

MINISTÉRIO DA AERONÁUTICA
CENTRO TÉCNICO AEROESPACIAL
INSTITUTO TECNOLÓGICO DE AERONÁUTICA
SÃO JOSÉ DOS CAMPOS — SÃO PAULO

CARACTERÍSTICAS DO REATOR SUB-CRÍTICO NC-9000

POR

FERNANDO SODRÉ DA MOTTA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E QUÍMICA DO ITA
DEZEMBRO DE 1970

Esta tese foi julgada adequada para a obtenção
do título de MESTRE EM CIÊNCIAS e aprovada
em sua forma final pelo orientador, pelo De-
partamento de Física e Química e pelo Curso
de Pós-Graduação.

Mário Alves Guimarães
Prof. Mário Alves Guimarães
Orientador

Carlos A. B. Borges
Prof. Carlos A. B. Borges
Chefe do Curso de
Pós-Graduação

SUMÁRIO

Neste trabalho foram medidos ou calculados os fatores de multiplicação do reator sub-crítico do I. T. A.. Foram utilizados os processos da "experiência exponencial" e da "carga variável". Sistema sub-crítico: urânio natural, água comum, grade hexagonal e passo da grade 2 polegadas. $(V_m/V_u)_{real} = 3,14$. Elementos combustíveis: barras cilíndricas com orifício axial, diâmetro da barra 3,07 cm, diâmetro do orifício axial 1,27 cm e invólucro de alumínio. Fatores: $\epsilon = 1,02$, $p = 0,97$, $f = 0,75$, $n = 1,32$, $k_{\infty} = 0,98$ e $k_{ef} = 0,91$. No processo da carga variável foi observada discrepância entre a literatura e os valores medidos. O valor encontrado foi $k_{ef} = 0,96$.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Mário Alves Guimarães, pelo apoio e compreensão que tornaram possível a execução deste trabalho.

Ao Prof. Francisco de Assis Gonçalves de Andrade Brandão que indicou o presente trabalho e por suas sugestões.

Ao Engº H. R. Franzen, por sua ajuda e incentivo, quando foi iniciado o trabalho.

Ao colega Augusto Agostinho Neto, pela cooperação quando da elaboração dos programas para o computador.

Aos colegas do Departamento pelo incentivo e pelos animados bate papos nos intervalos.

A todos: técnicos, desenhistas e fotógrafos, que com sua experiência colaboraram na execução desta tese.

Particularmente, agradeço à minha esposa por sua compreensão.

A meus filhos,
Hermes e Eduardo.

ÍNDICE DA MATERIA

	<u>Pág.</u>
I - Introdução	1
II - Sistema sub-crítico	2
III - Instrumentos e processos de contagens	
III.1- Fonte de Neutrons	6
III.2- Escalímetro	7
III.3- Detecção de eletrons	8
III.4- Detecção de neutrons	14
III.5- Medida do fluxo por ativação com fôlhas de Índio	16
III.6- Densidade do Urânia	20
IV - Teoria	
IV.1 - Equação da continuidade	23
IV.2 - Comportamento com o tempo de um reator infinito	28
IV.3 - Teoria de Fermi para o reator térmico	32
IV.4 - Reator finito cilíndrico não refletido	34
IV.5 - Fator de multiplicação	37
V - Medida e cálculo das características	
V.1 - Fator de fissão rápida	39
V.2 - Probabilidade de escape à ressonância	44
V.3 - Fator de utilização térmica	47
V.4 - Produção por fissão	50
V.5 - Fator de multiplicação infinito	51
V.6 - Fator de multiplicação efetivo	52
V.7 - Mapeamento do fluxo	54
V.8 - Cálculo do fator de multiplicação efetivo	66
V.9 - Razão do Cádmio	68
V.10 - Processo da carga variável	71

	<u>Pág</u>
VI - Conclusões	
VI.1 - Experiência exponencial	75
VI.2 - Carga variável	78

APÊNDICES

1 - Listagem do programa: Cálculo da atividade saturada ...	79
2 - Listagem do programa: Ajuste e têrmos da função de Bessel J0	82
3 - Listagem do programa: Ajuste por mínimos quadrados de funções dependentes de um parâmetro	86
4 - Listagem do programa: Ajuste por mínimos quadrados de funções dependentes de dois parâmetros	89
5 - Características de fabricação NC9000	93
6 - Secções de choque microscópicas	94
7 - Atividades com BF3 e fôlhas de índio	96
8 - Razão de multiplicação	97
9 - Fator de multiplicação efetivo	98
Referências	99

ÍNDICE DAS FIGURAS

	<u>Pág.</u>
FIG.1 - DISPOSIÇÃO DA FONTE E DAS BARRAS DE URÂNIO	4
FIG.2 - PEQUENAS BARRAS DE URÂNIO (fotografia)	5
FIG.3 - BARRAS DE URÂNIO E GRADE HEXAGONAL DO REATOR (fotografia)	5
FIG.4 - GRÁFICO TENSÃO-CONTAGEM (G.M)	9
FIG.5 - GRÁFICO CONTAGEM-DIÂMETRO	13
FIG.6 - CARACTERÍSTICAS DO BF3	15
FIG.7 - SUPORTE DE LUCITE PARA AS FÔLHAS DE ÍNDIO	18
FIG.8 - GAMARADIOGRAFIA E DIMENSÕES DA BARRA DE URÂNIO	21
FIG.9 - DETALHES DA GRADE HEXAGONAL DO REATOR	48
FIG.10 - MAPA DO FLUXO RADIAL (BF3, 20)	58
FIG.11 - MAPA DO FLUXO RADIAL (BF3, 25)	59
FIG.12 - MAPA DO FLUXO RADIAL (BF3, 30)	60
FIG.13 - MAPA DO FLUXO RADIAL (FÔLHAS DE ÍNDIO, 25)	61
FIG.14 - MAPA DO FLUXO RADIAL (FÔLHAS DE ÍNDIO, 30)	62
FIG.15 - MAPA DO FLUXO RADIAL (FÔLHAS DE ÍNDIO, 35)	63
FIG.16 - MAPA DO FLUXO RADIAL (FÔLHAS DE ÍNDIO, 40)	64
FIG.17 - GRÁFICO DA ATIVIDADE SEGUNDO O EIXO	65
FIG.18 - RAZÃO DO CÁDMIO RADIAL	70
FIG.19 - PROCESSO DA CARGA VARIÁVEL - FATOR DE MULTIPLICAÇÃO ..	73
FIG.20 - PROCESSO DA CARGA VARIÁVEL - FATOR DE MULTIPLICAÇÃO EFETIVO	74

I - INTRODUÇÃO

O reator sub-crítico do Instituto Tecnológico de Aeronáutica foi inaugurado em 17 de dezembro de 1960 e desde então vem servindo para pesquisa e fins didáticos. As primeiras medidas das características do reator representaram valores diferentes daqueles fornecidos pela firma construtora do reator. Observou-se que a distância entre barras era de 2,00 polegadas, enquanto que, a mesma distância usada para os cálculos do fabricante foi 1,75 polegadas. Verificou-se, ainda, veja-se ítem III-6 dêste trabalho, que havia uma diferença na densidade das barras do urânio. Tudo isto justificou uma cuidadosa determinação das características do reator. Utilizou-se então o processo da "pilha exponencial" e posteriormente o processo da "carga variável".

Durante a utilização do processo da "carga variável", observou-se uma importante influência da posição do detetor em relação a fonte no cálculo final do fator de multiplicação efetivo. Detalhes desta influência são discutidos nêste trabalho.

II - SISTEMA SUB-CRÍTICO

O reator sub-crítico existente no Departamento de Física do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, foi construído pelo Nuclear Chicago Corporation onde recebeu o número código NC-9000. O combustível é urâno natural compactado, distribuído em 1410 pequenas barras cilíndricas. Cada pequena barra está revestida por alumínio. Cada grupo de cinco pequenas barras formam uma barra combustível do reator. As cinco pequenas barras estão colocadas num tubo de alumínio de espessura 0,1 cm e diâmetro interno $3,32 \pm 0,02$ cm. Estes tubos de alumínio protegem as pequenas barras de urâno da água moderadora. Cada pequena barra pesa em média 1867 gramas, o que perfaz um total de 2630 kilogramas de urâno natural. As pequenas barras cilíndricas apresentam um orifício axial, como pode ser visto nas figuras 2 e 3, e dimensões: $21,45 \pm 0,05$ cm de comprimento, $3,07 \pm 0,01$ cm de diâmetro externo e $1,27 \pm 0,01$ cm de diâmetro no orifício central. O reator é moderado e refletido com água comum, que sofre um contínuo tratamento por resinas de deionização. São usadas, em série, duas colunas de resina, uma para os aniontes e outra para os cationtes.

O reticulado está arranjado de forma hexagonal com 5 cm entre os centros de duas barras mais próximas. Todo o núcleo está colocado num tanque cilíndrico de aço inoxidável com dimensões de 150 cm de

altura e 122 cm de diâmetro. O aço de que é fabricado o tanque apresenta espessura de 1,2 cm. A grade que define o arranjo são duas chapas de alumínio com 1 cm de espessura igualmente furadas, estando a mais baixa apoiada no fundo do tanque e a mais alta a 28,4 cm do fundo do mesmo. O nível da água é mantido em torno de 135 cm, de forma que permaneça sempre acima do combustível. Uma vez que não exista água no interior dos tubos de alumínio, como pode ser visto na figura 1, o reator não é refletido na sua parte superior. O fundo do tanque com 16,5 cm de água entre o nível mais baixo do combustível e a parede de aço, faz com que o reator seja, aí então, refletido.

As pequenas barras são colocadas em número de cinco em cada tudo de alumínio, exceto no tubo central, onde está colocada a fonte de neutrons, que é mantido com água no seu interior. As pequenas barras de urânio são impedidas de descer até ao fundo dos tubos de alumínio por um suporte também de alumínio. Este é tal que permite a livre passagem de água e assim o reator é refletido na sua parte inferior. O refletor lateral, com o núcleo do reator completo, apresenta uma espessura média de 20 cm. O núcleo com todas as suas 283 barras apresenta um diâmetro médio de 80 cm.

REATOR NC-9000

DISPOSIÇÃO DA FONTE E DAS BARRAS DE URÂNIO

CORTE SEGUNDO
O DIÂMETRO.

CONVENÇÃO:

URÂNIO -

AR -

ÁGUA -

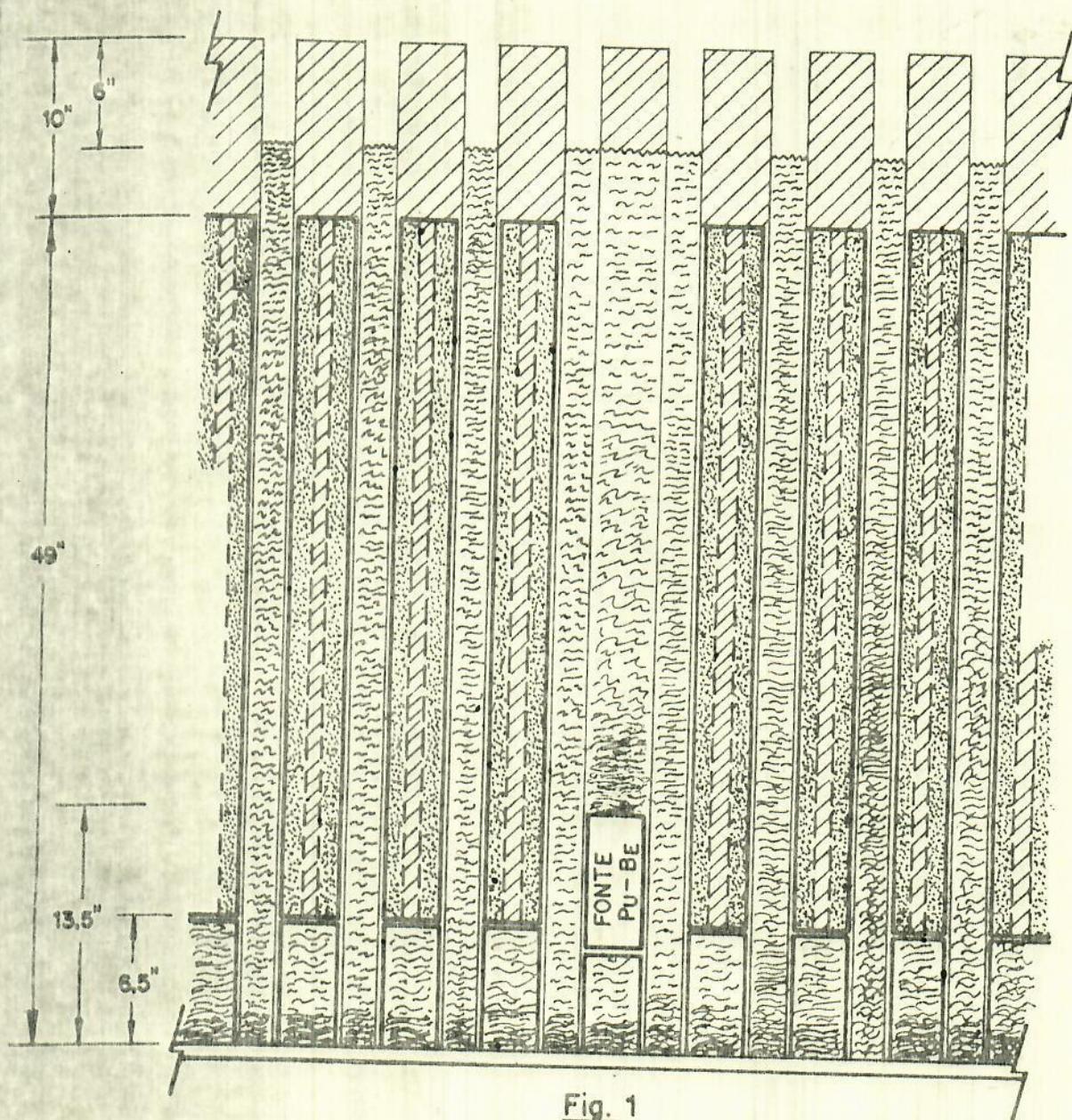
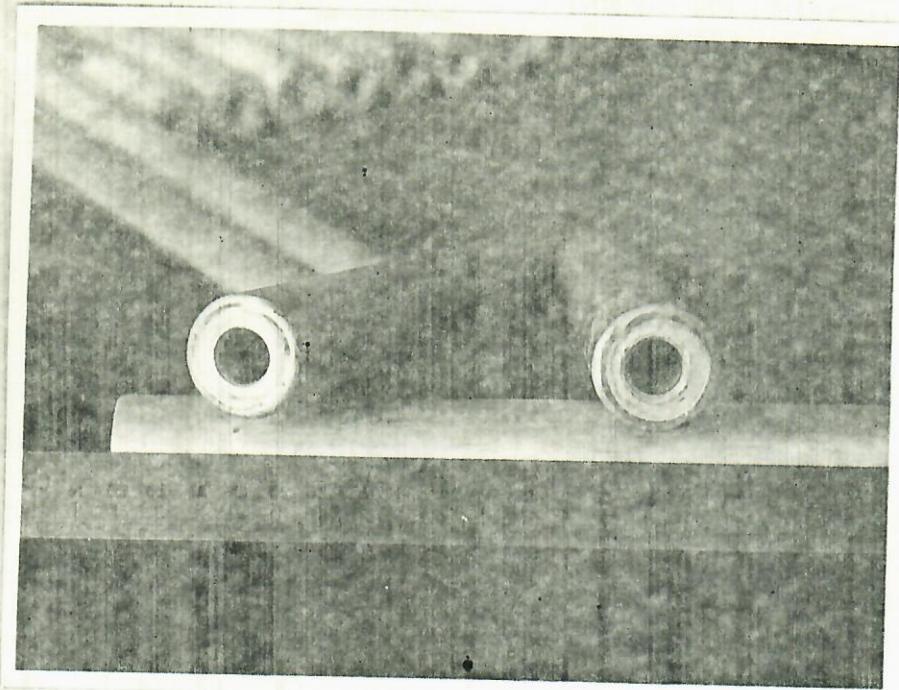
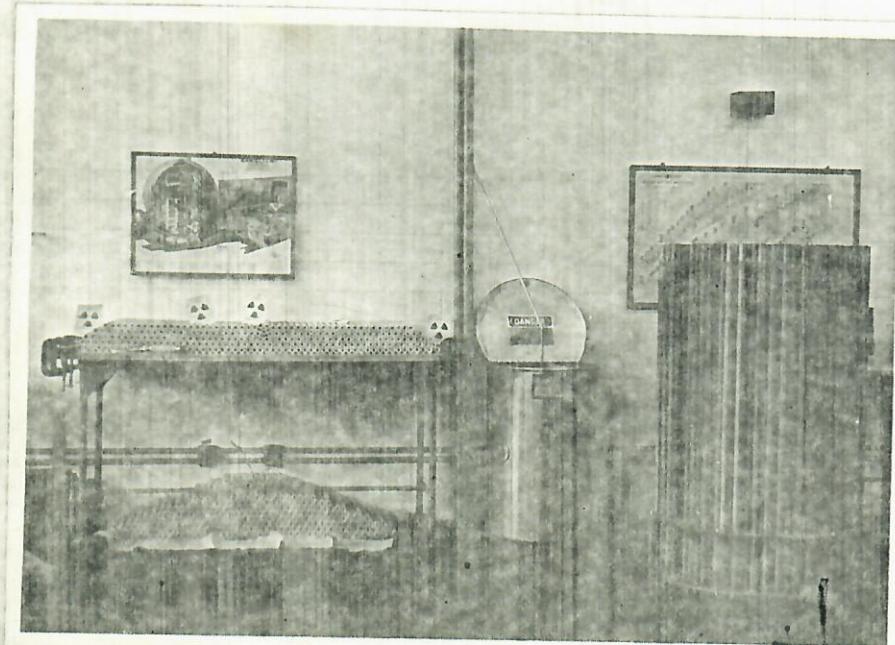


Fig. 1



PEQUENAS BARRAS DE URÂNIO
FIG 2



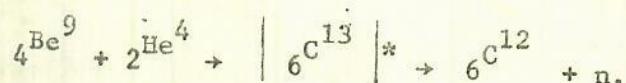
BARRAS DE URÂNIO E GRADE HEXAGONAL DO REATOR
FIG 3

III - INSTRUMENTOS E PROCESSOS DE CONTAGEM

III.1 - Fonte de Neutrons

A fonte de neutrons, utilizada para a operação do sistema sub-crítico, disponível no laboratório Nuclear do Departamento de Física é uma fonte do tipo plutônio-berílio. A referida fonte foi fornecida por Nuclear Materials and Equipment Corporation - Pennsylvania. A fonte apresenta um total de 80 gramas de plutônio e atividade total de aproximadamente 5 curies. A mistura plutônio-berílio está distribuída em três cilindros de aço inoxidável apresentando cada um deles intensidade de neutrons de $1,87 \cdot 10^6$; $3,53 \cdot 10^6$ e $3,86 \cdot 10^6$ neutrons por segundo. Estes cilindros estão colocados no interior de um recipiente cilíndrico de alumínio com 3 cm de diâmetro e 20 cm de comprimento. O recipiente de alumínio, uma vez colocado no tubo central do reator, tem a sua altura fixada por meio de barras cilíndricas de lucite.

