foi desprezível. A geometria de contagem foi bem repetitiva e o erro devido a ela não supera a 0,5%.

Os dados nucleares aqui empregados foram os seguintes:

$$L = 54,4\text{cm} \quad (\text{Ref.1})$$

$$\lambda_{tr} = 2,7\text{cm} \quad (\text{Ref.1})$$

$$\Sigma_{tr} = 0,161\text{cm}^{-1} \quad (\text{Ref.17})$$

$$\Sigma_{a} = 0,140\text{cm}^{-1} \quad (\text{Ref.17})$$

O fator de perturbação teórico foi calculado usando-se as seções de choque ajustadas ao espectro Maxwelliano, conforme item 2.5.

Nos cálculos teóricos o maior valor obtido para a correção de depressão χ_c foi 0,73 para $\Sigma_s d = 0,040$. Vê-se pois que em meio grafítico este efeito é pouco influente. O valor acima concorda plenamente com os valores mostrados na fig.5 da Ref.4. Aliás, o gráfico de χ_c versus

$\frac{1 - 2E_3(\tau)}{2}$ é, aproximadamente uma reta como se vê nos

gráficos das figuras 2, 5 e 6 da Ref.4.

Finalmente, outra razão de discrepância dos resultados é a contaminação dos detetores na fabricação e manuseio. Foi tentado uma terceira série de experiência de um detetor com diâmetro de 1,63cm. Infelizmente os resultados não foram satisfatórios devido a contaminação destes.

7 - DISCUSSÕES E CONCLUSÕES

As hipóteses formuladas na teoria, parecem válidas neste trabalho, pois os resultados, quando comparados aos obtidos teoricamente não diferem em mais de 1%.

Dalton e Osborn (Ref.2) mostraram que para detetores de dimensões usuais, a propriedade nuclear mais importante é a seção de choque de absorção. O bromo é um absorvedor fraco mas mesmo assim os resultados em termos de $\tau = \sum_a d$ concordam com trabalhos de outros autores mesmo comparados aos detetores clássicos (Ref.7).

O fato de o meio não ser um espalhador isotrópico no sistema de laboratório bem como não ser uma fonte uniforme de neutrons térmicos devido ao vazio da mesa giratória não afeta sensivelmente os resultados.

Como foi comentado, o maior valor encontrado para o termo de depressão de fluxo não chegou a 1% para o caso do detetor mais espesso. Parece ser esta a maior causa da pequena discrepância dos resultados. Alguns autores (Ref.4), sugerem um tratamento diferente quando os detetores são irradiados em cavidades. Considera-se o fluxo incidente não perturbado pois, não há espalhamento na cavidade. Assim a perturbação do fluxo só depende da autoblindagem. Este tratamento é usado em diversos trabalhos (Ref.14 e 25).

Outro aspecto importante deste trabalho, é observado no quadro I. A contagem total por mg/cm^2 do detetor mais espesso é $1440\text{cpm}/\text{mg}/\text{cm}^2$, enquanto a do detetor não perturbado devido ao fluxo térmico, é apenas $1142\text{cpm}/\text{mg}/\text{cm}^2$. Isto significa que ao calcularmos a atividade ^{de} um certo radioisótopo, estamos computando apenas a atividade devida ao fluxo térmico. Na realidade, o fluxo epitérmico contribui com 2% do espectro Maxwelliano de neutrons, mas a ativação devida às ressonâncias é importante, devido a alta seção de choque. O valor efetivo (integral de ressonância) ^{de ^{20}Br} é de $I = 118$ barns (Ref.26) enquanto sua seção de choque térmica é apenas $\sigma_{th} = 6,8$ barns (Ref.17).

Daí a razão dos valores citados acima aumentarem a ativi
dade por mg/cm^2 de até 20%, dependendo da espessura do de
tector.

Alguns autores estudaram a perturbação total devido ao
fluxo de neutrons térmicos e epitérmicos (Ref.25). A per-
turbação do fluxo epitérmico envolve os mesmos efeitos de
auto-blindagem e depressão de fluxo.

Um estudo completo pode ser visto na Ref.27.

Tal correção não se justifica em nosso caso pois são es
tudamos a perturbação do fluxo térmico e, além disso, a
perturbação do fluxo epitérmico é acentuadamente menor.

QUADRO I

- 36 -

FOLHA DE RESULTADO
 Detetor de $\phi = 1.45\text{cm}$

SISTEMA DE CONTAGEM MP - FIG. 5

Data da Irradiação:
 29.12.69

Data da Contagem:
 03.01.70

$\tau = \sum_{a=1}^0$	MASSA mg/cm ²	C.P.M.*	C.P.M. mg/cm ² = C _t	$C_{th} =$ $C_t \left(\frac{1}{1 - e^{-\lambda R_{cd}}} \right)$ /mg/cm ²	Fator de per- turbação
-0-	-0-			1142**	-1-
0,0007	13,9	25.360	1818	1134	0,993
0,006	87,5	146.674	1676	1098	0,962
0,009	123,3	201.070	1631	1092	0,956
0,012	171,3	272.843	1593	1087	0,952
0,021	288,5	438.510	1520	1083	0,948
0,025	354,4	525.050	1482	1069	0,936
0,029	406,1	588.300	1449	1052	0,921
0,031	430,0	619.197	1440	1051	0,920

* Estes valores já estão corrigidos do "Background", decaimento e auto-absorção das gamas.