A reação que provoca o aparecimento dos neutrons na fonte é



As partículas alfa para a reação são fornecidas pela desintegração do ${}^{94}\text{Pu}^{239}$, onde são observadas, com "meia vida" de $2,41 \cdot 10^4$ anos, três grupos de partículas alfa com energia 5,159 Mev, 5,140 Mev e 5,15 Mev (1)

bem como alguns raios gama com energias de 0,052 Mev e 0,039 Mev. A fonte do tipo Pu-Be é interessante do ponto de vista de sua "meia vida" longa, muito embora a baixa constante de desintegração do Pu239, exija volumes maiores de plutônio. Os neutrons são emitidos com energias de 11 Mev, que são superiores a energia dos neutrons da fissão.

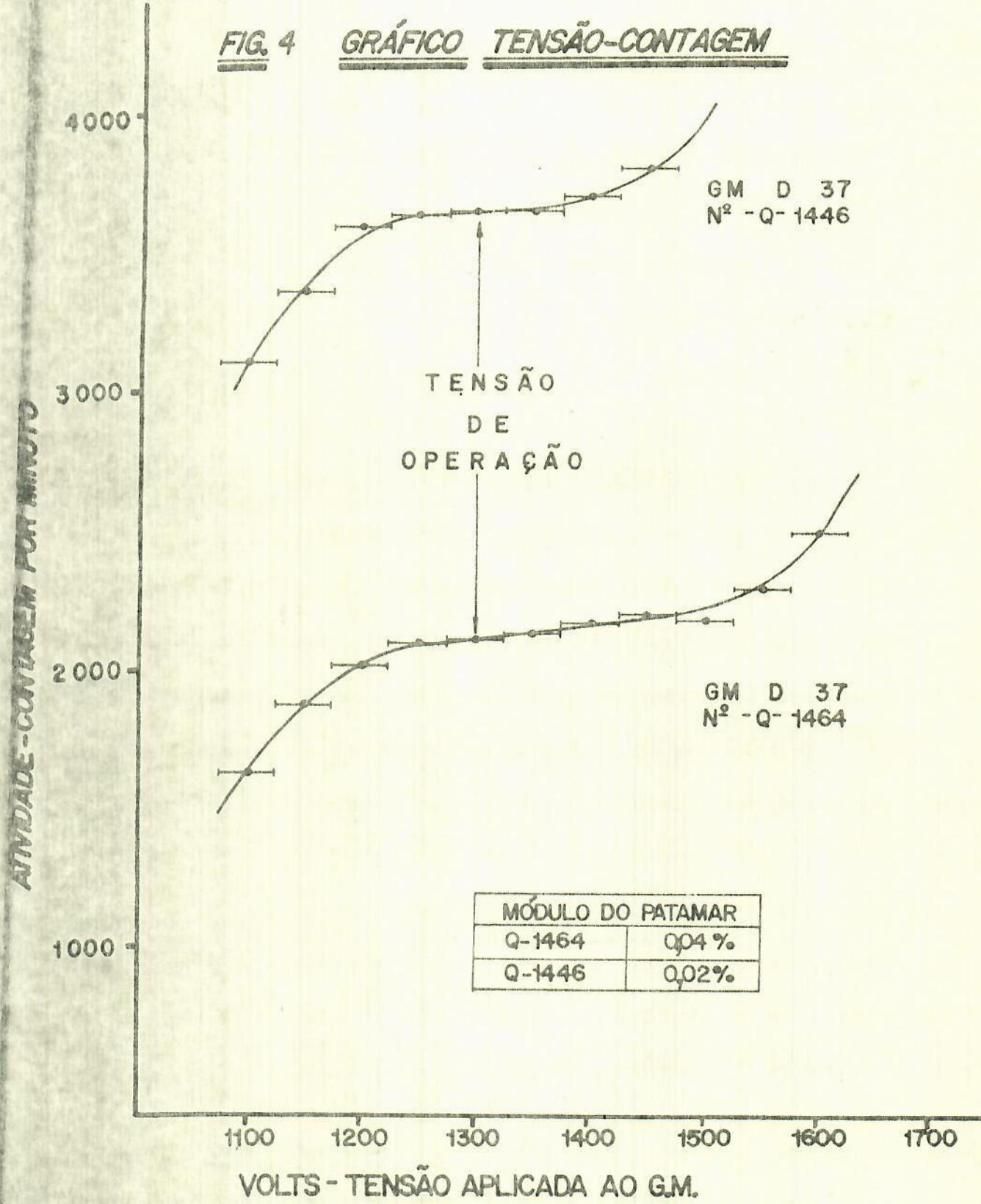
III.2 - Escalímetro

Tanto para a contagem dos pulsos provenientes do pré-amplificador do BF3, como para a contagem dos pulsos fornecidas pelo Geiger-Müller, foi utilizado um escalímetro modelo 186-B da Nuclear Chicago Corporation. O escalímetro NC-186B apresenta 3 décadas, onde a primeira possui um tempo de resposta da ordem de 1 microsegundo. Para a calibração do discriminador do circuito de entrada do escalímetro foi utilizado um osciloscópio Tektronix tipo 535-A com módulo tipo B(Wide band calibrated pre-amp.). Com o osciloscópio era medido um pulso fornecido por um circuito diferenciador ao qual eram aplicados pulsos quadrados. Uma vez medidos os parâmetros do pulso, os mesmos eram aplicados ao escalímetro, quando então era feita convenientemente a calibração.

III - 3 - Detecção de Partículas Beta

Para a contagem de eletrons, (raios beta), emitidos pelo material ativo. Foram utilizados detetores Geiger-Müller com janela de massa de 1,4 miligrama por centímetro quadrado. As curvas de contagem contra tensão aplicada ao tubo GM, para os dois detetores usados no trabalho, estão apresentados na figura 4. Foi observado durante o trabalho que o circuito do escalímetro apresentava flutuações na sua sensibilidade quando ocorria uma modificação na temperatura ambiente do laboratório. A fim de conseguir contagens confiáveis do escalímetro, usou-se referir as contagens à uma outra conhecida, obtida de uma fonte fixa. Foi escolhida uma fonte de Sr^{90} . Primeiro por causa de sua longa meia vida, cerca de 28 anos, e depois, porque a energia das partículas beta emitidas pelos Sr^{90} de 0,54 Mev era a que, dentre as fontes de partículas beta existente no Laboratório Nuclear do ITA mais se aproximava da energia das partículas beta emitidas pelo In^{116} que é de 1,0 Mev. Antes do início de uma série de contagem a fonte de referência de Sr^{90} era contada por um tempo tal que o desvio padrão da contagem se apresentasse menor que 1%. A contagem média da fonte de referência foi de $(312 \pm 1)10$ partículas por minuto. Sempre que no início de uma série de contagem, a medida da atividade da fonte de referência contada por um tempo conveniente, foi encontrada fora do intervalo do desvio padrão 3130 até 3110 partículas por minuto, as contagens daquela série foram corrigidas. A geometria para a con-

FIG. 4 GRÁFICO TENSÃO-CONTAGEM



lagem da atividade da fonte de referência e das folhas de índio foi sempre a mesma. Também foram efetuadas correções intercaladas quando da execução de uma série de contagem mais longa. Assim, foi possível contornar o problema da flutuação na sensibilidade do instrumental.

Para a contagem de fundo foram efetuadas medidas por períodos da ordem de uma hora. As medidas foram sempre repetidas para outras horas durante o dia, e a média adotada como a contagem de fundo válida para todas as medidas efetuadas no decorrer daquele dia. A radiação de fundo não apresentou, quando medida sob os castelos de chumbo, uma flutuação muito grande. O resultado médio foi 22 ± 2 partículas por minuto. Os G.M., apesar de apresentar um pequeno intervalo de patamar, figura 4, foram escolhidos por causas dos módulos dos mesmos que, segundo Valente (2), deve ser igual ou menor que 0,02%. O tempo morto dos detectores foi determinado pelos processos da "dupla fonte" e pelo processo da "janela de chumbo". Encontrou-se então para os dois contadores o tempo morto médio de $21.10 \mu s$.

O processo da "dupla fonte" consiste em contar duas fontes radioativas intensas; contando inicialmente uma delas, depois contando a segunda, e finalmente as duas ao mesmo tempo. Na Tabela abaixo se encontram os resultados para diversos pares de fontes radioativas. O material das fontes é o Ra.

CONTAGEM PARA O TEMPO MORTO GM Q-1464

C_1	C_2	$C_1 + C_2$	τ (minutos)
6.488	4.096	10.160	$0,80 \cdot 10^{-5}$
16.975	2.644	18.743	$0,94 \cdot 10^{-5}$
11.026	6.424	16.454	$0,42 \cdot 10^{-5}$
36.798	20.895	50.621	$0,44 \cdot 10^{-5}$

$$\bar{\tau} = 6,5 \text{ } \mu\text{m} = 39 \cdot 10 \text{ } \mu\text{s}$$

CONTAGEM PARA O TEMPO MORTO GM Q-1446

C_1	C_2	$C_1 + C_2$	τ (minutos)
12.772	4.993	16.815	$0,74 \cdot 10^{-5}$
22.859	7.074	27.516	$0,75 \cdot 10^{-5}$
39.887	3.441	42.648	$0,18 \cdot 10^{-5}$
48.838	2.783	49.900	$0,68 \cdot 10^{-5}$

$$\bar{\tau} = 5,8 \text{ } \mu\text{m} = 35 \cdot 10 \text{ } \mu\text{s}$$

A expressão utilizada para o cálculo do tempo morto pode ser encontrada em Hcag (3).

$$\tau = \frac{C_1 + C_2 - C_1 C_2}{2 C_1 C_2}$$

O processo da janela de chumbo, consiste em contar com GM uma fó^lha de urânia através de uma janela circular cortada numa fó^lha de chumbo. Assim sendo, o detetor GM vê apenas a parte da fó^lha de urânia não encoberta pelo chumbo. Os diâmetros das várias janelas iniciam em 3 mm e, com variações aproximadas de 2mm, vão aumentando até 25 mm. O chumbo possui espessura de 3,0 mm e a fó^lha de urânia metálico 0,2 mm de espessura com 26,8 mm de diâmetro.

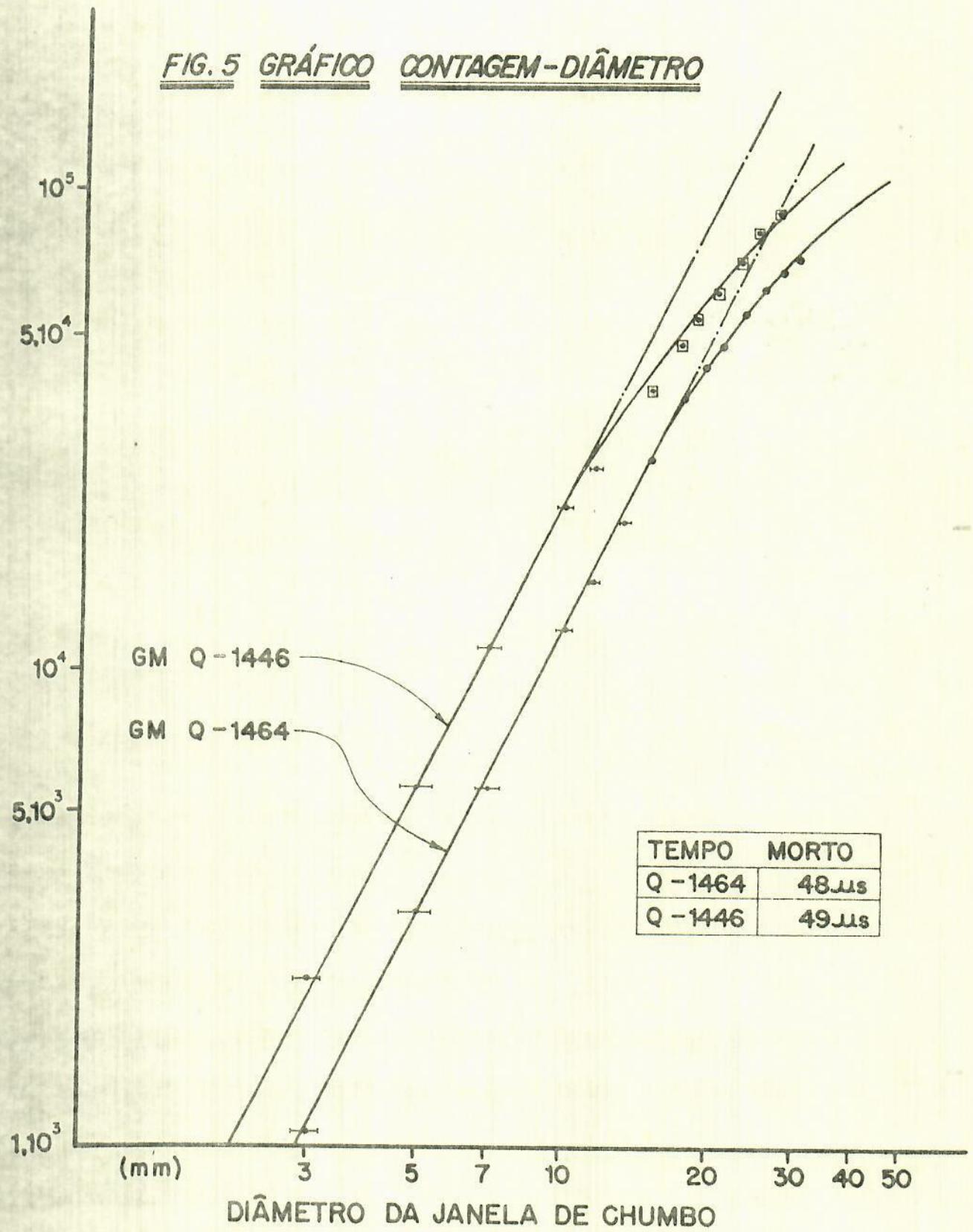
Como pode ser visto no gráfico contagem contra diâmetro da fó^lha, figura 5, a contagem para as pequenas aberturas obedece à lei da proporcionalidade da contagem com o quadrado do diâmetro. Para aberturas maiores, a contagem devido ao tempo morto do detetor começa a tornar-se menor que a que deveria ser. Conhecendo-se a verdadeira contagem (N) e a contagem efetuada (n), usa-se a expressão abaixo para o cálculo do tempo morto. A fó^lha de urânia foi mantida aproximadamente 5 mm da janela de chumbo.

$$\tau = \frac{N - n}{nN}$$

Encontraram-se valores sistematicamente menores para o tempo morto determinado pelo processo da janela de chumbo 50 μ s. Acredita-se que o fenômeno se deva a espalhamento dos eletrons pelo chumbo o que provocaria um aumento da contagem. O efeito se torna maior para um maior perímetro da janela. Não foi tentado uma verificação experimental deste fato.

ATIVIDADE - CONTAGEM POR MINUTO

FIG. 5 GRÁFICO CONTAGEM-DIÂMETRO



4. - Detecção de Neutrons

Para a detecção de neutrons foi utilizado um BF_3 modelo NC202 da Nuclear Chicago Corporation.

Características do BF_3 :

cátodo - bronze

ânodo - tungstênio

diâmetro do ânodo 0,0006 cm

diâmetro externo do detector 0,79 cm

comprimento do volume ativo 1,27 cm

diâmetro do volume ativo 0,48 cm

enriquecimento em B^{10} 96%

pressão do gás 700 mm Hg

A tensão de operação utilizada foi de 1200 volts como se pode ver dos gráficos da Contagem contra Tensão, figura 6, para o discriminador do escalímetro em 25 mV e 2,5 mV.

Foi escolhido um BF_3 de pequeno volume ativo a fim de que se pudessem considerar as medidas como puntuais. Por outro lado, apenas um detector com pequeno diâmetro pode atravessar o espaço existente entre as barras. Para suplantar as dificuldades com a calibração do detector e evitar as possíveis flutuações da sensibilidade do sistema eletrônico de contagem, foi escolhida uma geometria fixa, para onde o detector foi trazido periodicamente.

DISCRIM. 2,5 mV
FONTE 6 cm

PONTO DE
OPERAÇÃO

$3 \cdot 10^4$

CONTAGEM - PARTÍCULAS POR MINUTO

FIG. 6

CARACTERÍSTICA DO BF-3

MOD. NC 1062-107

DIMENSÕES: Ø 3/16" x 2"

PONTO DE
OPERAÇÃO

MÓDULO

0,14%
0,15%

$2 \cdot 10^4$

10^4

800

1000

TENSÃO APLICADA AO DETETOR

1200

1400

1600

dicamente. A geometria consistiu num tanque com água onde as posições relativas do detetor e da fonte podiam ser facilmente fixadas. Uma vez que as contagens continuaram por vários meses, o detetor era diariamente colocado na posição fixa, a fim de verificar se estavam mantidas as condições iniciais de contagem. Normalmente o escalímetro permaneceu ligado durante toda a semana em que estava sendo efetuada uma série de contagens.

O tempo morto de um detetor tipo BF_3 é da ordem de 1 μs (2), (3). As contagens não ultrapassaram a ordem de 10^4 partículas por minuto, e assim não foram efetuadas correções de coincidência. Todas as contagens foram efetuadas para um desvio de 1%, exceto quando, para atividades muito baixas, foi permitido um desvio de 5%.

III.5 -Medida do Fluxo por Ativação com Fôlhas de Índio

Para a medida do fluxo de neutrons térmicos e para a determinação da razão do cádmio, foram utilizadas fôlhas de índio. As fôlhas são circulares com 2,697 cm de diâmetro e 0,013 cm de espessura. Foram escolhidas fôlhas com tal espessura porque a ativação da fôlha aumenta com a sua espessura. Fôlhas muito finas deixam passar os neutrons sem que os mesmos sejam absorvidos, no entanto, por outro lado fôlhas muito espessas dificultam a contagem das partículas beta emitidas por causa da auto absorção. A espessura para a qual se dá uma ativação ótima é de 100 mg/cm^2 (4). As

Folhas utilizadas neste trabalho, apresentam densidade superficial de 95 mg/cm^2 . Para a ativação, as fôlhas foram postas em suportes de lucite, cujas dimensões estão indicadas na figura 7.

Álculo da Atividade de Saturação

Sejam, Σ_a a secção de choque macroscópica de absorção do urânio para neutrons térmicos, ϕ o fluxo de neutrons térmicos e V o volume do material a ativar. A produção de átomos ativados por unidade de tempo é:

$$\rho = \Sigma_a \phi V$$

Uma vez ativados estes átomos desintegram com uma constante de desintegração λ . Assim a variação dos átomos ativos por unidade de tempo é

$$\frac{dN}{dt} = -\Sigma_a \phi V - \lambda N$$

Integrando-se a equação diferencial acima vem:

$$A = \Sigma_a \phi V (1 - e^{-\lambda t_A})$$

onde t_A é o tempo que a amostra é mantida ativando. Para um tempo de ativação infinito, tem-se

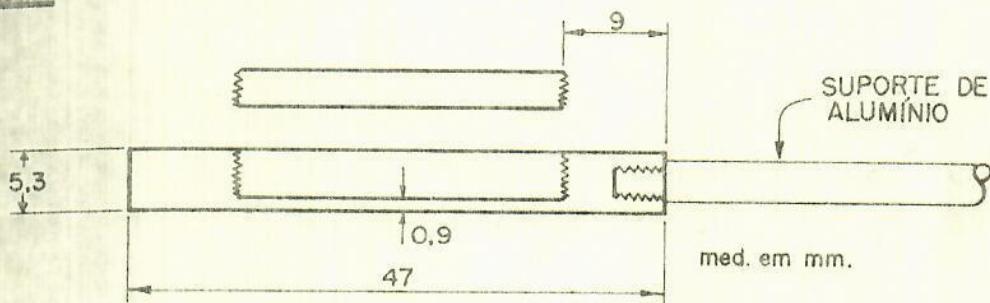
$$A_s = \Sigma_a \phi V$$

A atividade A_s , chamado atividade saturada, é aquela que se obtém quando a amostra é conservada ativando por um tempo muito maior que a meia vida de desintegração do isótopo ativado. A atividade saturada é proporcional ao fluxo de neutrons que provoca a ativação. Escolhendo-se um isótopo que possua

uma alta secção de choque para neutrons térmicos, a atividade saturada se-
rá proporcional ao fluxo de neutrons térmicos.

SUPORTE DE LUCITE PARA AS FÔLHAS DE ÍNDIO.

FIG. 7



Após a retirada da fôlha do reator, a atividade da mes-
ma diminui segundo a equação

$$A = A_s (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

Contando-se as partículas emitidas pela fôlha por um tempo $\Delta t = t_c - t_b$,
onde os tempos t_c e t_b são medidos do início da ativação, podemos escre-
ver para a atividade média no tempo Δt

$$\bar{A} \Delta t = \int_{t_b - t_a}^{t_c - t_a} A_0 e^{-\lambda t} dt$$

Integrando-se a equação acima vem:

$$\bar{A} (t_c - t_b) = \frac{A_0}{\lambda} e^{-\lambda t_b} (1 - e^{-\lambda (t_c - t_b)})$$

Substituindo o valor da atividade da fôlha quando no reator A_0 , na equação acima e referindo os tempos ao início da ativação tem-se:

$$\bar{A} (t_c - t_b) = \frac{A_s}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda (t_b - t_a)} (1 - e^{-\lambda (t_c - t_b)}),$$

A atividade saturada torna-se então

$$A_s = \phi \Sigma V = \frac{\bar{A} \lambda (t_c - t_b)}{(1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda (t_b - t_a)} (1 - e^{-\lambda (t_c - t_b)})}$$

Observou-se que as fôlhas não apresentavam todas a mesma massa, e que a atividade saturada depende do volume da fôlha; todo o trabalho foi efetuado usando-se a atividade média específica. Assim, as atividades tornam-se dependentes apenas do fluxo e da densidade da fôlha $7,31 \text{ g cm}^{-3}$ (5).

A obtenção da atividade de saturação, pode ser efetuada por termédio da contagem para um tempo qualquer após a saturação, comparando esta com um esquema de decaimento, tal como a existente na referência (3). A fim de evitar a espera da atividade saturada, aproximadamente 5 horas para o índio, usa-se a equação que foi aqui desenvolvida quando então se pode contar a atividade da fôlha por um tempo tal que permite o desvio estatístico escolhido. A utilização de tal fórmula resulta muito demorada, em virtude do cálculo das exponenciais. Foi desenvolvido, então, um programa em Fortran IV para o computador IBM da Divisão de Computação do I.T.A., a listagem do programa se encontra no apêndice 1. No programa as contagens são inicialmente corrigidas para as perdas devidas ao tempo morto. Para

meia vida do índio foi utilizado o valor de $53,93 \pm 0,13$ minutos (6).

As correções para depressão do fluxo, auto blindagem e efeito de bordas (2), (4), (7), (8), (9), não foram efetuadas, uma vez que se tratando de fatores de correção constantes e multiplicativos, não interessam para a obtenção de fluxos relativos.

III.6 - Densidade do Urânio

A densidade do urânio nas pequenas barras aparece como elemento importante para os cálculos dos fatores de multiplicação. Foram efetuadas medidas preliminares para a determinação da densidade, as quais forneceram valores abaixo da densidade específica tabelada para o urânio metálico $19,05 \pm 0,02 \text{ g. cm}^{-3}$ (5) e mesmo abaixo do valor fornecido pelo fabricante do sistema sub-crítico $18,7 \text{ g. cm}^{-3}$ (10). Este fato levou a necessidade de efetuar uma medida da densidade do urânio nas pequenas barras. Uma vez que o fabricante não forneceu a espessura do revestimento de alumínio, a mesma foi medida por meio de uma gamaradiografia, veja-se a figura 8. Foram obtidas várias gamaradiografias usando-se as facilidades do I. P. D. do Centro Técnico de Aeronáutica. As gamaradiografias foram tomadas com uma fonte de Ir^{192} colocada 70 cm acima da barra. Medindo a partir da gamaradiografia encontrou-se para a região do urânio as dimensões: altura 20,45cm, diâmetro externo 2,87 cm e diâmetro interno de 1,45 cm. O invólucro de alu-

A193 PMA

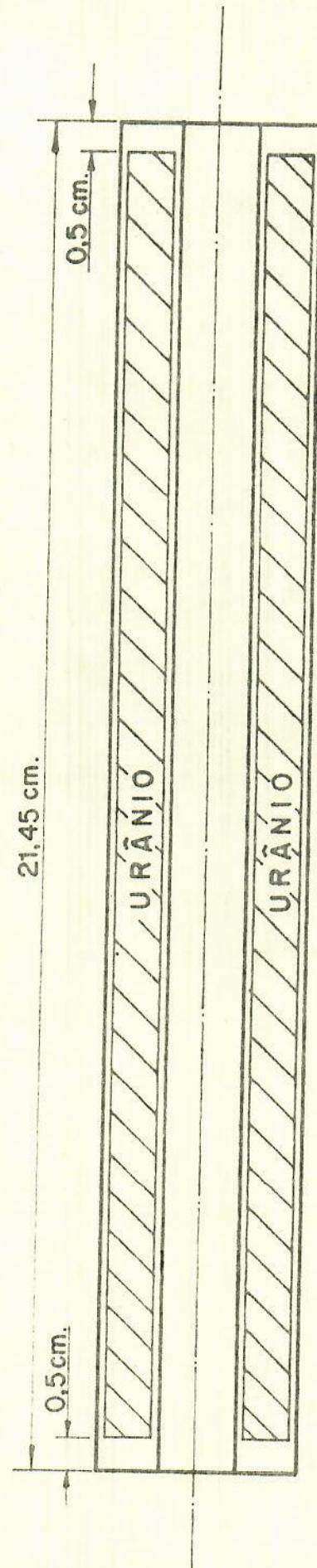
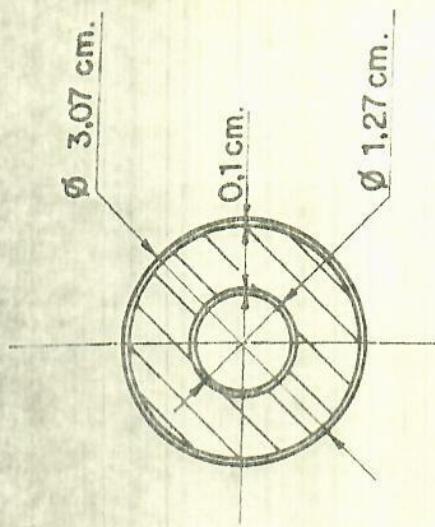
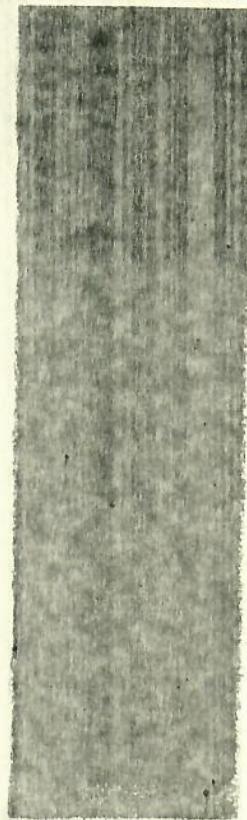


Fig. 8 GAMARADIOGRAFIA E DIMENSÕES DA BARRA DE URÂNIO.

apresenta aproximadamente 0,1 cm nas laterais e 0,5 cm nas extremidades. Foram tomadas como amostra para efeito de obtenção das médias das dimensões e da massa, vinte e cinco pequenas barras. A massa representaiva de vinte e cinco barras escolhidas ao acaso é 1867 ± 9 g. O volume da amostra é $97,5 \text{ cm}^3$. Diminuindo-se da massa média da barra a correspondente ao alumínio, que é de 24 g; densidade do alumínio $2,6989 (20^\circ\text{C}) \text{ g cm}^{-3}$; encontra-se para o urânio a densidade de $18,0 \pm 0,1 \text{ g. cm}^{-3}$.

TEORIA

1 - Equação da Continuidade

Para um meio difusor de neutrons vale a equação da continuidade para os neutrons e a lei de Fick para a corrente e o fluxo dos mesmos.

A equação da continuidade assegura que os neutrons produzidos $S(\vec{r}, t)$ no ponto

\vec{r} e no tempo t , são absorvidos $\vec{\Sigma} \vec{\Sigma}_a(\vec{r}) \phi(\vec{r}, t)$ pelos materiais compostas e fogem do sistema div $\vec{J}(\vec{r}, t)$. Nas expressões acima ϕ é o fluxo de neutrons, \vec{J} é a corrente numa direção definida e $\vec{\Sigma}_a$ a secção de choque macroscópica média. A variação da população dos neutrons é dada por

$$\text{produção - absorção - fuga} = \frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t},$$

onde $n(\vec{r}, t)$ é a densidade de neutrons (neutrons/cm^3). A lei de Fick relaciona a corrente de neutrons com o fluxo e sua expressão é

$$\vec{J} = D \text{ grad } \phi,$$

constante D é o coeficiente de difusão. O coeficiente de difusão pode ser representado em função das secções de choque macroscópicas de espalhamento total do material difusor.

$$D = \frac{\Sigma_s}{3 \Sigma_t^2} \quad \text{ou ainda para} \quad \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t} \ll 1 \quad D = \frac{\lambda_{tr}}{3}$$

onde λ_{tr} é o livre caminho médio de transporte. O livre caminho médio de

transporte é dado por

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - u} ,$$

onde u é o valor médio do coseno do ângulo de espalhamento. Para um espalhamento isotrópico no sistema do centro de massa, temos no sistema de laboratório o coseno médio $u = \frac{2}{3A}$.

A equação da continuidade escrita com todos os seus termos é

$$s(\vec{r}, t) - \sum_a (\vec{r}) \phi(\vec{r}, t) - \operatorname{div} \vec{J}(\vec{r}, t) = \frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t}$$

onde $s(\vec{r}, t) \text{ n.cm}^{-3}\text{S}^{-1}$ é o termo representativo das fontes. Substituindo na equação da continuidade a corrente \vec{J} por seu valor fornecido pela lei de Fick,

tem:

$$\operatorname{div} D \operatorname{grad} \phi - \sum_a \phi + s = \frac{\partial n}{\partial t}$$

As grandezas estão escritas sem suas variáveis, que portanto, ficam subentendidas. Admitindo-se um coeficiente de difusão constante, pode-se escrever a equação em função do operador diferencial.

$$D \nabla^2 \phi - \sum_a \phi + s = \frac{\partial n}{\partial t}$$

ou ainda evidenciando \sum_a

$$\sum_a \left(-\frac{D}{\sum_a} \nabla^2 \phi + \phi + \frac{s}{\sum_a} \right) = \frac{\partial n}{\partial t}$$

quantidade $\frac{D}{\Sigma} = L^2$ é o chamado comprimento de difusão. A fim de que a equação seja escrita em termos do fluxo térmico, se faz necessário de fluxo e tempo de difusão térmicos.

Fluxo Térmico

Num sistema infinito e em regime contínuo o fluxo para uma energia E qualquer é maxweliano e obedece a função abaixo.

$$\phi(\vec{r}, E) = \frac{2 \pi n(\vec{r})}{(\pi kT)^{3/2}} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$$

Fluxo térmico será fornecido pela integral de $\phi(r, E)$ para energias térmicas.

$$\phi_T(r) = \int_0^{E_0} \phi(\vec{r}, E) dE.$$

Intervalo E_0 pode ser tomado como infinito, uma vez que para energias a uma de uns poucos eletronvolts a densidade de neutrons cai rapidamente. Além do mais a população de neutrons tende a aumentar para as energias térmicas devido à moderação.

$$\phi_T(\vec{r}) = \int_0^{\infty} \phi(\vec{r}, E) dE = \frac{2 \pi n(\vec{r})}{(\pi kT)^{3/2}} \left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE$$

$$\phi_T(\vec{r}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2} n(\vec{r})$$

Observando no entanto que $(\frac{2KT}{m})^{1/2} = v_p$ é a velocidade mais provável da distribuição de Maxwell na temperatura T, o fluxo térmico torna-se:

$$\phi_T(\vec{r}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n(\vec{r}) v_p$$

$$\phi_T = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n v_p$$

Tempo da Difusão Térmica

O tempo de difusão térmica é definido como o tempo médio de vida de um neutron na região de energias térmicas. O livre caminho médio de absorção para uma certa energia pode ser representado em função do tempo de difusão para aquela energia por:

$$\lambda a(E) = v(E) t_D(E)$$

De onde obtem-se o tempo de difusão t_D .

$$t_D(E) = \frac{\lambda a(E)}{v(E)}$$

Escrevendo a expressão em função da secção de choque macroscópica, vem:

$$t_D(E) = \frac{1}{\sum_a (E) v(E)}$$

Para um material absorvedor que obedeça a lei do (v^{-1}) para a secção de choque, isto é

$$\Sigma_a(E) = \frac{cte}{v(E)}$$

ainda $cte = v(E) \Sigma_a(E)$, o tempo de difusão térmico será uma constante

Podemos usar a secção de choque macroscópica efetiva.

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_p$$

de v_p é a velocidade mais provável para a distribuição de velocidade de Maxwell.

Maxwell. A esta velocidade correspondente a temperatura de 293,6°K e 0,253 eV. O tempo de difusão térmico é então

$$t_{DT} = \frac{\sqrt{\pi}}{2 \bar{\Sigma}_a v_p}$$

Voltando agora à equação da continuidade; pode-se escrevê-la em termos do fluxo térmico e da secção de choque efetiva.

$$\frac{L^2}{T} \nabla^2 \phi_T - \phi_T + \frac{S}{\bar{\Sigma}_a} = \frac{L}{\bar{\Sigma}_a} \frac{\partial n}{\partial t}$$

Na expressão encontrada para o fluxo térmico tem-se

$$n = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\phi_T}{v_p}$$

Levando a densidade de neutrons na equação da continuidade tem-se

$$\frac{L^2}{T} \nabla^2 \phi_T - \phi_T + \frac{S}{\bar{\Sigma}_a} = \frac{\sqrt{\pi}}{2 \bar{\Sigma}_a v_p} \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

Observa-se, porém que o coeficiente do termo dependente do tempo é o tempo de difusão térmico t_{DT} . Assim a equação da continuidade válida para um

reator térmico é

$$L_T^2 \nabla^2 \phi_T - \phi_T + \frac{S}{\Sigma_a} = t_{DT} \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

V.2 - Comportamento com o tempo de um reator infinito

Num reator térmico infinito, uma vez que os neutrons não podem fugir do sistema moderador - combustível, o fluxo torna-se independente da posição, podendo no entanto variar com o tempo. Define-se para um arranjo moderador-combustível um fator de multiplicação k_{∞} , que é a razão do número de neutrons numa geração para o número de neutrons na geração imediatamente precedente. O fator de multiplicação infinito será mais tarde discutido em detalhes.

Uma vez que o fluxo de neutrons é invariável no espaço equação da continuidade reduz-se a:

$$\frac{S}{\Sigma_a} \phi = t_{DT} \frac{d\phi_T}{dt}$$

O termo S que responde pelas fontes produtoras de neutrons rápidos, é composto de duas parcelas. A primeira, leva em conta as possíveis fontes de neutrons estranhas e localizadas no sistema. Admitindo, por simplicidade que os neutrons gerados por estas fontes não provoquem fissão rápida, porém, que os mesmos possam eventualmente ser capturados nas energias correspondentes aos picos de ressonância do combustível, a contribuição destas fontes

para a população de neutrons térmicos é p , onde p é a probabilidade de ϕ chegar à ressonância. A segunda parcela, leva em conta os neutrons gerados por fissão térmica. Numa geração de neutrons são produzidos $\bar{\Sigma} \phi$ neutrons rápidos, na próxima geração são produzidos $k_{\infty} \bar{\Sigma} \phi$. Assim os neutrons rápidos produzidos na geração próxima poderão serem em maior ou menor quantidade, tudo ficando na dependência do fator de multiplicação infinito. O termo torna-se, assim:

$$S = ps + k_{\infty} \bar{\Sigma}_a \phi$$

Equação dependente do tempo torna-se:

$$\frac{ps + \bar{\Sigma}_a \phi k_{\infty}}{\bar{\Sigma}_a} - \phi \tau_{DT} \frac{d \phi_T}{dt}$$

$$\frac{ps}{\bar{\Sigma}_a} + \phi k_{\infty} - \phi = \tau_{DT} \frac{d \phi_T}{dt}$$

$$\frac{ps}{\bar{\Sigma}_a} + (k_{\infty} - 1)\phi = \tau_{DT} \frac{d \phi_T}{dt}$$

$$\frac{d \phi_T}{dt} = \frac{k_{\infty} - 1}{\tau_{DT}} \phi_T = \frac{ps}{\bar{\Sigma}_a}$$

equação diferencial do fluxo térmico em função do tempo é uma equação diferencial linear de primeira ordem com coeficientes constantes. Resolvendo-a, tem:

$$\phi_T = \frac{\phi_0 \cdot ps}{\Sigma_a (k_{\infty} - 1)} \exp \left(\frac{k_{\infty} - 1}{t_{DT}} t \right) - 1$$

Observa-se que o fluxo é uma função exponencial do tempo e depende do fator de multiplicação infinito.

~~ps > 1~~

O fluxo cresce exponencialmente com o tempo, tendendo para infinito. O reator é então chamado super-crítico. Uma vez que o fluxo aumenta, pode-se imaginar que as fontes estranhas uma vez retiradas o fluxo ainda continuaria a crescer. No momento da retirada da fonte, existe no reator um fluxo ϕ_0 e a equação diferencial que rege a variação do fluxo é:

$$t_{DT} \frac{d \phi_T}{dt} = (k_{\infty} - 1) \phi_T$$

Resolvendo a equação diferencial acima vem:

$$\phi_T = \phi_0 \exp \left(\frac{k_{\infty} - 1}{t_{DT}} t \right)$$

Onde o tempo t é contado desde a retirada das fontes. Tomando-se uma amostra de urânio natural vê-se que o $t_{DT} \approx 10^{-4}$ s. Raciocinando com um $\phi_0 = 1,01$, calcula-se para um tempo de 1 seg um crescimento de fluxo de

até e^{100} .