** Este valor foi obtido na extrapolação para espessura zero (Vide Texto).

(continuação)

FOLHA DE RESULTADO
 Detetor de $\phi = 1,26\text{cm}$

SISTEMA DE CONTAGEM HP - FIG. 5

Data da Irradiação:
 12.01.70

Data da Contagem:
 16.01.70

$C = \sum \frac{O_d}{a}$	MASSA mg/cm ²	C.P.M.*	C.P.M. mg/cm ² = C_c	$C_{th} =$ $C_c \left(1 - \frac{1}{F_{cd} \cdot R_{cd}}\right)$	Fator de per- turbacão
-0-	-0-			1295**	-1-
0,0008	14,1	29.104	2064	1290	0,998
0,007	98,8	188.179	1904	1252	0,967
0,017	243,4	426.431	1752	1229	0,949
0,021	297,8	508.562	1708	1223	0,944
0,032	442,0	723.048	1636	1200	0,927
0,035	489,7	790.453	1614	1193	0,921

* Estes valores já estão corrigidos do "Background", decaimento, e auto-absorção dos gamas.

** Este valor foi obtido na extrapolação para a espessura zero (Vide Texto).

QUADRO II

Comparação da Experiência com a Teoria
 Detetor de $\phi = 1,45\text{cm}$

-38-

Espessura $\tau = \sum_a^0 .d$	Fator de Perturbação Experimental	Fator de Perturbação Teórico	Desvio Relativo
0,0007	0,993	0,998	-0,005
0,006	0,962	0,974	-0,012
0,009	0,956	0,965	-0,009
0,012	0,952	0,958	-0,007
0,021	0,948	0,939	+0,009
0,025	0,936	0,930	+0,006
0,029	0,921	0,923	-0,002
0,031	0,920	0,920	-

QUADRO III

Comparação da Experiência com a Teoria
 Detetor de $\phi = 1,26\text{cm}$

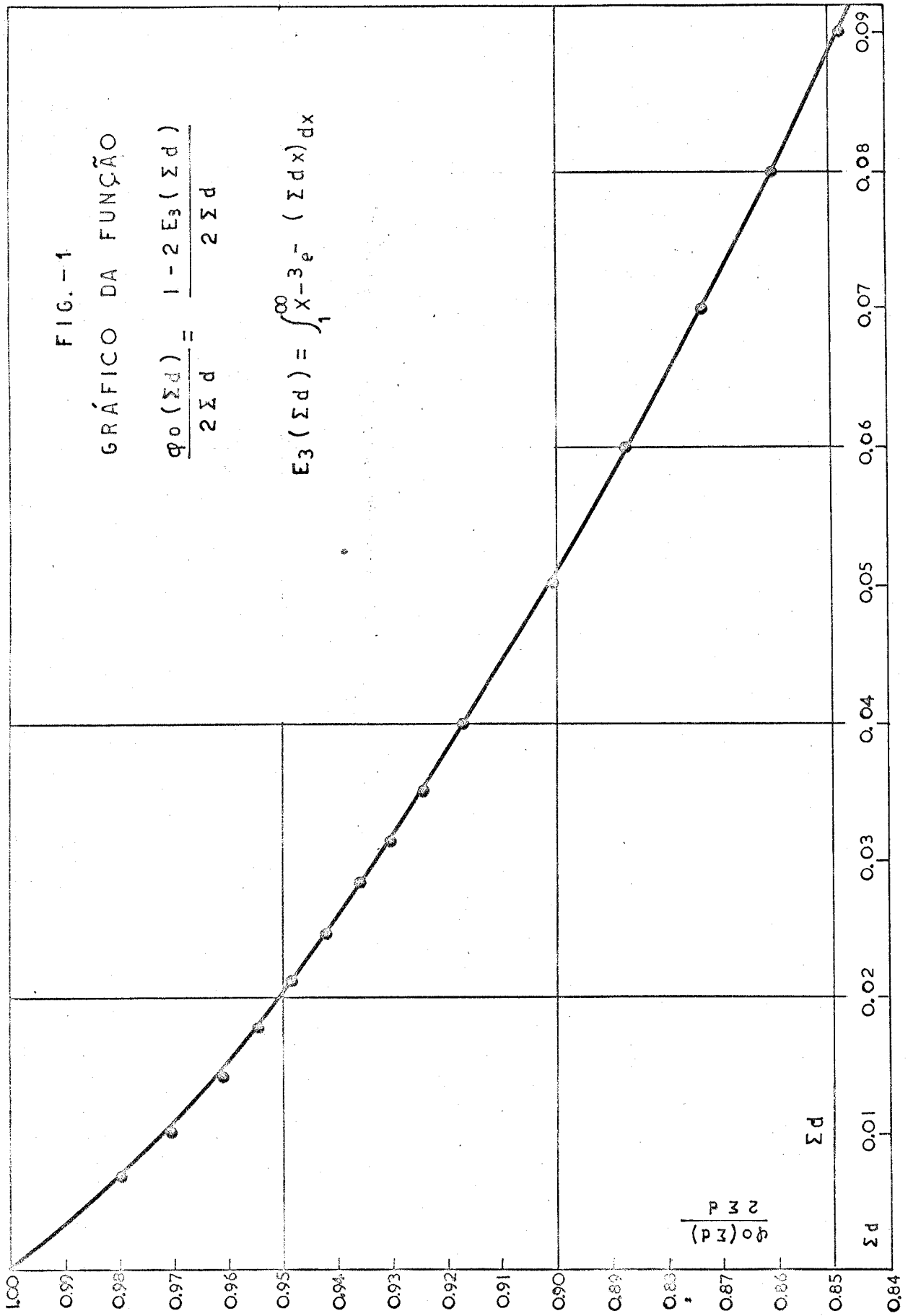
Espessura $\tau = \sum_a^0 .d$	Fator de Perturbação Experimental	Fator de Perturbação Teórico	Desvio Relativo
0,0008	0,998	0,998	-
0,007	0,967	0,978	-0,004
0,017	0,949	0,947	+0,002
0,021	0,944	0,938	+0,006
0,032	0,927	0,918	+0,010
0,035	0,921	0,912	+0,010

FIG. -1

GRÁFICO DA FUNÇÃO

$$\frac{\varphi_0(\Sigma d)}{2 \Sigma d} = \frac{1 - 2 E_3(\Sigma d)}{2 \Sigma d}$$

$$E_3(\Sigma d) = \int_1^{\infty} x^{-3} e^{-x} dx$$



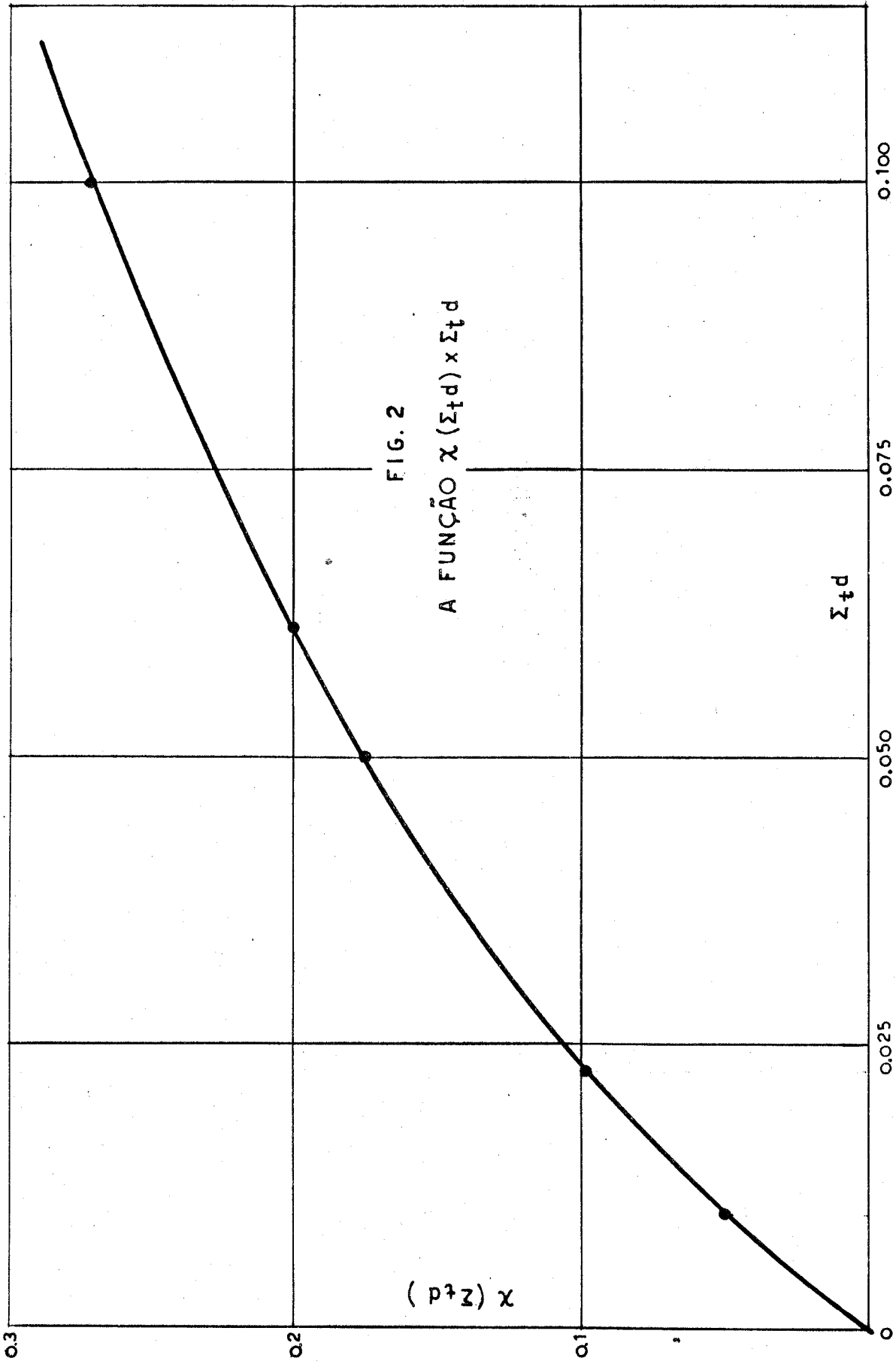
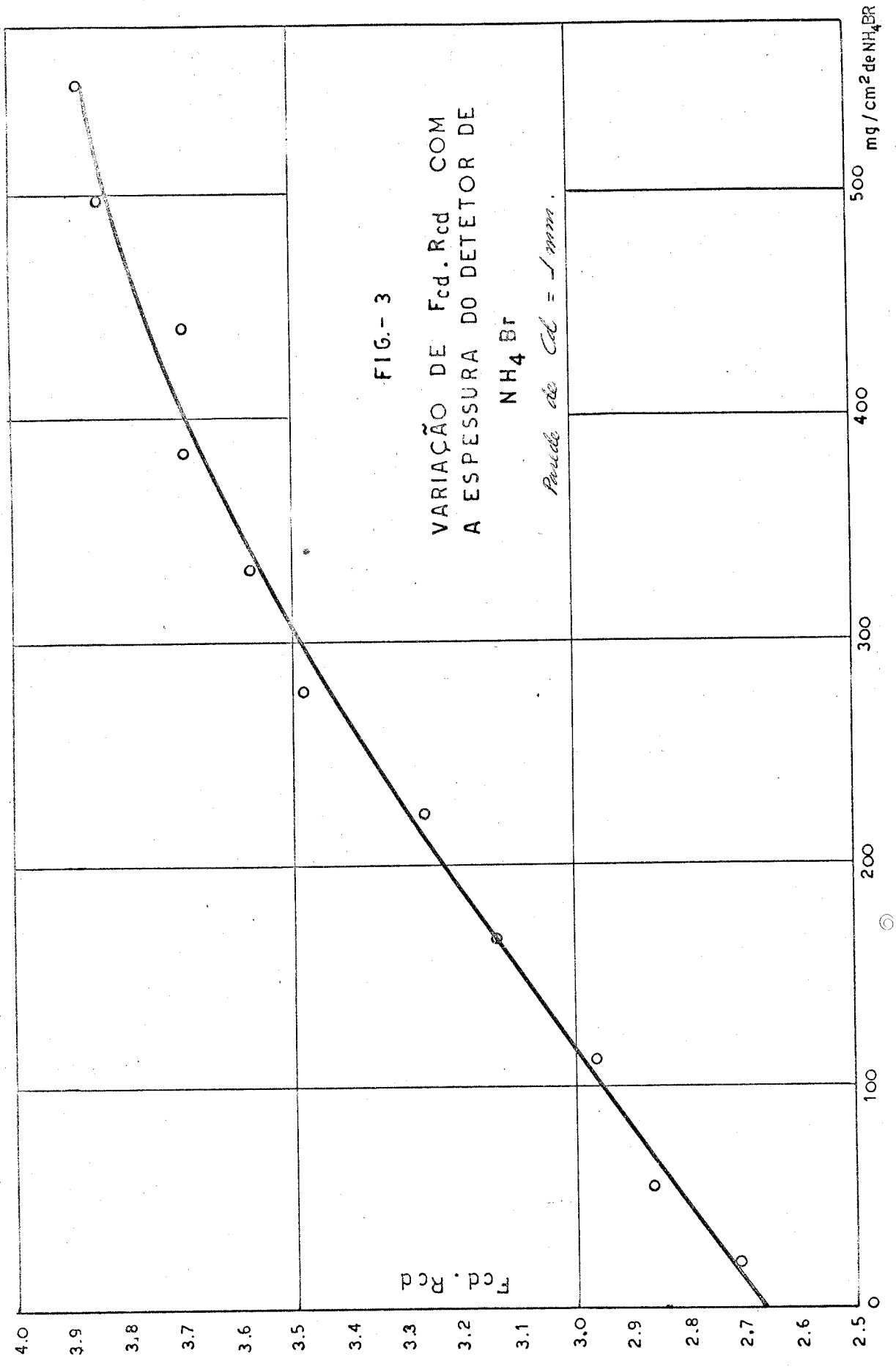