$k_{\infty} < 1$

O fluxo tendo no infinito para um valor dado por

$$\phi_T = \frac{ps}{\sum_a (1 - k_{\infty})}$$

O reator é sub-crítico. Notando que $\sum_a \phi$ é o número de neutrons térmicos absorvidos por unidade de volume, pode-se escrever:

$$\sum_a \phi = \frac{ps}{1 - k_{\infty}}$$

Isto significa que em regime contínuo há uma relação constante entre os neutrons criados e os absorvidos. No reator sub-crítico é necessário a presença da fonte, para a manutenção do fluxo.

$k_{\infty} = 1$

Fazendo, na equação do fluxo dependente do tempo o $k_{\infty} = 1$, tem-se:

$$\frac{ps}{\sum_a t_{DT}} = \frac{d \phi_T}{dt}$$

resolvendo a equação, vem:

$$\phi_T = \left(\frac{ps}{\sum_a t_{DT}} \right) t$$

Reator térmico cresce linearmente com o tempo e o reator é chamado crítico.

1 - Teoria de Fermi para um reator térmico.

Na equação da continuidade, escrita apenas para os neutrons neutrinos

$$L_T^2 \nabla^2 \phi_T - \phi_T + \frac{ps}{\sum_a} \equiv t_{DT} \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

substituir a parcela correspondente à fonte pela densidade de moderação

$$q = ps - k_{co} \sum_a \phi$$

Densidade de moderação pode ser determinada em função da idade de Fermi

$$\nabla^2 q - \frac{\partial q}{\partial T} = 0,$$

Assim admitindo-se que a densidade de moderação q pode ser representada por um produto de duas funções: $R(\vec{r})$, função apenas do espaço e $T(\tau)$ função apenas da idade de Fermi.

$$q(\vec{r}, T) = R(\vec{r}) T(\tau)$$

Derivando-se da equação acima, a segunda derivada em relação ao vetor posição \vec{r} , e a primeira derivada com respeito à idade de Fermi e após substituindo na equação da idade de Fermi, chega-se a relação:

$$\frac{1}{R} \nabla^2 R = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \tau} = - B^2$$

em função da constante B , tem-se

$$\nabla^2 R + B^2 R = 0 \quad \text{e}$$

$$T = T_0 \exp (-B^2 \tau)$$

onde B é uma constante real e positiva uma vez que, em relação à "idade" a densidade de moderação é uma função decrescente. A expressão da densidade de moderação, então torna-se

$$q = T_0 \exp (-B^2 \tau) R(\vec{r})$$

estando, que, $q_0 = T_0 R(\vec{r})$ tem-se

$$q = q_0 \exp (-B^2 \tau)$$

A densidade de moderação para a idade igual a zero é dada pelo número de neutrinos rápidos que surgem em cada geração

$$q_0 = k_{\infty} \bar{\Sigma}_a \phi$$

ou seja sendo:

$$q = k_{\infty} \bar{\Sigma}_a \phi \exp (-B^2 \tau)$$

Considerando inexistentes as fontes localizadas a equação da continuidade torna-se:

$$L_T^2 \nabla^2 \phi_T - \phi_T + k_\infty \exp(-B^2 \tau) \phi_T = t_{DT} \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

V.4 - Reator finito cilíndrico não refletido.

A resolução da equação da continuidade para um reator de simetria determinada é o objetivo da teoria dos reatores nucleares. Fazendo a equação da continuidade para o regime contínuo o fluxo independente do tempo, tem-se:

$$L_T^2 \nabla^2 \phi_T - \{k_\infty \exp(-B^2 \tau) - 1\} \phi_T = 0$$

Na expressão acima, usando a constante

$$-B_m^2 = \frac{k_\infty \exp(-B^2 \tau) - 1}{L_T^2}$$

torna-se

$$\nabla^2 \phi_T + B_m^2 \phi_T = 0$$

Tratando-se de uma geometria cilíndrica, o operador diferencial ∇^2 aplicado a ϕ_T é:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \phi_T}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi_T}{r^2} + B_m^2 \phi_T = 0$$

o sistema de coordenadas, considera-se locado no centro do cilindro. Para resolver a equação diferencial acima admite-se a separação das variáveis em funções que dependem apenas de uma única variável, isto é:

$$\phi_T = X(\vec{r}) Z(\vec{z})$$

Separando as variáveis, e estabelecendo a relação

$$B^2 = a^2 + b^2$$

Chega-se as seguintes equações

$$\frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -a^2$$

$$\frac{1}{Xr} \frac{d}{dr} r \frac{dX}{dr} = -b^2$$

Resolvendo as equações acima escreve-se para o fluxo

$$\phi_T = A_n J_0 \left(\frac{x_n r}{R} \right) A_m \cos \left(\frac{m \pi z}{H} \right)$$

onde R e H são respectivamente o raio e a altura extrapolados. Devido a condição de contorno.

$$\phi_T (R, Z) = \phi_T \left(r \pm \frac{H}{2} \right) = 0$$

existem as igualdades

$$a_m = \frac{m \pi}{H} \quad \text{e} \quad b_n = \frac{x_n}{R}$$

A expressão encontrada para o fluxo vale para um reator crítico. No caso do presente trabalho, onde foi utilizado um reator subcrítico, as equações são diferentes. Em se tratando de um sistema com urânio natural, para regiões longe das bordas e das fontes, segundo G. e Edlund (11), vale ainda a equação

$$\nabla^2 \phi + B^2 \phi = 0$$

A região de validade da equação foi determinada utilizando o processo da razão do cádmio. Resolvendo a equação acima para um reator cilíndrico de raio extrapolado R e altura extrapolada H, segundo G. e Edlund (11), tem-se para o fluxo a equação.

$$\phi(r, z) = A_n J_n \left(\frac{x_n r}{R} \right) C e^{-\gamma z} (= -e^{-2\gamma(H-z)})$$

Neste trabalho segundo Valente (2) será utilizada a aproximação.

$$\phi(r, z) = A e^{-\gamma z} J_0(\alpha r)$$

Onde se admite apenas a primeira harmônica das exponenciais e a função de Bessel normal J_0 , e ainda vale a relação

$$\frac{B^2}{m} = \alpha^2 - \gamma^2$$

IV.5 - Fator de multiplicação

A característica mais importante de um reator é o fator efetivo de multiplicação (K_{ef}), o qual é definido como a razão do número de neutrons numa geração para o número de neutrons na geração precedente. Uma vez estabelecido o regime de operação, a população dos neutrons é fornecida pela série:

$$N = n + n K_{ef} + n (K_{ef})^2 + n (K_{ef})^3 + \dots$$

Quando a série é divergente a população de neutrons aumenta, e o sistema é chamado super-crítico. Quando a série é convergente a população de neutrons tende a um valor constante, e o sistema é chamado sub-crítico. No caso particular em que os termos da série são iguais entre si, a população de neutrons aumenta linearmente e o reator é chamado crítico. Qualquer arranjo composto por urânio natural e água leve é sub-crítico (11).

O fator de multiplicação efetivo é essencialmente composto por duas partes. Uma é determinada pela composição do material combustível e moderador e pelos materiais estruturais a outra é devida as dimensões finitas do sistema. A parte que depende essencialmente dos materiais do reator, é chamada de fator de multiplicação infinito. O fator de multiplicação infinito é a razão do número de neutrons produzidos para o número de neutrons absorvidos. Notando-se que estes neutrons, para efeito do fator de multiplicação infinito, são os que não são absorvidos.

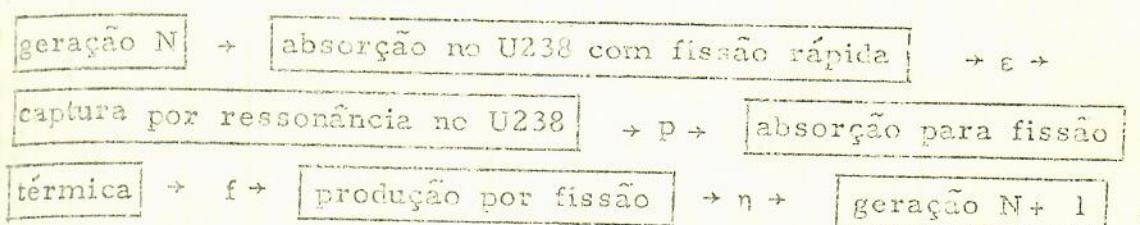
cação infinito, são sempre absorvidos; considera-se um sistema onde os neutrons terminem sempre sendo absorvidos. Tal condição se verificará apenas para um sistema de dimensões físicas infinitas, daí o nome do fator, que é representado por k_{∞} . A segunda parte do fator de multiplicação efetivo, pode ser considerado como a probabilidade de que um neutron qualquer, não saia do reator antes que seja absorvido. Este fator também chamado fator de fuga, é representado por L . O fator de multiplicação efetivo é então

$$K_{ef} = k_{\infty} L$$

Para um reator de dimensões infinitas os neutrons sempre serão absorvidos e portanto

$$K_{ef} = k_{\infty}$$

A história da vida dos neutrons num reator nuclear pode ser entendido seguindo o quadro abaixo.



A razão do número de neutrons na geração $N + 1$ para o número de neutrons na geração N é o produto

$$k_{\infty} = \epsilon p f n$$

conhecida como fórmula dos quatro fatores.

V - MEDIDA E CÁLCULO DAS CARACTERÍSTICAS

V.1 - Fator de fissão rápida - ϵ

Quase todas as fissões que ocorrem num reator térmico, são ocasionadas por neutrons com energias térmicas. Contudo, alguns neutrons com mais alta energia também provocam fissões. Para sistemas heterogêneos com urânio natural ou para reatores regeneradores térmicos onde existe bastante material fissionável, torna-se importante o fator de fissão rápida. O fator de fissão rápida é definido como a razão do número total de neutrons, produzidos por fissão, para o número de neutrons produzidos apenas por fissão com neutrons térmicos.

$$\epsilon = \frac{\int_0^{\infty} \phi(E) \Sigma_f(E) n(E) dE}{\int_0^{\infty} \phi(E) \Sigma_f(E) n(E) dE}$$

V-5.1

Na expressão acima $n(E)$ é o número médio de neutrons emitidos numa fissão produzida por neutrons com energia E . A integração direta da definição do fator de fissão rápida, resulta difícil, em virtude das variações com a energia da secção de choque e do parâmetro $n(E)$. Para o cálculo do fator de fissão rápida foi usada a aproximação devida a Spinrad (12) e Fleishman e Soodak (13). No processo de Spinrad, Fleishman e Soodak, admite-se que os neutrons após deixarem a região do combustível moderam para energias abaixo da região

de fissão rápida. O neutron que entra no combustível vindo da região do moderador não provoca fissão rápida. Nestas condições não há interação rápida de uma barra em relação a outra e o processo é válido para barras isoladas.

Baseando na suposição acima, o fator de fissão rápida é re definido como:

$$\epsilon = \frac{\text{neutrons deixando o combustível sem sofrer colisões}}{\text{neutrons produzidos por fissão térmica}} \quad V-5, 2$$

Para efeito do cálculo os neutrons que se encontram no combustível são separados em três grupos. Ao 1º grupo pertencem todos os neutrons que possuem energias acima das energias de fissão rápida. Ao 2º grupo pertencem os neutrons com energias abaixo das energias de fissão. Ao 3º grupo pertencem os neutrons cujas energias estão abaixo da energia da fissão, e são oriundos do primeiro grupo. Para simplificação admite-se que nos grupos de energia 2 e 3, ou são absorvidos, ou fogem do combustível. Dentro de cada grupo de energia são definidas as secções de choque microscópicas: σ_{if} = fissão; $\sigma_{i\lambda}$ = captura radioativa; σ_{is} = espalhamento; σ_{it} = secção de choque total, v_i = neutrons emitidos por fissão ($i = 1, 2, 3$).

Para o cálculo da probabilidade de escape do combustível (P_i), onde i representa o grupo de energia, foi utilizada a fórmula apresentada por Rothenstein (14),

$$P_i = \frac{1}{1 + \bar{r} \sum if} \quad V-5, 3$$

Fórmula 5-3 é válida para valores de $\bar{r} \Sigma f$ pequenas. No caso do sub-cri NC-9000 o produto da corda média dentro do elemento combustível pela razão de choque macroscópica de fissão é da ordem de $\bar{r} \Sigma f \approx 0,1$.

O valor do comprimento da corda média em função do volume combustível e da área da região do combustível é segundo Weinberg e algar (15).

$$\bar{r} = \frac{4V}{S} \quad V-5,4$$

A fração dos neutrons de fissão que são produzidos acima e abaixo da região de energias de fissão, respectivamente n_1 e n_2 , é segundo Larmor (16); $n_1 = 0,561$ e $n_2 = 0,439$.

Iniciando pelo grupo 1, onde se tem n_1 neutrons produzidos, os quais $n_1 (1 - P_1)$ sofrem uma primeira colisão no combustível. Estas colisões produzem em média

$$n_1 v_1 \frac{\sigma_1 f}{\sigma_1 t} , \quad V-5,5$$

assim que $\frac{\sigma_1 s}{\sigma_1 t}$ permanecem no grupo 1 após as colisões. O número total de neutrons no grupo 1, depois da primeira colisão será

$$\frac{n_1 (1 - P_1) (n_1 v_1 \sigma_1 f + \sigma_1 s)}{\sigma_1 t} \quad V-5,6$$

$$\beta_1 = \frac{n_1 v_1 \sigma_1 f + \sigma_1 s}{\sigma_1 t} \quad V-5,7$$

substituindo 5-7, a expressão 5-6 torna-se

$$n_1 (1 - P_1) \beta_1$$

V-5, 8

Destes neutrons,

$$n_1 (1 - P_1) \beta_1 (1 - P_1) = n_1 (1 - P_1)^2 \beta_1$$

V-5, 9

interagem uma segunda vez, e produzem

$$n_1 (1 - P_1)^2 \beta_1^2$$

V-5, 9

novos neutrons, e assim por diante. O total de neutrons do grupo 1, escapando do combustível por neutrons produzido em fissão térmica, é:

$$n_1 P_1 + n_1 P_1 (1 - P_1) \beta_1 + n_1 P_1 (1 - P_1)^2 \beta_1^2 =$$

$$n_1 \left| \frac{-P_1}{1 - (1 - P_1) \beta_1} \right| = A$$

V-5, 10

Observe que a expressão acima é o produto da população do grupo 1, n_1 , pelo termo representativo da probabilidade de fuga. Chamando n_2 e n_3 as populações dos grupos 2 e 3; por um raciocínio semelhante chegamos as expressões

$$n_2 \left| \frac{P_2}{1 - (1 - P_2) \beta_2} \right|$$

V-5, 11

e

$$n_3 \left| \frac{P_3}{1 - (1 - P_3) \beta_3} \right|$$

V-5, 12

Uma vez que foi admitido que os neutrons dos grupos 2 e 3, não provocam fissão as expressões para β_1 e β_2 são mais simples:

$$\beta_2 = \frac{\sigma_{2s}}{\sigma_{2t}} \quad \text{e} \quad \beta_3 = \frac{\sigma_{3s}}{\sigma_{3t}}$$

V-5, 13

Os neutrons que povoam o grupo 2 tiveram origem em fissões térmicas e em fissões do grupo 1. A população do grupo 2 é então dada por n_2 neutrons produzidos por fissão térmicas mais os neutrons que sofreram colisão no grupo 1

$$\frac{n_1 (1 - P_1)}{1 - (1 - P_1) \beta_1} ,$$

V-5, 14

e cujas colisões provocaram fissão

$$\left| \frac{n_1 (1 - P_1)}{1 - (1 - P_1) \beta_1} \right| - \frac{\sigma_{1f}}{\sigma_{1t}} .$$

V-5, 15

Uma vez que são produzidos $n_2 v_1$ por fissão, chega-se a expressão

$$N_2 = n_2 + \frac{n_2 v_1 (1 - P_1) \sigma_{1f}}{\left| 1 - (1 - P_1) \sigma_{1t} \right|}$$

V-5, 16

A população do grupo 3 é devida aos neutrons que fogem do grupo 1 por colisões

$$\frac{n_1 (1 - P_1)}{1 - (1 - P_1) \beta_1}$$

V-5, 17

e sofrem colisões no grupo 3,

$$\left| \frac{n_1 (1 - P_1)}{1 - (1 - P_1) \beta_1} \right| - \frac{\sigma_{2s}}{\sigma_{2t}}$$

V-5, 18

Conjugando todas as expressões acima encontradas, tem-se a expressão do fator da fissão rápida.

$$e = \frac{n_1 p_1}{1 - (1 - p_1) \beta_1} + \left| n_2 + \frac{n_2 v_1 A \sigma_{1f}}{\sigma_{1t}} \right| \left| \frac{p_2}{1 - (1 - p_2) \beta_2} \right| + \left| A \frac{\sigma_{33}}{\sigma_{1t}} \right| \left| \frac{p_3}{1 - (1 - p_3) \beta_3} \right| \quad V-5,19$$

As secções de choque e constantes para o cálculo da expressão acima se encontram no apêndice 5.

Os cálculos utilizando a expressão acima, forneceram o valor

$$e = 1,02 \pm 0,01$$

V.2 - Probabilidade de escape à ressonância

A probabilidade de escape à ressonância é a razão do número de neutrons passando para energias abaixo da região de ressonância para o número de neutrons que entram na região de ressonância. A região de ressonância é devida aos vários picos de ressonância do U²³⁸, onde aparece uma região que inicia em aproximadamente 7 eV e vai até cerca de 1300 eV. Na região de ressonância, os picos sobem até perto dos 2000 barns enquanto que o comportamento médio em outras energias fica no entorno de 10 barns.

Para o cálculo da probabilidade de escape à ressonância foi utilizada a expressão

$$p = \exp \left[- \frac{N_U V_U}{\zeta_U \Sigma_{SU} V_U + \zeta_M \Sigma_{SM} V_M} I \right]$$

apresentada por Lamarsh (16).