FIG. 2
A FUNÇÃO $\chi(\Sigma t d) \times \Sigma t d$



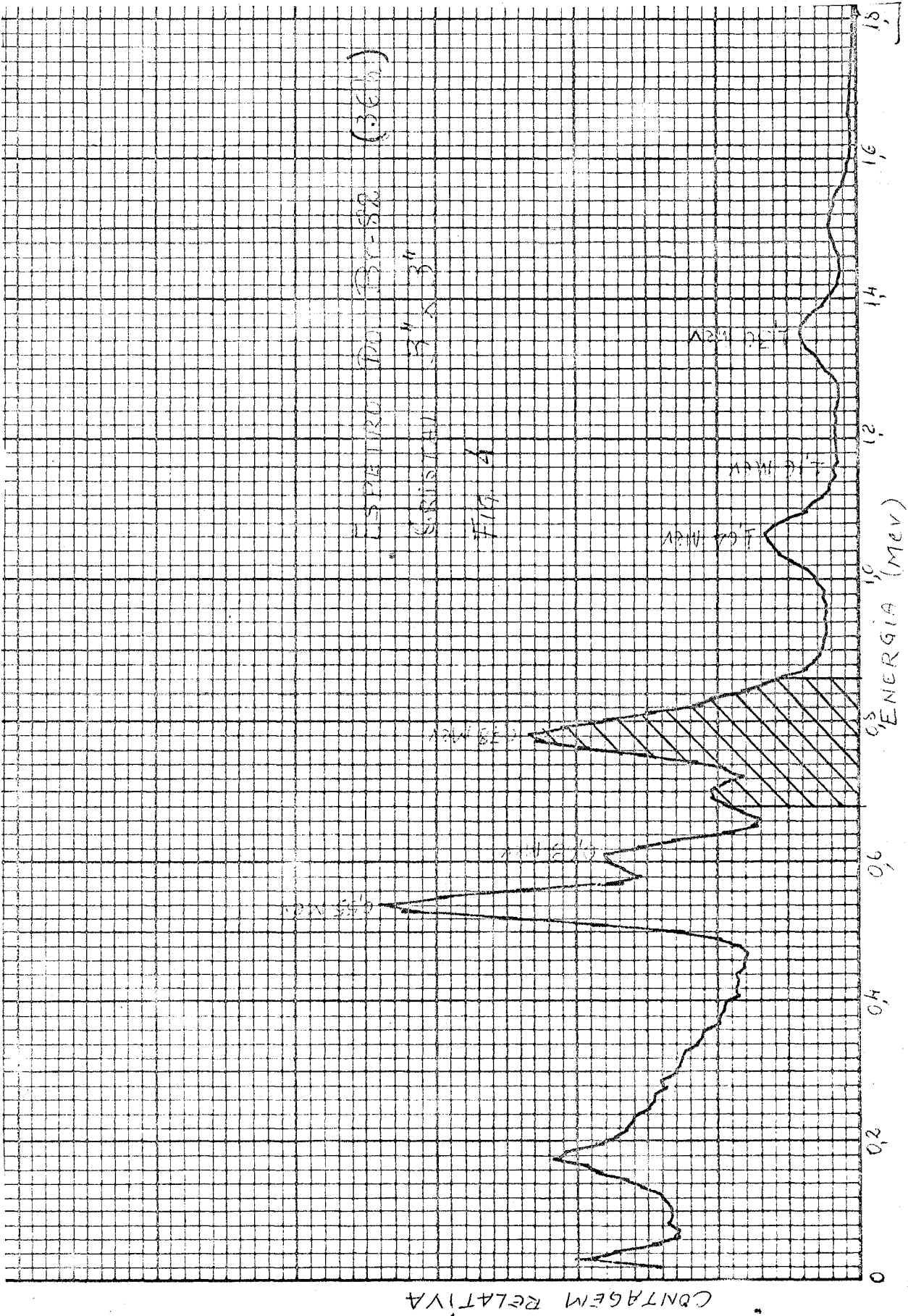
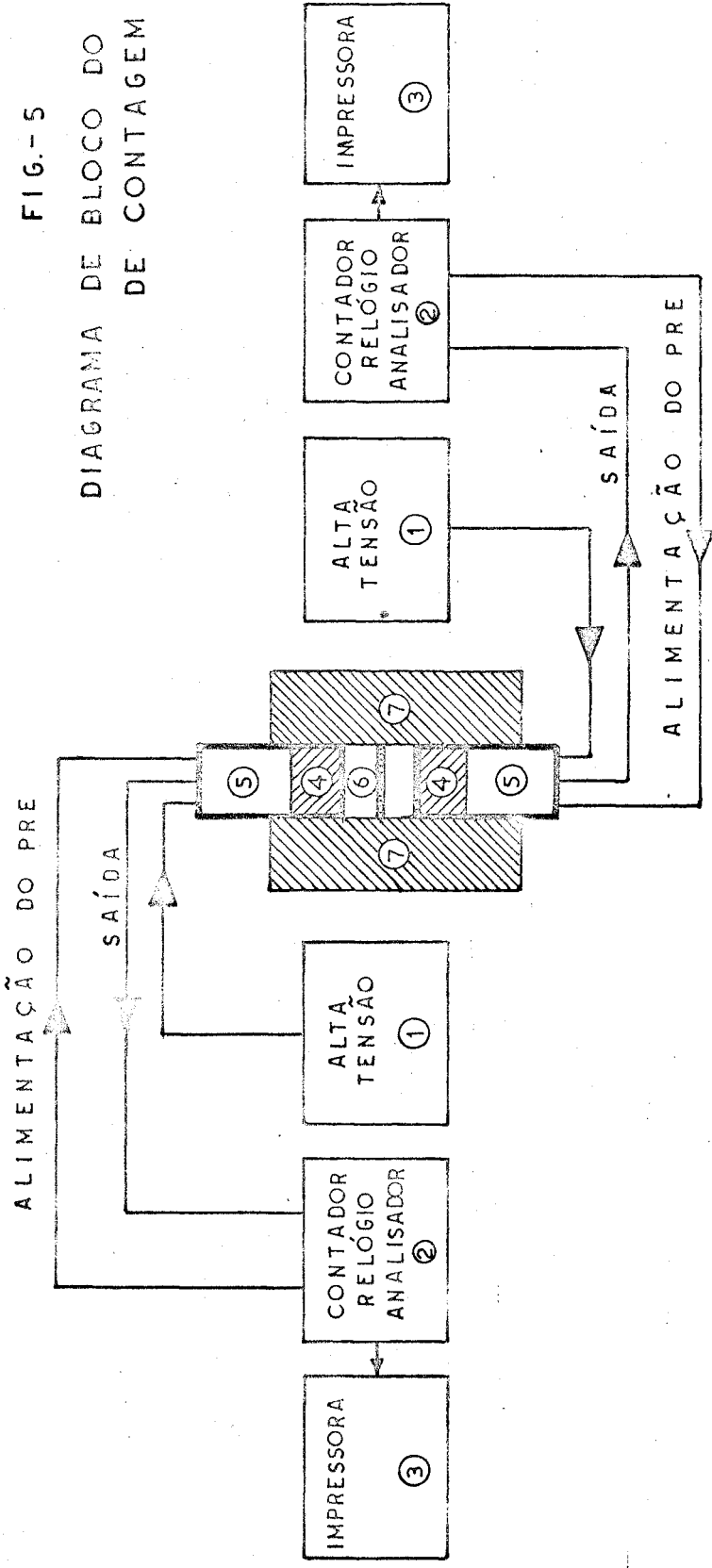