A integral efetiva da ressonância de cálculo difícil devido a distribuição dos nicos, teve para o seu cálculo a fórmula experimental fornecida por Hellstrand (17),

$$I = 2,81 + 24,7 \left(\frac{S}{M} \right)^{1/2}$$

válida para o intervalo

$$0,07 \leq \frac{S}{M} \leq 0,53$$

Cálculo da razão $\frac{S}{M}$

Foram usados para efetuar este cálculo as verdadeiras dimensões da região do urânio; figura 8. Não foi levado em conta o orifício central, uma vez que orifícios vazios no elemento combustível afetam apenas a densidade da barra; Weinberg e Wigner (15). No artigo de Hellstrand (17) é apresentado um estudo de cilindros e tubos de combustível; e experimentalmente verificada a afirmação acima.

$$\frac{S}{M} = 0,0988 \pm 0,0005$$

$$\left(\frac{S}{M} \right)^{1/2} = 0,314 \pm 0,001$$

Cálculo da integral de ressonância

O valor da razão $\frac{S}{M}$ se encontra no intervalo da validade para a fórmula apresentada por Hellstrand. Utilizando, então, aquela fórmula encontramos

$$I = 10,56 \pm 0,03 \text{ barns.}$$

Cálculo da probabilidade de escape

As secções de choque⁹ densidades necessárias para o cálculo da probabilidade de escape à ressonância, encontram-se no anexo 5. Foi utilizada a densidade do urânio determinada no ítem III-6 dêste trabalho. Os cálculos efetuados forneceram:

$$p = 0,97 \pm 0,01$$

Para o cálculo foi utilizada a região real do urânio, de modo que foi obtida a razão

$$\frac{V}{\frac{M}{V_u}} = 3,14$$

7.3 - Fator de utilização térmica

O fator de utilização térmica é a fração dos neutrons que não absorvidos no combustível. Pode, também ser definido como a razão do número de neutrons absorvidos no combustível, para o total de neutrons absorvidos,

$$f = \frac{\int \Sigma_{au}(\vec{r}) \phi(\vec{r}) dV}{\int [\Sigma_{au}(\vec{r}) + \Sigma_{am}(\vec{r})] \phi(\vec{r}) dV}$$

Separando a fórmula acima em duas integrais, uma para o volume do moderador e outra para o volume do urânio, tem-se:

$$f = \frac{\Sigma_{au} \int_{V_u} \phi(\vec{r}) dV}{\Sigma_{au} \int_{V_v} \phi(\vec{r}) dV + \Sigma_{am} \int_{V_m} \phi(\vec{r}) dV}$$

No reator heterogêneo, onde as regiões de combustível e moderador são bem definidas, pode-se escrever:

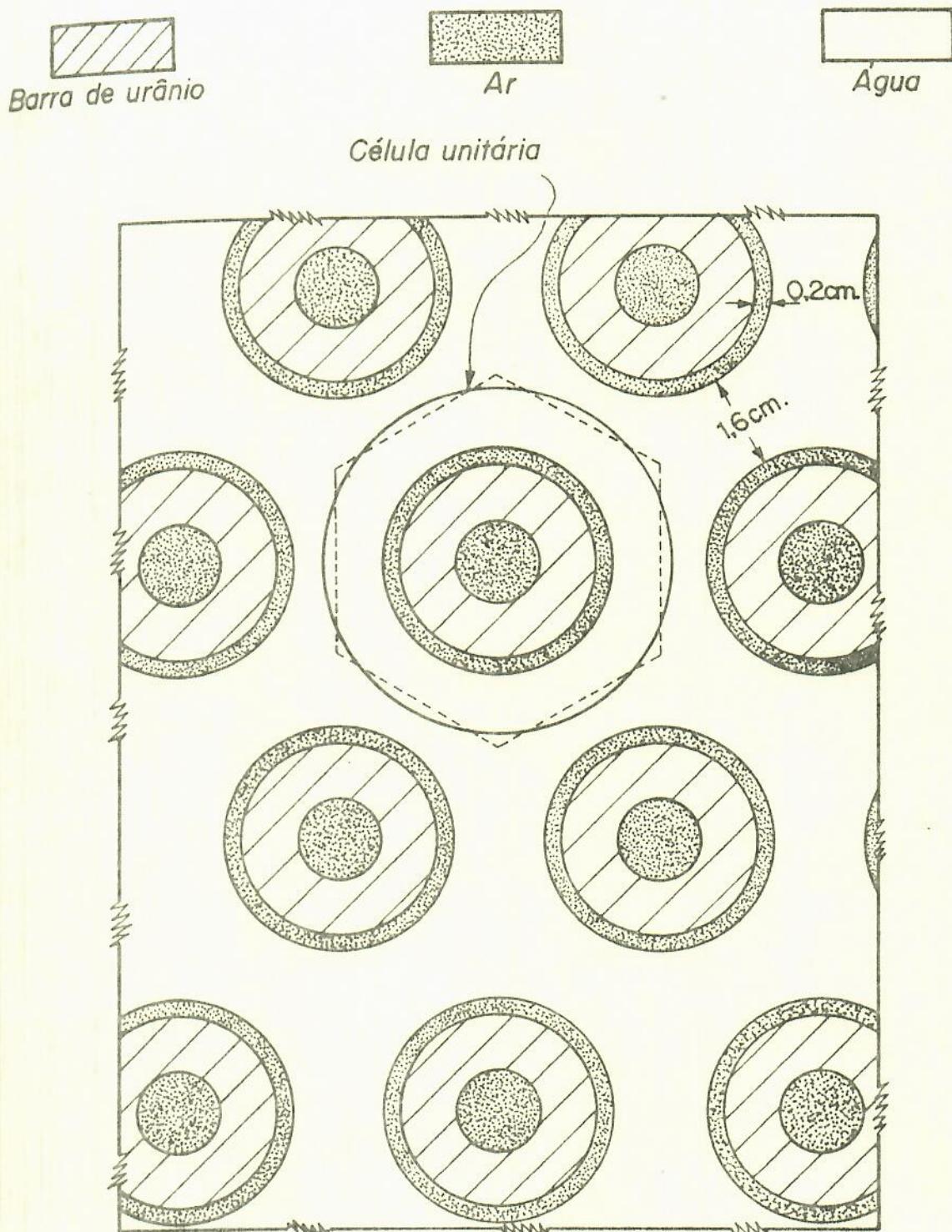
$$\bar{\phi}_u = \frac{1}{V_u} \int_{V_u} \phi(\vec{r}) dV \quad \text{e} \quad \bar{\phi}_m = \frac{1}{V_m} \int_{V_m} \phi(\vec{r}) dV$$

Os fluxos $\bar{\phi}$ médios são calculados para a região do urânio e do moderador na célula unitária.

Fig. 9 DETALHES DA GRADE HEXAGONAL DO REATOR

Distância entre barras — 5,0 cm.

Raio da célula unitária — 2,65 cm.



$$f = \frac{\sum_{au} V_u \bar{\phi}_u}{\sum_{au} V_u \bar{\phi}_u + \sum_{am} V_m \bar{\phi}_m} ; \quad 1 + \frac{\sum_{am} V_m}{\sum_{au} V_u} \left(\frac{\bar{\phi}_m}{\bar{\phi}_u} \right) = \frac{1}{f}$$

Nesta expressão, acima, para o fator de utilização térmica, aparece a razão

$$\frac{\bar{\phi}_m}{\bar{\phi}_u} = F$$

que é chamada, fator de desvantagem térmica.

O fator de desvantagem térmica foi medido aproveitando-se os furos axiais dos elementos combustíveis. O detector mediu o fluxo no interior dos elementos combustíveis, e posteriormente foi colocado no moderador a igual distância das barras, onde mediu o fluxo. A razão das contagens do detector BF₃, no moderador e no interior do elemento combustível, forneceu o fator de desvantagem térmica. O fluxo no moderador foi tomado como a média de três contagens em posições simétricas em torno da barra. O conhecimento da variação do fluxo segundo o raio da célula unitária, determinaria a que distância da superfície da barra deveria ser colocado o detector. Foi encontrado no artigo de Kouts e outros (19), que a partir de 0,5 cm da superfície de uma barra de urânio levemente enriquecida, o fluxo torna-se constante. O fator de desvantagem térmica medido para uma barra no centro da região de rádio cádmio constante foi de

$$F = 1,62$$

O fator de utilização térmica calculado foi de

$$f = 0,75 \pm 0,02$$

As secções de choque utilizadas para o cálculo se encontram no apêndice 5.

4.4 - Produção por fissão

A produção de neutrons por fissão é designada pelo fator η na fórmula dos quatro fatores. Este fator representa o número médio de neutrons emitidos por neutron térmico absorvido pelo combustível. Supondo que o isótopo i emita v_i neutrons por fissão, o número total de neutrons emitidos é dado pelo produto da taxa de fissão, pelo número de neutrons emitidos por fissão.

$$\sum_i^n v_i \phi \Sigma_{fi}$$

Dividindo este produto, pela taxa de absorções, determina-se o fator η .

$$\eta = \frac{\sum_i^n (v_i \phi \Sigma_{fi})}{\phi \sum_a a_i} = \frac{\sum_i^n (v_i \Sigma_{fi})}{\Sigma_a}$$

Admitindo-se que o espectro de energias dos neutrons térmicos é maxweliano e independente da posição no interior das barras, podem ser calculadas as secções de choque macroscópicas médias. Para o cálculo das secções de choque foram usadas as expressões encontradas em Larmorsh (10).

$$\bar{\sigma}_f = \frac{\sqrt{\pi}}{2} g_f(T) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \sigma_f(E_0)$$

$$\bar{\sigma}_a = \frac{\sqrt{\pi}}{2} g_a(T) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \sigma_a(E_0).$$

Onde os fatores g_f e g_a são os fatores de "não $1/v$ ", dependentes da temperatura. No presente caso os cálculos foram efetuados para a temperatura T_0 . Substituindo as expressões para as secções de choque na fórmula do fator n e efetuando as simplificações vem:

$$n = \frac{v^{235} N^{235} \sigma_f^{235} g_f^{235}}{N^{238} \sigma_a^{238} g_a^{238} + N^{235} \sigma_a^{235} g_a^{235}}$$

ou ainda,

$$n = \frac{v^{235} \sigma_f^{235} g_f^{235}}{\sigma_a^{235} g_a^{235} + \frac{N^{238}}{N^{235}} \sigma_a^{238} g_a^{238}}$$

Os fatores de "não $1/v$ " devidos a Westcott (18), são:

$$g_a^{235} = 0,9780; g_f^{235} = 0,9759 \quad \text{e} \quad g_a^{238} = 1,0017$$

para a temperatura $T_0 = 20^{\circ}\text{C}$. As secções de choque microscópicas utilizadas para o cálculo estão no apêndice 5. O valor encontrado para o fator foi:

$$n = 1,32 \pm 0,05$$

V - 5 - Fator de multiplicação infinito

O fator de multiplicação infinito é o produto dos quatro fatores já determinados.

$$k_{\infty} = \epsilon \cdot p \cdot f \cdot \eta$$

fissão rápida	$\epsilon = 1,02 \pm 0,01$
probabilidade de escape à ressonância	$p = 0,97 \pm 0,01$
utilização térmica	$f = 0,75 \pm 0,02$
produção por fissão	$\eta = 1,32 \pm 0,05$

$$k_{\infty} = 0,98 \pm 0,08$$

V - 6 - Fator de multiplicação efetivo

Característica mais importante de um reator finito; o fator de multiplicação efetivo pode ser encarado como o produto do fator de multiplicação infinito pelos fatores de fuga. Os fatores de fuga são: a probabilidade de não fuga rápida (P_r) e a probabilidade de não fuga térmica (P_t).

$$k_{\text{ef}} = k_{\infty} P_r P_t = k_{\infty} L \quad \text{V. 6,1}$$

A probabilidade de não fuga rápida é a razão do número de neutrons que se tornaram térmicos, para o número de neutrons que se originaram das fissões. O número total de absorções térmicas em todo o volume do reator é:

$$\int_V \bar{\Sigma}_a \phi_t \, dV \quad \text{V. 6,2}$$

Estas absorções produzem

$$\epsilon f n \int_V \bar{\Sigma}_a \phi_t \, dV = \frac{k_{\infty}}{p} - \bar{\Sigma}_a \int_V \phi_t \, dV \quad \text{V. 6,3}$$

neutrons rápidos. O número de neutrons que moderam para a região de energias térmicas, é dado pela densidade de moderação / térmica

$$\int_V q_t \, dV \quad V-6,4$$

Dividindo a expressão V-6,4, pela expressão V-6,5, tem-se a probabilidade de não fuga rápida

$$P_r = \frac{\int_V q_t \, dV}{\frac{k_\infty \bar{\Sigma}_a}{p} \int_V \phi_t \, dV} \quad V-6,5$$

A densidade de moderação expressa em função da idade de Fermi, do fluxo térmico e da curvatura B é :

$$q_t = \frac{k_\infty \bar{\Sigma}_a \exp(-B^2 \tau_T)}{p} \phi_T \quad V-6,6$$

Substituindo o valor da densidade de moderação na expressão da probabilidade de não fuga rápida (V-6,5), e simplificando, tem-se a expressão final da probabilidade de não fuga rápida.

$$P_r = \exp(-B^2 \tau_T) \quad V-6,7$$

A probabilidade de não fuga térmica, ou ainda, a probabilidade de que um neutron térmico seja absorvido, é a razão dos neutrons absorvidos, para os neutrons que fogem do sistema mais os que são absorvidos. O número de neutrons térmicos absorvidos é :

$$\bar{\Sigma}_a \int_V \phi_T \, dV \quad V-6,8$$

O número total de neutrons que fogem do reator, é, utilizando-se a lei de Fick:

$$\int_A \vec{J} \cdot \vec{n} dA = \int_V \operatorname{div} \vec{J} dV = -D \int_V \nabla^2 \phi_T dV \quad V.6,9$$

Utilizando a equação do reator

$$\nabla^2 \phi_T(\vec{r}) + B^2 \phi_T(\vec{r}) = 0$$

obtem-se a igualdade

$$\nabla^2 \phi_T(\vec{r}) = B^2 \phi_T(\vec{r})$$

Substituindo a igualdade V.6,11, em V.6,9, vem:

$$\int_A \vec{J} \cdot \vec{n} dA = -DB^2 \int_V \phi_T dV \quad V.6,11$$

O fator de não fuga térmica é então segundo a definição:

$$P_t = \frac{\bar{\Sigma}_a \int_V \phi_T dV}{\bar{\Sigma}_a \int_V \phi_T dV + B^2 D \int_V \phi_T dV} = \frac{1}{1 + B^2 L_T^2} \quad V.6,12$$

O valor da curvatura B^2 será calculada diretamente do mapeamento do fluxo.

V. - 7 - Determinação experimental da curvatura material

Uma vez escolhida a região de razão de cádmio constante, o fluxo foi medido utilizando um detector tipo BF3 (veja-se ítem III.4), e ativação com folhas de fúndio. Os dados encontrados estão tabelados nos apêndi-

es 6, 7 e 8. Para a obtenção das curvaturas, os dados foram ajustados pelo processo dos mínimos quadrados. Os pontos iniciais foram ajustados à uma função de Bessel J0 e os pontos finais foram ajustados à uma função exponencial.

Os programas de ajuste pelo processo dos mínimos quadrados foram desenvolvidos pelo autor, bem como, um programa para a determinação do número de termos da série da função de Bessel. Os programas foram preparados em linguagem Fortran IV para um sistema IBM 1130, e as listagens se encontram nos apêndices 2, 3 e 4.

Consultando a Divisão de Computação do ITA, verificou-se a inexistência de um programa capaz de ajustar pelo processo dos mínimos quadrados uma função qualquer. Os programas existentes ajustam funções cujos logaritmos fornecem uma função polinomial. Um ajuste assim implica um erro deviando a obtenção dos logaritmos, além de limitar o ajuste a um certo tipo de função. Acerca deste problema foi mais tarde encontrado o artigo de Robinson (20), que recomenda o processo interativo como um melhor ajuste. Foi, então elaborado um programa para o ajuste o qual minimiza diretamente os quadrados dos desvios. O programa consiste em experimentar cada casa decimal do parâmetro a ajustar. Foi dado a este programa o título de "Ajuste por mínimos quadrados de função dependente de um parâmetro". O programa foi mais tarde ampliado para permitir o ajuste de funções com dois parâmetros. O programa para a determinação do número de termos da série, consiste em determinar usando mínimos quadrados, o parâmetro com N termos da série, e depois refazer o ajuste com N + 1 termos comparando os parâmetros.

etros, continuando assim até que a diferença entre êles seja menor ou igual a um valor previamente fixado. Este programa recebeu o título de "Ajuste e temos da função de Bessel J0". Na falta de um critério para a determinação do erro devido ao ajuste, foram calculados pontos para funções diferentes e cujos parâmetros foram fixados. As funções com seus parâmetros e os parâmetros ajustados estão relacionados abaixo.

Ajuste com um parâmetro

Bessel	$y = J_0(0, 15r)$	ajuste 0,1493
Exponencial	$y = \exp(0, 85x)$	ajuste 0,8499
Reta	$y = 1,23x + 5$	ajuste 1,2322

Ajuste com dois parâmetros

Bessel	$y = 1111 J_0(0, 2x)$	ajuste 1111,0000
		0,2000
Reta	$y = 1,23 + 5$	ajuste 5,0000
		1,2322

Os resultados anteriores permitiram a utilização dos programas uma vez que, no caso mais desfavorável o parâmetro estava correto até a segunda casa de depois da vírgula. Para os pontos experimentais sujeitos a desvios foram executados três ajustes. O primeiro para os pontos experimentais e a seguir para

os pontos afetados de mais e menos os desvios. Assim foi possível determinar os desvios dos parâmetros. As figuras de números 10 até 16 mostram as curvas ajustadas e os pontos experimentais. Os valores das curvaturas radiais B_r estão apresentados nos gráficos em polegadas. A curvatura radial média é

$$B_r^2 = 2,269 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}.$$

Para a curvatura axial foram usados os pontos já ajustados da ativação com fôlhas de índio. Os gráficos monoclogarítmicos para o comprimento de relaxação estão na figura 17. Observa-se que pontos obtidos com o BF_3 forneceram valores diferentes daqueles com fôlhas de índio. A curvatura axial média é

$$B_a^2 = 4,502 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$$

A curvatura material do sistema sub-crítico é

$$B_m^2 = B_r^2 - B_a^2 = -2,233 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$$

Fig. 10

MAPA DO FLUXO RADIAL

DETECTOR: BF₃

ALTURA: 20 pol.