FIG.- 5
 DIAGRAMA DE BLOCO DO SISTEMA
 DE CONTAGEM

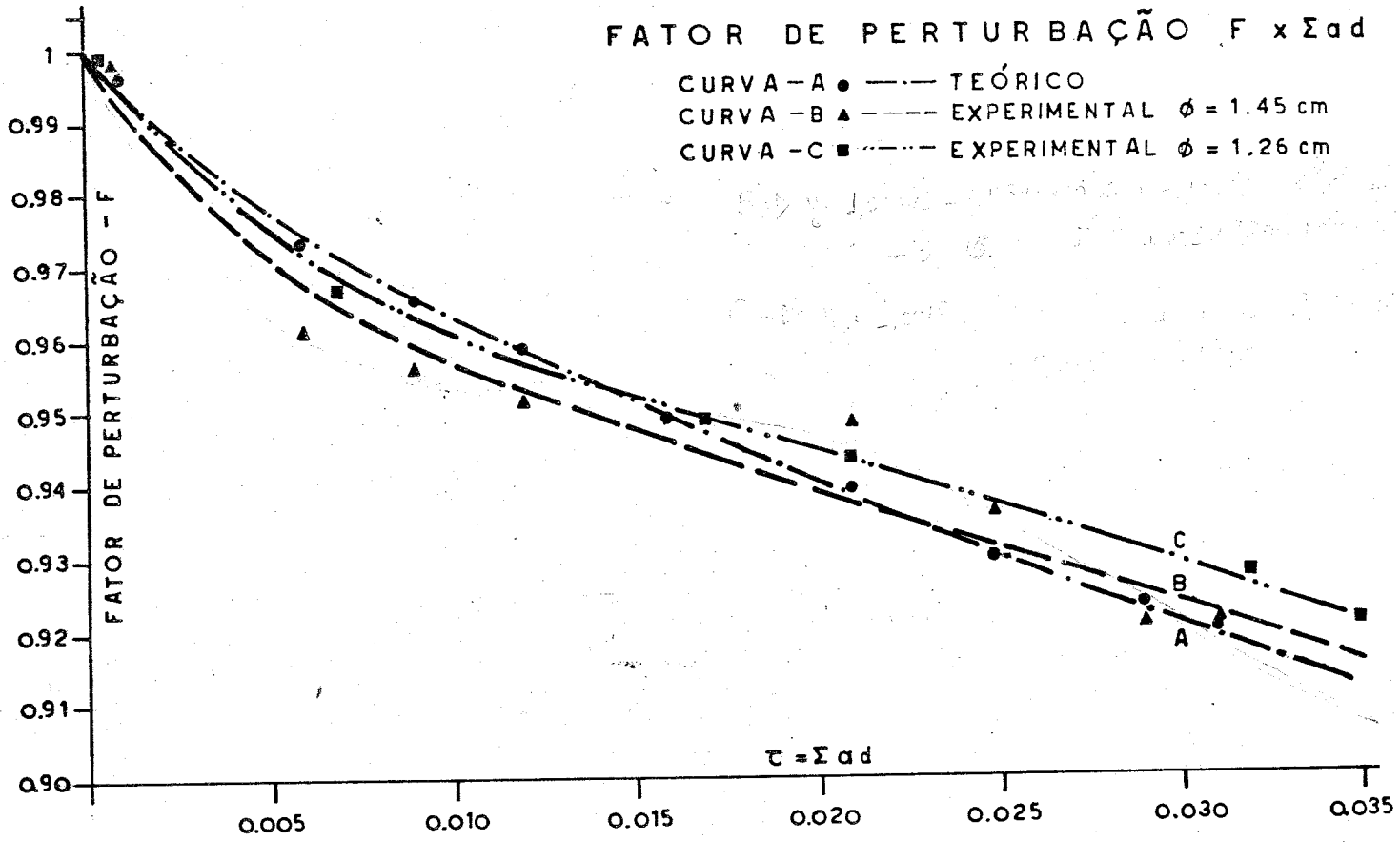


SISTEMA DE CONTAGEM - HEWLETT PACKARD

- 1 - FONTE DE ALTA TENSÃO - HP - 5551-A
- 2 - CONTADOR RELÓGIO ANALISADOR - HP 5201 - L
- 3 - IMPRESSORA - HP - 562 - A
- 4 - { CRISTAL DA FOTOMULTIPLICADORA } HP 10602 - A
- 5 - { PRE - AMPLIADOR - HP - 10615 - A
- 6 - SUPORTE DO DETECTOR
- 7 - BLINDAGEM DAS FOTOMULTIPLICADORAS (Chumbo ϕ ext. = 27 cm - ϕ int. = 9 cm)