AJUSTE: 24 $J_0(0,108r)$

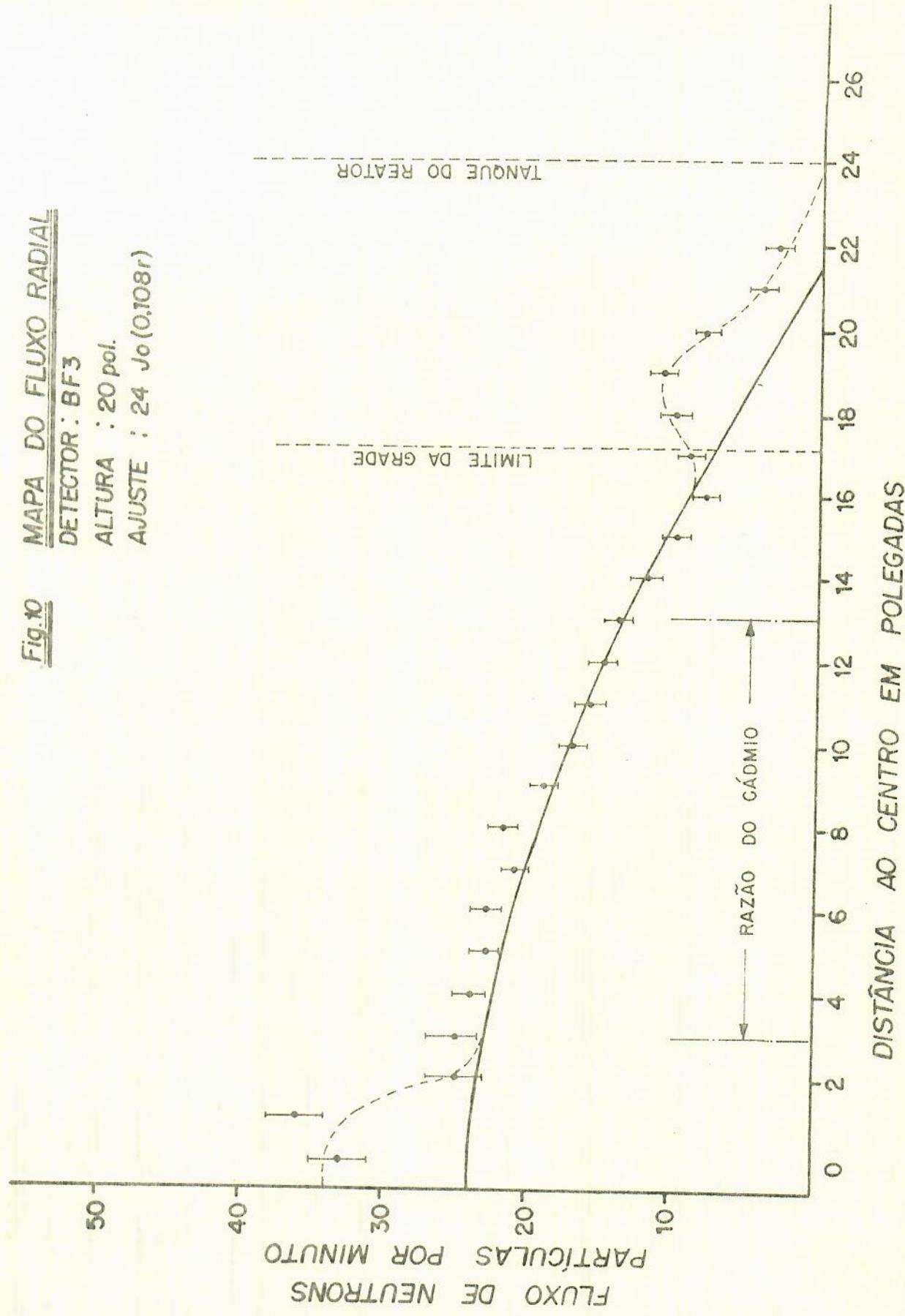


Fig. 11 MAPA DO FLUXO RADIAL

DETECTOR : BF3
ALTURA : 25 pol.
AJUSTE : 51 $J_0 (0.110r)$

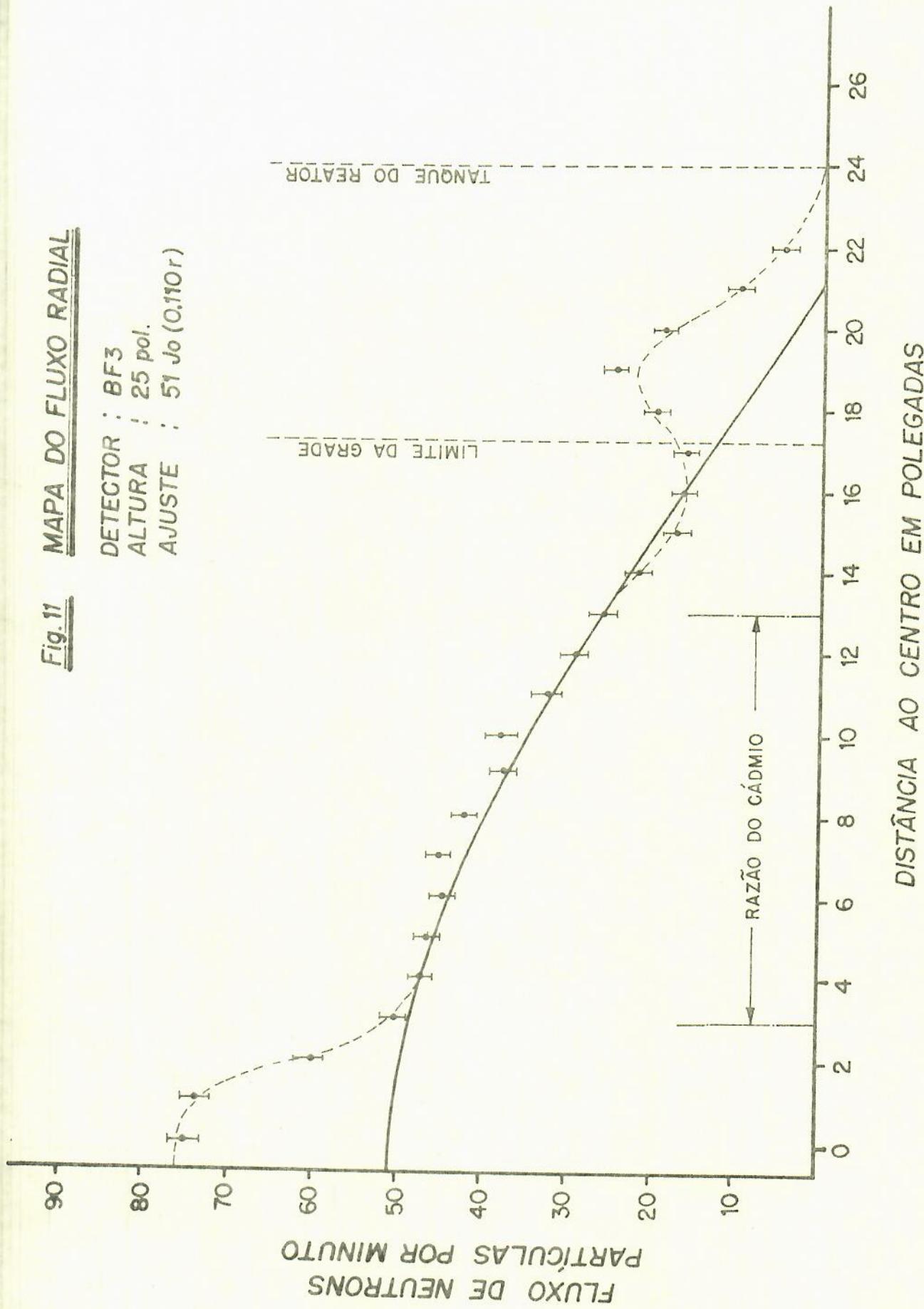


Fig. 12 MAPA DO FLUXO RADIAL

DETECTOR : BF3
ALTURA : 30 pol.
AJUSTE : 119 J_0 ($0.126r$)

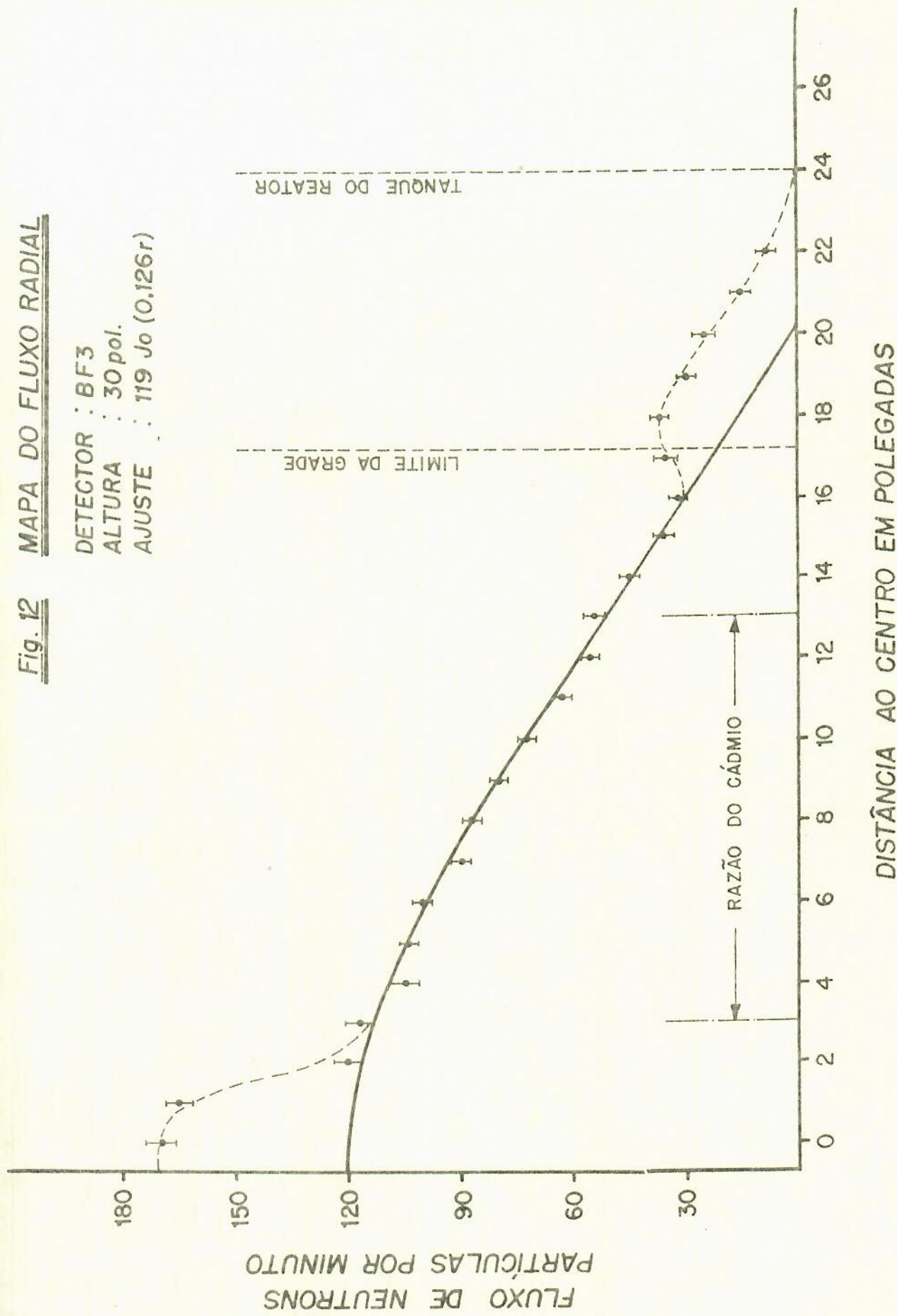


Fig. 15

MAPA DO FLUXO RADIAL

DETECTOR : FÔLHAS DE ÍNDIO
ALTURA : 25 pol.
AJUSTE : 393 Jo ($0.108r$)

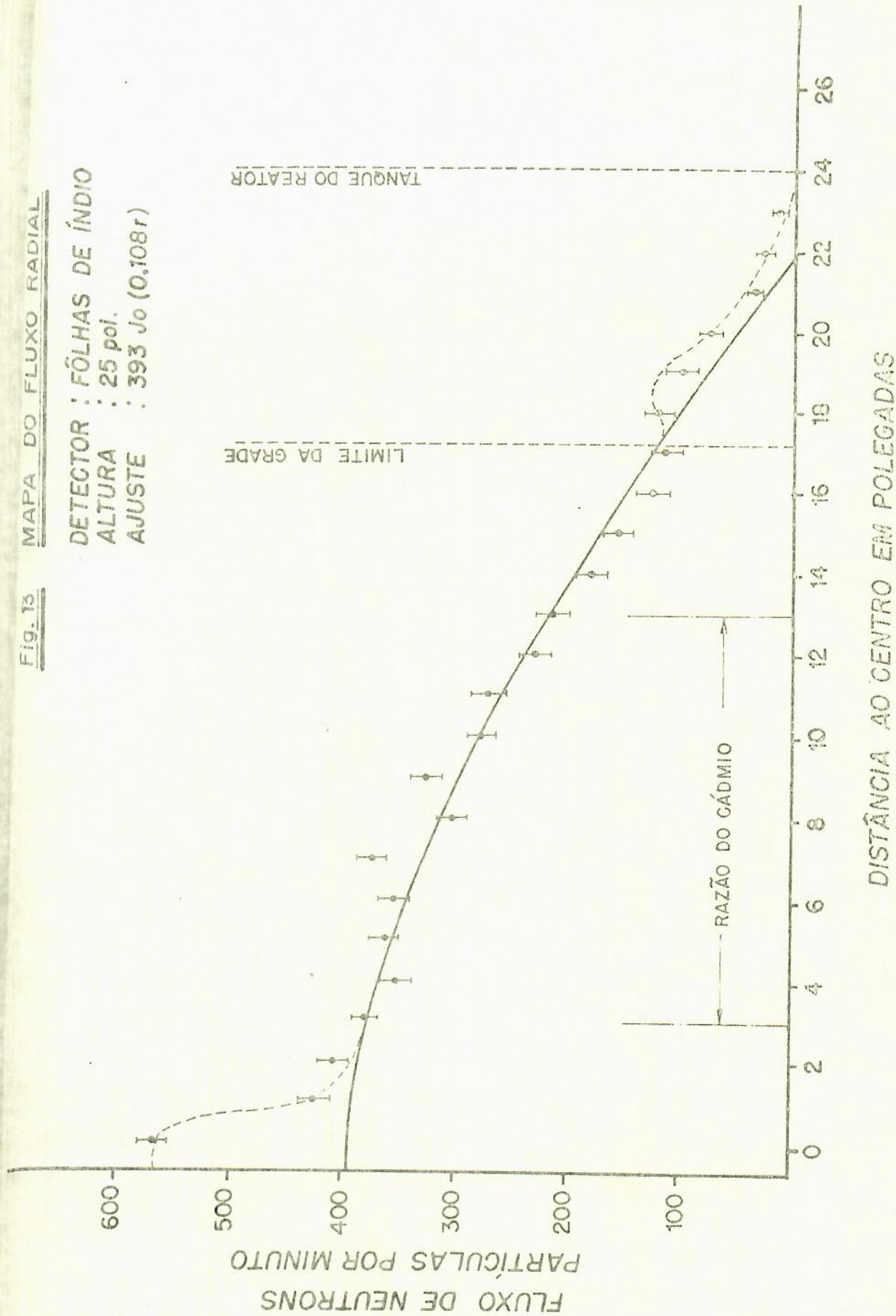
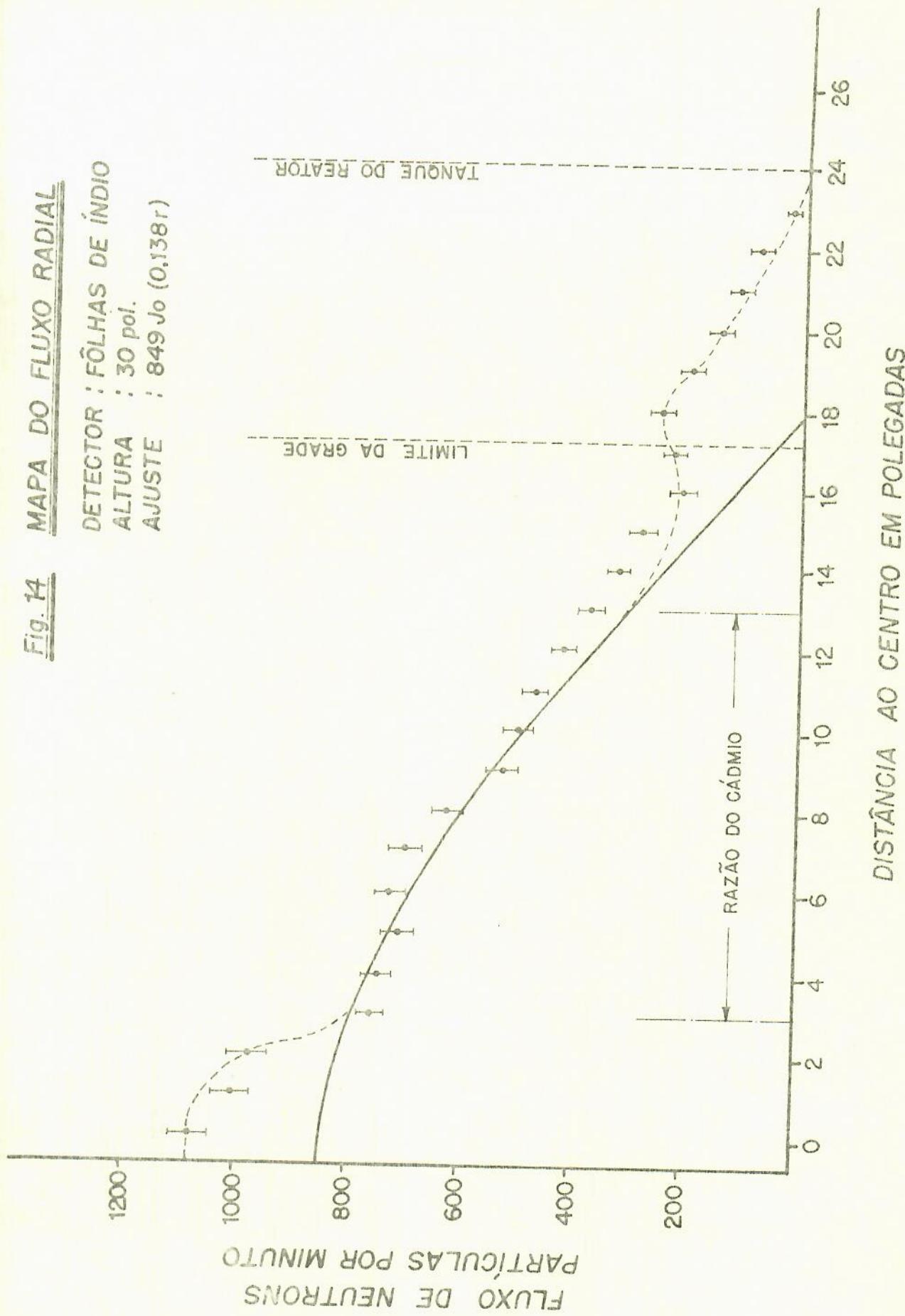


Fig. 14

MAPA DO FLUXO RADIAL

DETECTOR : FÔLHAS DE ÍNDIO
ALTURA : 30 pol.
AJUSTE : 849 Jo (0,138r)