FIG. - 6

FATOR DE PERTURBAÇÃO $F \times \Sigma ad$



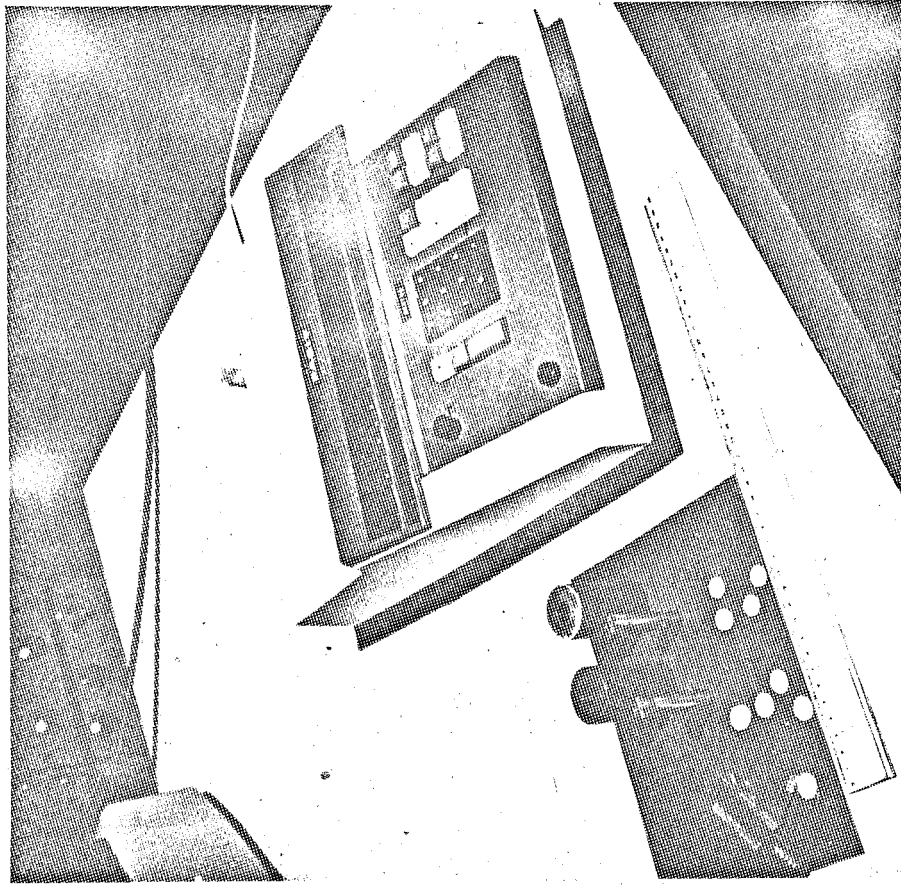


Fig. 8- MATRIZES DOS DETETORES

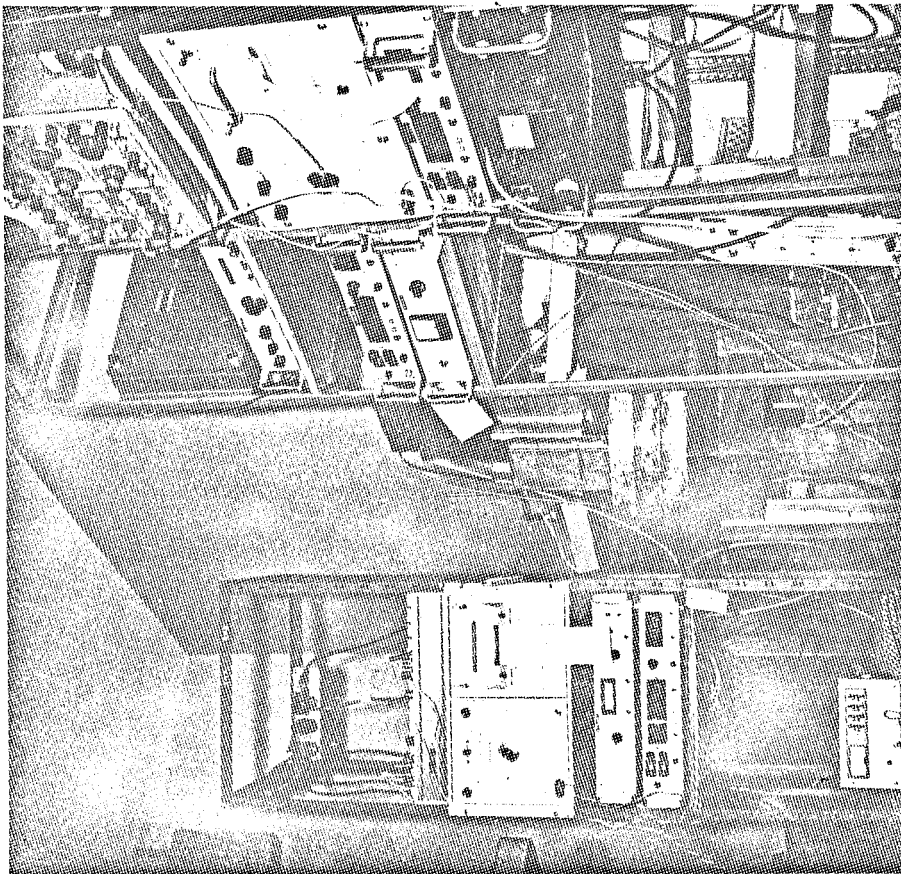


Fig. 7- EQUIPAMENTO DE CONTAGEM

8- APÊNDICE 1

Propriedades de um Detetor Não-Perturbado

Como se viu pela teoria anterior um detetor sobre o efeito de ^{grupo}blindagem e depressão do fluxo térmico provocando a perturbação do fluxo térmico. É possível construir-se detetores cujas propriedades nucleares determinam a eliminação desta perturbação.

Seja um detetor com $R \gg d$ colocado em um meio infinito onde exista uma fonte moderadora de neutrons térmicos. O detetor pode ser tratado como laminar infinito de espessura $2d$.

A equação íntegro-diferencial de Boltzmann pode ser escrita pela teoria de transporte de um grupo:

$$\mu \frac{d\psi(x, \mu)}{dx} + \Sigma_t \psi(x, \mu) = \frac{S}{2} + \frac{c\Sigma_t}{2} \int_{-1}^1 \psi(x, \mu') d\mu' \quad (8.1.1)$$

O índice 1 refere-se ao detetor e 2 ao moderador. A equação 8.1.1. é aplicada em cada região e resolvida, usando-se as seguintes condições de contorno para o fluxo escalar:

$$\left. \begin{aligned} \lim_{x \rightarrow \infty} \phi_2(x) &= \frac{S_2}{\Sigma_{a2}} \\ J_1(a) &= J_2(a) \\ \phi_1(a) &= \phi_2(a) \\ \frac{d\phi_1}{dx}(0) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8.1.2)$$

Usando o método de Yvons para solução da equação de Boltzmann em geometria plana, a aproximação P_0^+ conduz ao seguinte valor para o fluxo escalar no detector e no meio:

$$\phi_1(x) = \frac{S_2}{\Sigma_{a2}} \left\{ \frac{S_1 \Sigma_{a2}}{S_2 \Sigma_{a1}} + \frac{[1 - (S_1 \Sigma_{a2} / S_2 \Sigma_{a1}) \cosh 2x \sqrt{\Sigma_{a1} \Sigma_{t1}}]}{\cosh 2a \sqrt{\Sigma_{a1} \Sigma_{t1}} + \frac{\sqrt{\Sigma_{a1} \Sigma_{t2}}}{\sqrt{\Sigma_{a2} \Sigma_{t1}}} \operatorname{senh} 2a \sqrt{\Sigma_{a1} \Sigma_{t1}}} \right\}$$