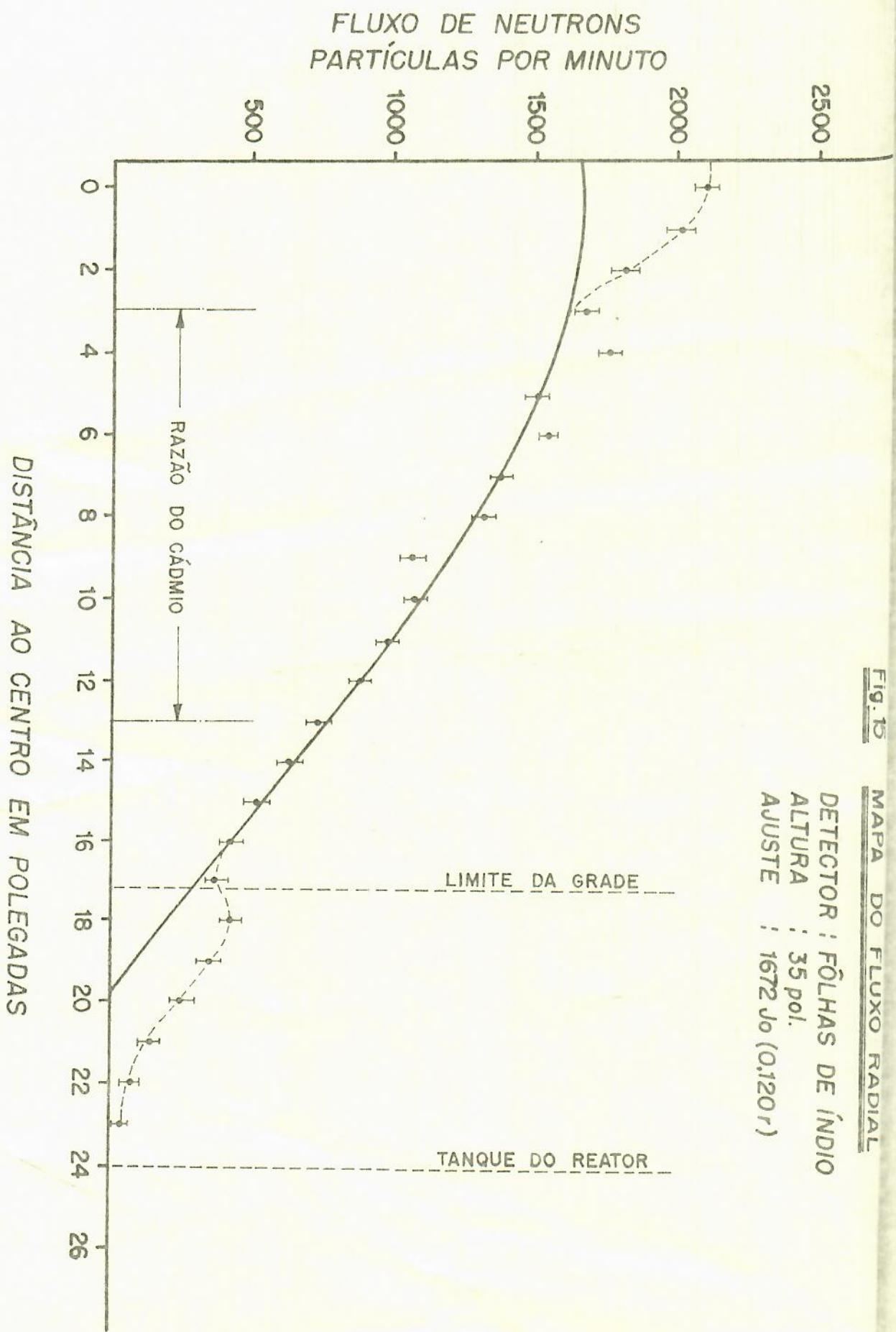


Fig. 16

MAPA DO FLUXO RADIAL

DETECTOR : FÔLHAS DE ÍNDIO
ALTURA : 40 pol.
AJUSTE : 3688 Jo (0,143)

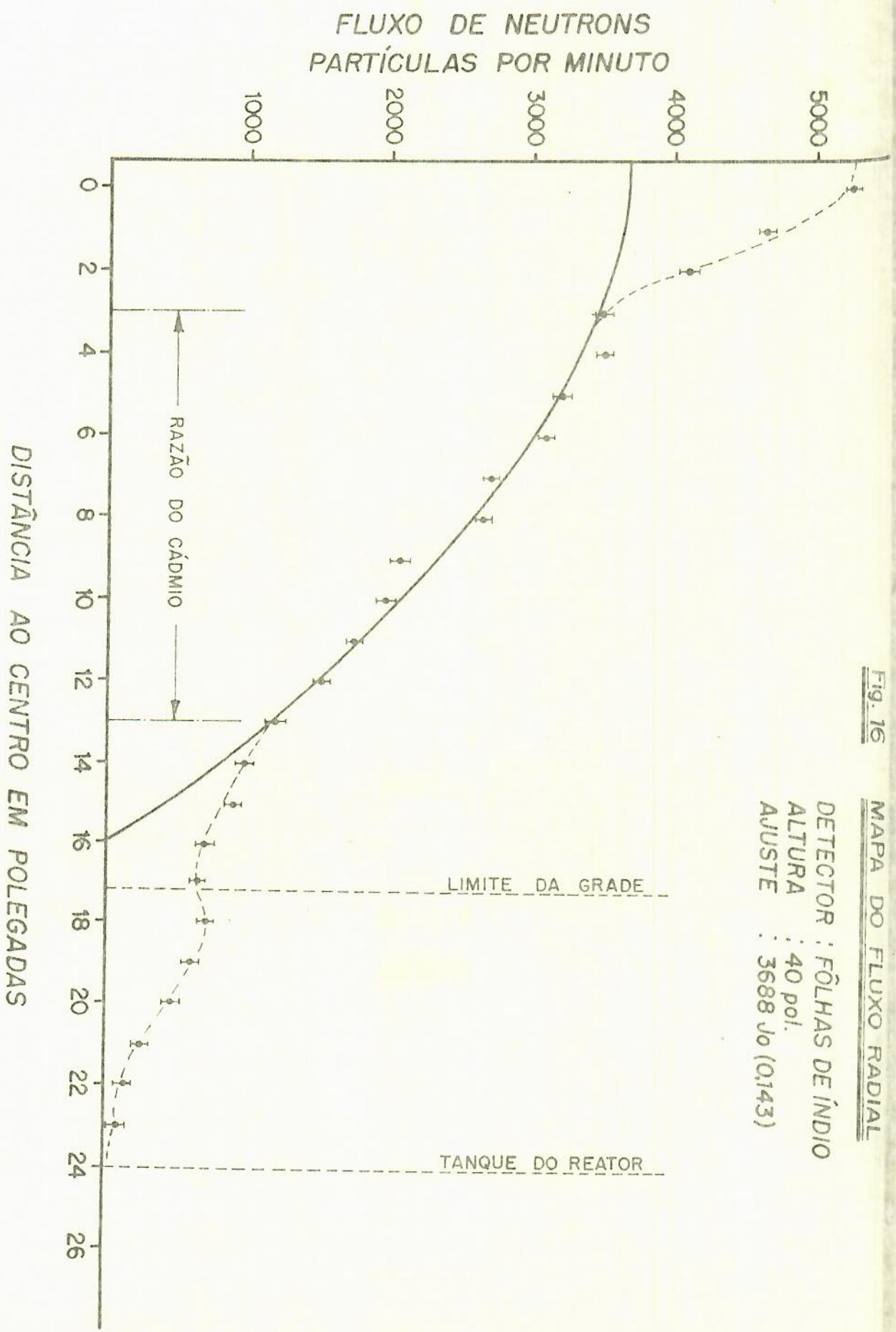
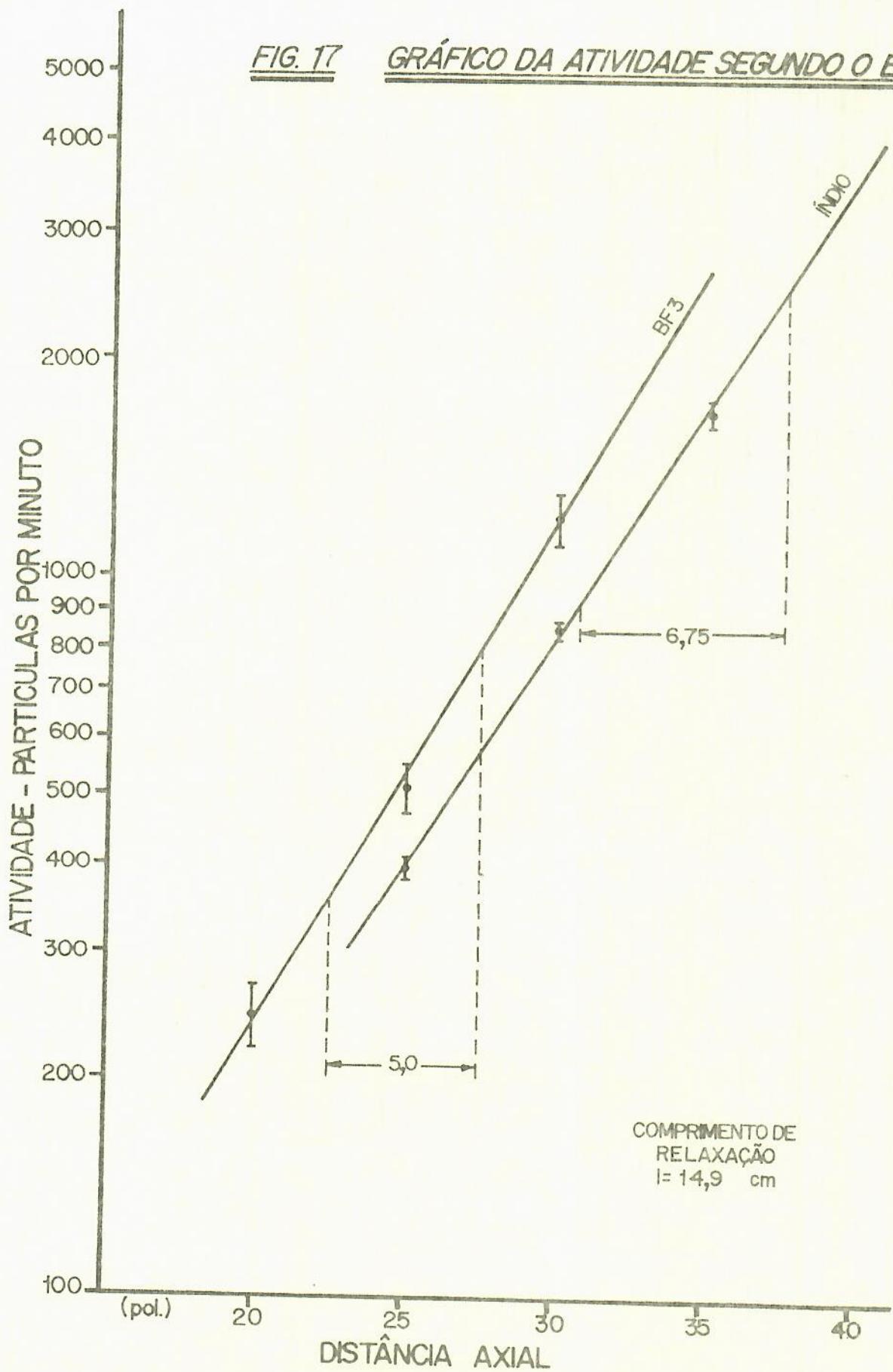


FIG. 17

GRÁFICO DA ATIVIDADE SEGUNDO O EIXO



V.8 - Cálculo do fator de multiplicação efetivo

O fator de multiplicação efetivo será calculado a partir da equação crítica deduzida no item (V.6) deste trabalho.

$$k_{\text{ef}} = k_{\infty} \frac{\exp(-\frac{B^2}{4} \frac{\tau_p}{T})}{1 + \frac{B^2}{4} \frac{\tau_p}{T}} \quad V-8, 1$$

Para a utilização da fórmula é necessário o conhecimento do comprimento de difusão térmica (L_T^2) e da taxa de逸散 para os neutrons não moderados (τ_p).
O comprimento de difusão térmica (L_T^2) para um sistema com moderador e combustível é dado por:

$$L_T^2 = \frac{1}{\Sigma_a} \quad V-8, 2$$

A secção de choque macroscópica média ($\bar{\Sigma}_a$) para um sistema com moderador e combustível é fornecida por:

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{\int_{V_m} \Sigma_{am} \phi_m dV + \int_{V_u} \Sigma_{au} \phi_u dV}{\int_{V_m} \phi_m dV + \int_{V_u} \phi_u dV} \quad V-8, 3$$

Admitindo-se que as secções de choque macroscópicas do moderador e do combustível são constantes, introduz-se a modificação seguinte:

$$\bar{\Sigma}_a = \frac{\int_{V_m} \Sigma_{am} \phi_m dV + \int_{V_u} \Sigma_{au} \phi_u dV}{\frac{1}{\Sigma_{am}} \int_{V_m} \Sigma_{am} \phi_m dV + \frac{1}{\Sigma_{au}} \int_{V_u} \Sigma_{au} \phi_u dV} \quad V-8, 4$$

ndo em vista a definição do fator de utilização térmica

$$f = \frac{\int_{V_u} \sum_{au} \phi_u \, dV}{\int_{V_u} \sum_{au} \phi_u \, dV + \int_{V_m} \sum_{am} \phi_m \, dV} \quad V-8,5$$

pode-se escrever a relação

$$\frac{f}{1-f} = \frac{\int_{V_u} \sum_{au} \phi_u \, dV}{\int_{V_m} \sum_{am} \phi_m \, dV} \quad V-8,6$$

Reescrevendo a expressão (V-8,4), tem-se:

$$\frac{\sum_a}{\sum_a} = \frac{\frac{1}{\sum_{am}} + \frac{\int_{V_u} \sum_{au} \phi_u \, dV}{\int_{V_m} \sum_{am} \phi_m \, dV}}{\frac{1}{\sum_{am}} + \frac{1}{\sum_{au}} \frac{\int_{V_u} \sum_{au} \phi_u \, dV}{\int_{V_m} \sum_{am} \phi_m \, dV}} \quad V-8,7$$

Substituindo (V-8,6) em (V-8,7) e simplificando, obtém-se:

$$\frac{\sum_a}{\sum_a} = \frac{\sum_{am}}{1-f + \frac{\sum_{am}}{\sum_{au}} f} \quad V-8,8$$

Uma vez que, a secção de choque de absorção do combustível é muito maior que a secção de chocue de absorção do moderador, vale a aproximação

$$\frac{\sum_a}{\sum_a} = \frac{\sum_{am}}{1-f} \quad V-8,9$$

mpimento de difusão térmico é então escrito usando-se a expressão ,9).

$$L_T^2 = \frac{\bar{D}}{\kappa_{am}} (1 - f) = L_{Tm}^2 (1 - f) \quad V-8, 10$$

resente caso usou-se para água o valor $L_T^2 = 8,1 \text{ cm}^2$ (21) e o fator de sação térmica calculado no ítem V-3, e encontra-se

$$L_T^2 = 6,07 \text{ cm}^2$$

ide de Fermi para os neutrons térmicos em sistemas heterogêneos é se o G. e Edlund (11), pag. 280, muito aproximadamente igual a idade cor-
ondente apenas ao moderador. Foi utilizado então o valor de

$$\tau_T = 27 \text{ cm}^2$$

ndo os valores das grandezas encontradas na equação crítica (V-8, 1) e
ando os cálculos encontra-se para o fator de multiplicação efetivo o va-

$$k_{ef} = 0,91 \pm 0,07$$

Razão do cádmio

Para a determinação da razão do cádmio foram utilizadas
s de índio cobertas com cádmio. Foi escolhida a altura de 35 pol para a
rminação da região de razão de cádmio constante. A razão do cádmio é
zão da atividade de saturação obtida com a fôlha nua para a atividade de

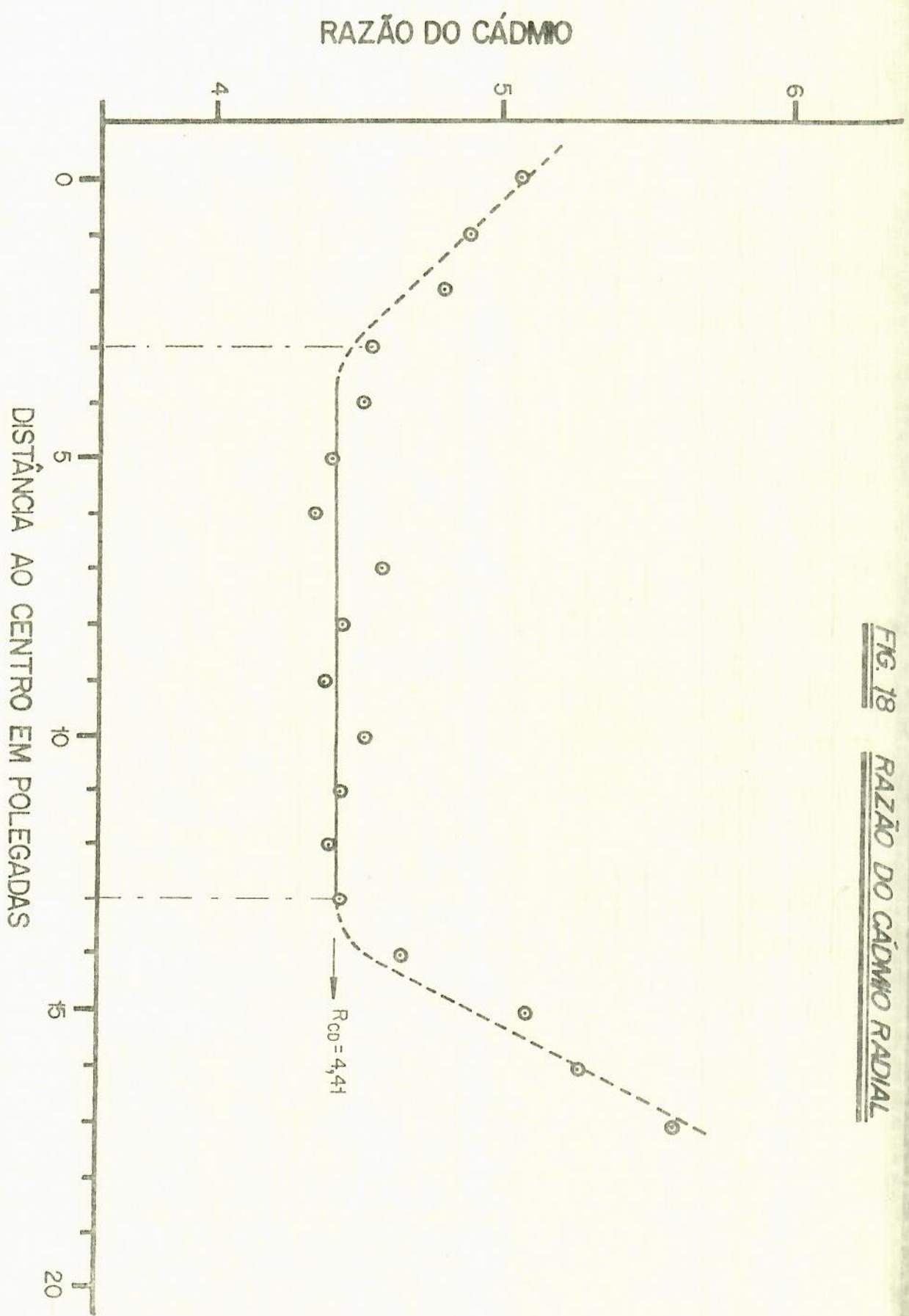
uração obtida com a fôlha coberta com cádmio. O cádmio, segundo Liver-
t (22), apresenta um pico de ressonância de 7200 barns na energia de 0,18
eV. Segundo G. e Edlund (11), o índio apresenta um pico de ressonância em
eV. Assim sendo uma fôlha de índio coberta com cádmio será ativada ape-
pelos neutrons rápidos.

$$R_{CD} = \frac{\text{atividade da fôlha nua}}{\text{atividade da fôlha coberta com cádmio}}$$

$$R_{CD} = \frac{\text{FLUXO TÉRMICO} + \text{FLUXO RÁPIDO}}{\text{FLUXO RÁPIDO}}$$

lando numa certa região do reator se tem uma razão de cádmio constante, significa que aquela região não sofre influência das fontes externas ou das bordas do reator, e aí então são válidas as equações. O gráfico 18 apresenta a razão do cádmio, para diversas posições radiais. Observa-se que a uma distância de quatro polegadas das bordas a razão de cádmio torna-se constante. A região de razão constante segundo o eixo do cilindro não foi medida, uma vez que foi utilizada apenas uma pequena parte do centro do reator, entre 0 e 40 polegadas, medidas a partir da superfície dos tubos de alumínio.