(8.1.3)

$$\phi_2(x) = \frac{S_2}{\Sigma_{a2}} \left\{ 1 + \left[\frac{S_1 \Sigma_{a2}}{S_2 \Sigma_{a1}} - 1 \right] \left[\Sigma_{t2} - \sqrt{\Sigma_{a2} \Sigma_{t2}} \right] \exp[-2 \sqrt{\Sigma_{a2} \Sigma_{t2}} (x-a)] \right\}$$

$$\times \left[1 - \frac{\operatorname{coth} 2a \sqrt{\Sigma_{a1} \Sigma_{t1}} - (\sqrt{\Sigma_{a1}} / \sqrt{\Sigma_{t1}})}{\operatorname{coth} 2a \sqrt{\Sigma_{a1} \Sigma_{t1}} + (\sqrt{\Sigma_{a1} \Sigma_{t2}} / \sqrt{\Sigma_{a2} \Sigma_{t1}}} \right] \quad (8.1.4)$$

de 8.1.3 e 8.1.4, vê-se que se $S_1 \Sigma_{a2} / S_2 \Sigma_{a1} = 1$, então:

$$\phi_1(x) = \phi_2(x) = \frac{S_2}{\Sigma_{a2}}$$

então o fluxo no detector é igual ao fluxo não-perturbado.

O termo de fonte térmica no meio moderador e no detector pode ser representado por:

$$S = K \frac{\bar{\Sigma}}{\Sigma_s} \sum_s^{epi}$$

onde K é uma constante aplicada a ambos os meios.

A condição para não haver perturbação com $S_1 \sum a_2 / S_2 \sum a_1 = 1$, pode ser escrita:

$$\frac{\overline{\sum s_1} \sum e_{pi}}{\sum a_1} = \frac{\overline{\sum s_2} \sum e_{pi}}{\sum a_2} \quad (8.1.5)$$

Isto significa que, a razão de moderação do detetor é igual à do meio. Esta é a condição para que o detetor não sofra perturbação.

Note-se que para meios não homogêneos isotrópicos esta fórmula simples não se aplica, pois as condições de contorno são diferentes.

9- REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1- R.H. Ritchie and H.B. Eldridge, "NUclear Science Engineering", Vol. 8, p. 300-311, (1960).
- 2- G. Ronald Dalton and R. Osborn, "NUclear Science Engineering", Vol. 9, p. 198-210, (1961).
- 3- R.K. Osborn, "Nuclear Science Engineering", Vol.15, p. 245-258, (1963).
- 4- G.C. Hanna, "Nuclear Science Engineering", Vol. 15, p. 325-337, (1963).
- 5- E.D.Klema and R.H. Hitchie, "Physics Review", Vol. 87, p. 167, (1952).
- 6- A.Sola, "Nucleonics", Vol. 18, nº 3, p. 78-81 (1960).
- 7- J.V.Walker, J.D.Randall and R.C.Stinson, "Nuclear Science Engineering", Vol.15, p.309-313, (1963).
- 8- G.C. Hanna, "Nuclear Science Engineering", Vol. 11, p. 338-339, (1961). ©
- 9- C.W.Tittée, "Nucleonics", Vol.9, nº 1, p. 60-67, (1951).
- 10- J.D. Randall and J.V.Walker, "Nuclear Science Engineering", Vol. 11, p. 69-73, (1961).
- 11- M.Obu and T. Ichimori, "Journal and Nuclear Science and Technology", Vol. 5, p. 447-451, (1968).
- 12- K.B. Beckurts, K. Wirtz, "Newtron Fisics", Cap.12, Springer-Verlag New York Inc., (1964).

- 13- K.M.Case, M.F.Hoffmann and G.Placzek, "Introduction to the Theory of Neutron Diffusion", Los Alamos Scientific Laboratory, (1953).
- 14- J.Gilat and Y.Gurfinkel, "Nucleonics", Vol.21, nº 8, p. 143-144,(1963).
- 15- D.H.Martin, "Nucleonics", Vol. 13, nº 3, p. 52-53, (1955).
- 16- M.M.Campos, "Medidas de Neutrons por Ativação", I.P.R., Belo Horizonte, (1968).
- 17- R.N. MacDonald et al, "Nucleonics", Vol.20, nº 8, p. 158-161, (1962).
- 18- R.W. Stoughton and J.Halperin, "Nuclear Science and Engineering", Vol. 15, p. 314-324,(1963).
- 19- TRIGA MARK I. Reactor Mechanical Maintenance and Operation Manual-GA 1544,(1960).
- 20- G.A.C.Tupynambá, "Análise de Rotina de Minérios de Urânio e Tório", I.P.R., Belo Horizonte,(1969).
- 21- C.W.Tittle, "Nucleonics", Vol. 8, nº 6, p.5-9, (1951).
- 22- D.J.Hughes and J.A.Harvey, "Neutron Cross Section, USAEC, McGraw Hill Book Co., New York, (1955).
- 23- R.C.Rose, "Nucleonics", Vol. 22, nº 8, p. 126, (1964).
- 24- J.D.Randall and J.V.Walter, Nuclear Science and Engineering, Vol.15 p. 344-345 (1963).

- 25- S.A.Reynold and Wt T. Mullins, "Applied Radiation and Isotopes" Vol. 14 n° 8 p.421-425 (1963).
- 26- M.K.Drake, "Nucleonics" Vol. 24 n° 8 p.108-111 (1966).
- 27- T.A. Eastwood and R.D. Werner, "Nuclear Science and Engineering" Vol 13 p. 385.(1962).