FIG. 18 RAZÃO DO CÁDMIO RADIAL



V-10 . Processo da carga variável

O processo da "carga variável" (critical assembly approach) para um reator sub-crítico, consiste em obter assintoticamente a razão de multiplicação do sistema. Para um reator crítico o processo fornece a massa crítica. Executa-se o processo fixando no centro do sistema uma fonte de neutrons, e medindo o fluxo de neutrons para uma posição fixa do detector para quantidades diferentes de barras no núcleo (carregamento do núcleo). O processo está descrito em Valente (2), e G. e Edlund (11).

A razão de multiplicação é definida como: o fluxo de neutrons devido a fissão para o número de neutrons devidos apenas à fonte. Seja S , os neutrons fornecidos pela fonte na unidade de tempo. Depois de passadas um número infinito de gerações, o número de neutrons de fissão é

$$S + SK_{ef} + SK_{ef}^2 + SK_{ef}^3 + \dots$$

Dividindo-se esta série pela intensidade S da fonte, obtém-se a razão de multiplicação R .

$$R = \frac{S + SK_{ef} + SK_{ef}^2 + SK_{ef}^3 + \dots}{S}$$

Para um sistema sub-crítico $K_{ef} < 1$, e para um número infinito de gerações, a expressão pode ser simplificada.

$$R = \frac{1}{1 - K_{ef}}$$

O fator de multiplicação é

$$K_{\text{ef}} = 1 - \frac{1}{R}$$

A razão de multiplicação conforme a definição é:

$$R = \frac{\text{fluxo medido sem combustível}}{\text{fluxo medido com barras}}$$

A fim de evitar a proximidade da fonte foram tomadas medidas com o BF_3 a partir de 6 polegadas. No apêndice 6, estão, os diversos valores da razão de multiplicação, e no apêndice 7, os fatores de multiplicação efetivo.

Observou-se que, mesmo para o detetor na região de razão de cádmio constante, o fator de multiplicação efetivo não apresentou valores assintóticos. Segundo o que foi notado, para grades maiores, 240 e 282 barras, o fluxo torna-se assintótico quando observado ao longo da grade. No entanto, apenas quando o BF_3 se encontra próximo do limite da mesma.

O processo da carga variável não foi analisado teóricamente, uma vez que, estando o detetor no mesmo plano de fonte, exigiria um estudo dos harmônicos devidos a difusão dos neutrons da fonte. Além do mais, ao passar de uma grade para outra, mudam as características de harmônicas da função de Bessel e do comprimento de relaxação.

FIG. 19 PROCESSO DA CARGA VARIÁVEL

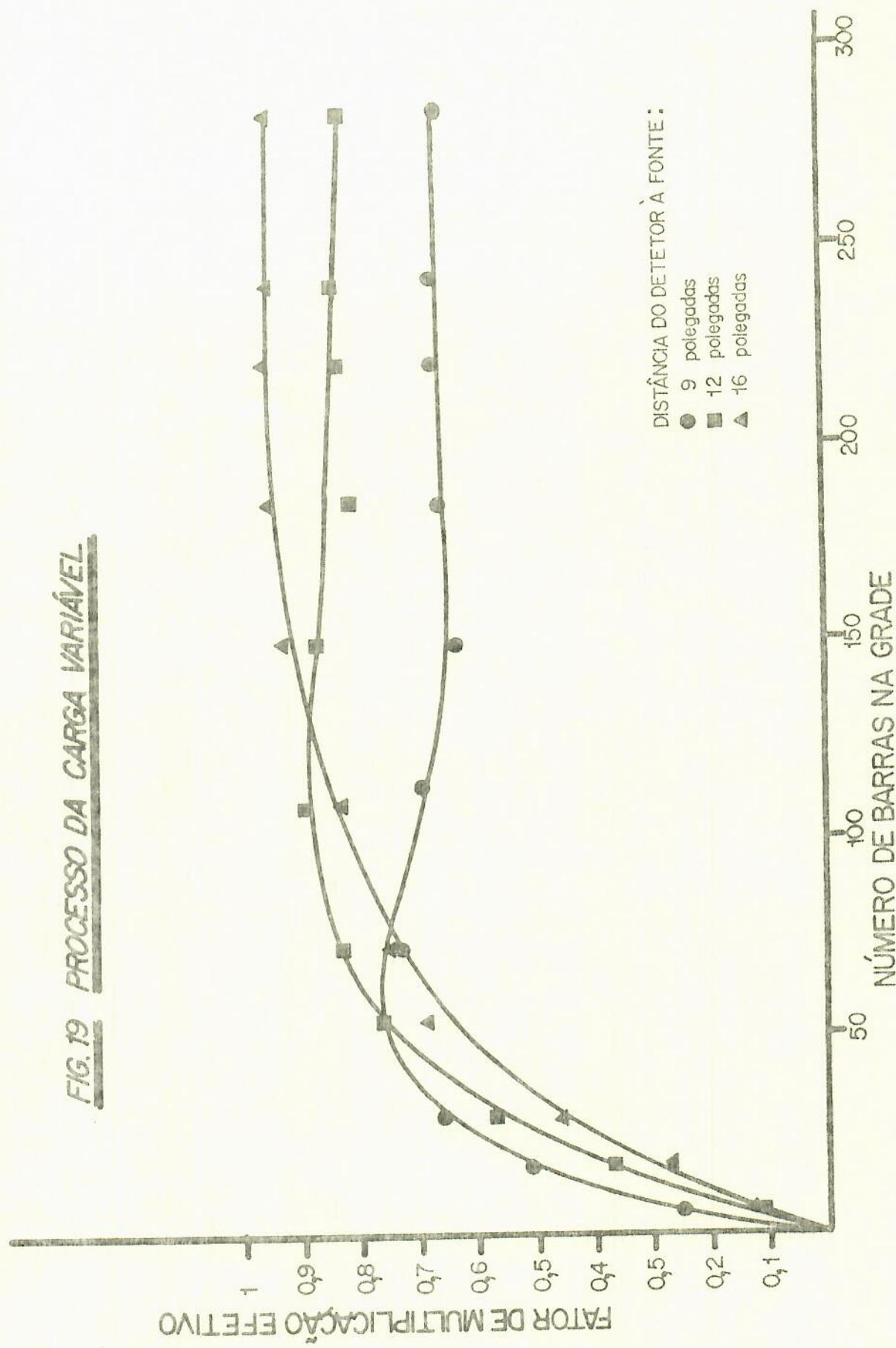
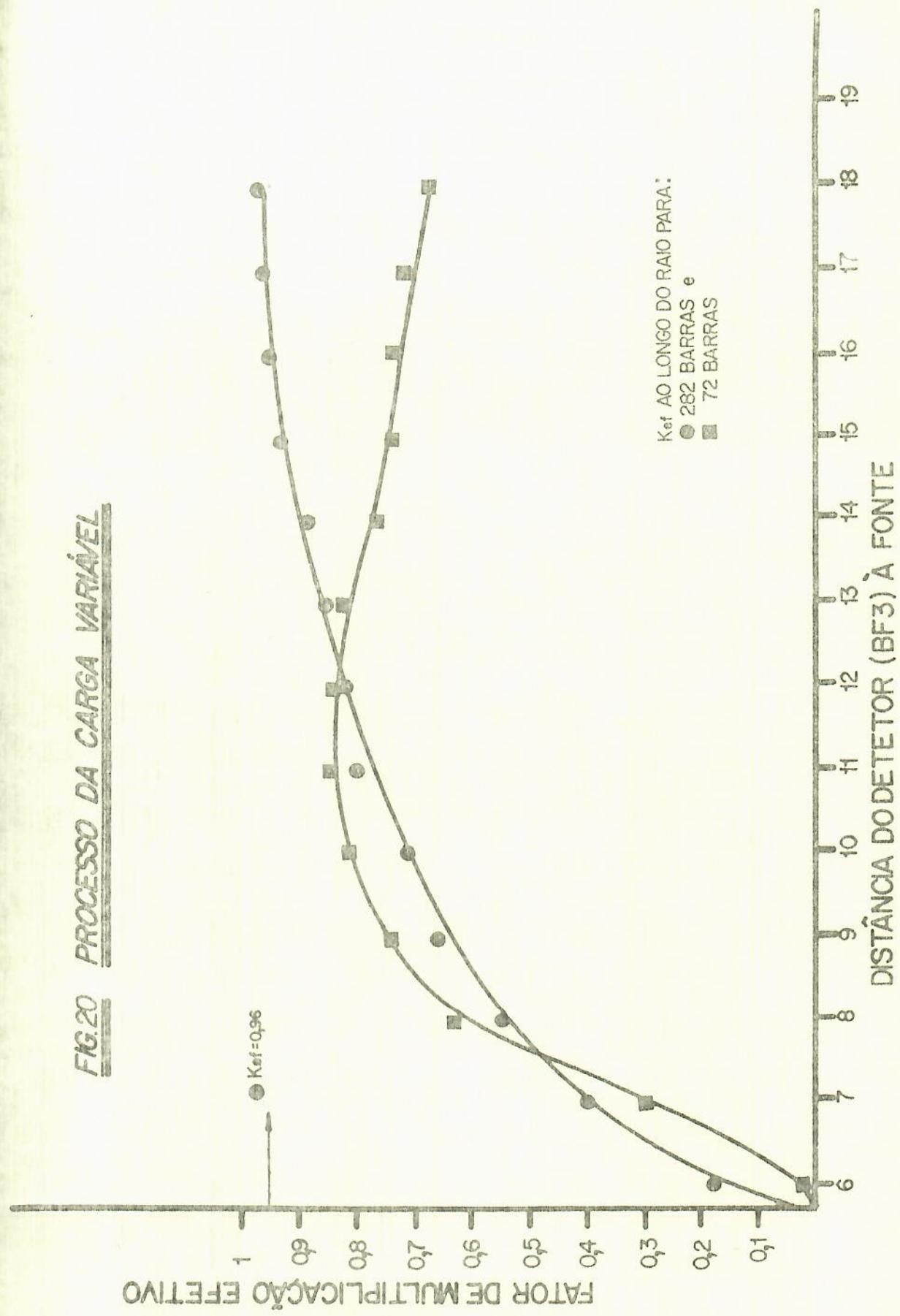


FIG 20

PROCESSO DA CARGA VARIÁVEL



VI - Conclusões

VII. 1 - Experiência exponencial

Foram utilizados os métodos clássicos da "experiência exponencial" e da "carga variável". Não foram utilizados os processos da "integral do fluxo", devido a Burnett e Williamson (23), e da "barra única", devido a Zink e Rodeback (24). O processo da "integral do fluxo" poderá ser posteriormente utilizado, quando for convenientemente calibrada a intensidade da fonte de neutrons. O processo da "barra única", útil para a determinação do fator de multiplicação infinito de barras isoladas, n^o foi utilizado, uma vez que os fatores da fórmula dos quatro fatores estão bem definidos na literatura.

O fator de fissão rápida, calculado pelo processo de Spinrad, Fleishmann e Soodak (12), (13), concorda com os valores fornecidos por F. Soodak (13), desde que se considere um barra compacta com a mesma secção transversal das barras do sub-crítico NC-9000. A consideração acima fornece segundo o artigo citado o valor (1,033). Ainda considerando barras compactas, pode-se destacar da literatura os artigos de: Kouts e outros (25), onde aparece o valor de (1,097), para barras com diâmetro de 2,79 cm tendo água comum como moderador; e Chernik (26), onde se tem o valor de (1,03) para a relação $V_m/V_u = 3$ e barras com diâmetro 3,78 cm. Naturalmente a consideração de barras compactas superestima o raio médio da barra e, portanto, o fator de fissão rápida que neste trabalho para o sistema NC-9000 é de (1,02).

9000 é de (1,02).

No cálculo da probabilidade de escape à ressonância, a dificuldade consistiu na escolha da fórmula empírica para a integral efetiva de ressonância. Uma fórmula bastante conhecida é a devida a Creutz e outros (27).

$$I_r = (7,3 + 23,5 \frac{S}{M}) \text{ barns}$$

tal foi analizada para várias geometrias por Crocker (28) e encontradaável para valores de $S/M > 0,1 \text{ cm}^2 \text{g}^{-1}$. Encontra-se, também, a fórmula apresentada por Davis (29)

$$I_r = 6,0 \{ 1 + 15,6 \frac{S}{M} + 1 - 2,18 \frac{S}{M} + 2,19 \left(\frac{S}{M} \right)^2 \} \text{ barns}$$

é feita uma tentativa de encontrar correções de segunda ordem em S/M . expressão de Davis, quando usada, forneceu um valor muito maior que o esperado. Foi escolhida a expressão apresentada por Hellstrand (17), uma que o autor apresentou em seu artigo o intervalo de validade da mesma. valor $I_r = 10,56$ para a integral de ressonância calculada pela expressão Hellstrand, é maior que alguns outros encontrados na literatura, por exemplo $I_r = 8,41$, do artigo de Rotheinstein (14). Por outro lado usando a fórmula de Vernon (29),

$$I_r = 27,8 \left(\frac{S}{M} + 0,04 \right)^{1/2} \text{ barns},$$

controu-se $I_r = 10,35$, que aproximadamente concorda com o valor encontrada da fórmula de Hellstrand.

O valor do fator de utilização térmica, pode ser, comparado com os valores para as barras levemente enriquecidas estudadas por Kouts e outros (19), o qual, para barras com 3 cm de diâmetro e $V_m/V_u = 3$ apresenta (0,84). Para um sistema do tipo (U, D20) com barras de 2,52 cm de diâmetro, tem-se segundo Bustraan e Duuren (31) o valor (0,949). Infelismente não foi localizada na literatura uma situação mais próxima do sistema NC-9000. Acredita-se, no entanto, que o processo de medida do fator de desvantagem térmica, seja bastante bom, uma vez que as prováveis correções do fluxo pelo BF3, não afetam a razão dos fluxos.

A produção por fissão é um fator bem conhecido na literatura, apresentando variações apenas quando da melhor determinações de uma das secções de choque necessárias para o cálculo. O melhor valor para as secções existentes é segundo Kouts e outros (19), ($1,327 \pm 0,015$). Os cálculos deste trabalho levaram ao valor (1,32), o que dispensa comentários.

O fator de multiplicação efetivo, determinado nesta tese para o sistema NC-9000, foi (0,91). O melhor k_{ef} para um sistema com água e urânio natural, é segundo (0,97) Perseon (32). Nota-se que, desprezando os furos axiais, encontra-se uma relação de moderador/combustível igual a 1,7, que está próxima do valor ideal de 1,5. Observa-se ainda que, segundo Perseon, a grade escolhida para o melhor k_{ef} , possue: disposição hexagonal, barras com 3,0 cm de diâmetro, invólucro de alumínio e $V_m/V_u = 1,5$. Esta situação é bem aproximada daquela no sistema estudado nesta tese, sendo, por

o, razoável esperar um valor de k_{ef} um pouco menor.

2 - Carga variável

O processo da carga variável é de difícil interpretação, uma vez que, para cada uma das configurações (número de barras da grade) em diferentes condições de harmônicos e curvaturas. Observou-se, no entanto, na figura 19, que o k_{ef} apresenta uma variação contínua ao longo do enunciado, enquanto que para posições fixas aparecem assintotas não muito convenientes. Nota-se que, figura 20, uma boa posição para o detector é próxima da final da grade. Isto se deve ao fato que, nesta situação o detector está todo o tempo fora da influência dos neutrons rápidos. As tentativas para uma interpretação completa das curvas não resultaram boas, e, no entanto, observou-se ainda, que não houve modificação na concavidade das curvas como indicado por Valente (2).

APENDICE 1 - PROGRAMA PARA O CALCULO DA ATIVIDADE DE SATURAÇÃO

```
/ / JOB T
/ / FOR
* IOCS (1132PRINTER,CARD)
C      CALCULO DA ATIVIDADE SATURADA = AS
C      CL = CTE DE DESINTEGRAÇÃO
C      TM = TEMPO MORTO
C      TA = TEMPO DE ATIVAÇÃO
C      TB = INICIO DA CONTAGEM
C      TC = FIM DA CONTAGEM
C      A (I,J) = ATIVIDADE
C      AM = ATIVIDADE CORRETA PARA TM
C      I = POSIÇÃO AXIAL
C      J = POSIÇÃO RADIAL
DIMENSION A(5,24),TA(5,24),TB(5,24),TC(5,24)
C      LEITURA DE CL E TM
      CALL RFCD(2,CL,TM)
C      LEITURA DA ORDEM DAS MATRIZES
      CALL RICD(2,M,N)
C      LEITURA DAS MATRIZES
      DO 1 I = 1,M
      DO 1 J = 1,N
1      CALL RFCD(1,A(I,J))
      DO 2 I = 1,M
      DO 2 J = 1,N
2      CALL RFCD(1,TA(I,J))
      DO 3 I = 1,M
      DO 3 J = 1,N
3      CALL RFCD(1,TB(I,J))
```

```
      DO 4 I = 1,M
      DO 4 J = I,N
4  CALL RFCD(I,TC(I,J))
C      IMPRESSÃO DOS DADOS DA ENTRADA
      DO 5 I = 1,M
5  WRITE (3,6)(A(I,J),J=1,N)
6  FORMAT(--, 12F10.2)
      DO 7 I = 1,M
7  WRITE (3,8)(TA(I,J),J=1,N)
8  FORMAT(--, 12F10.2)
      DO 9 I = 1,M
9  WRITE (3,10)(TB(I,J),J=1,N)
10 FORMAT(--, 12F10.2)
      DO 11 I=1,M
11 WRITE (3,12)(TC(I,J),J=1,N)
12 FORMAT(--, 12F10.2)
C      INICIO DOS CALCULOS
      DO 13 I=1,M
      DO 13 J=1,N
      AT=A(I,J)
      AM=AT/(1-AT*TM)
      TAT=TA(I,J)
      D=EXP(-CL*TAT)
      TBT=TB(I,J)
      B=EXP(-CL*TBT)
      TCT=TC(I,J)
      C=EXP(-CL*TCT)
      AS=AM*(TCT-TBT)*CL/(1-D)*(B-C))
13  WRITE( 3,14) AS,I,J
14  FORMAT(--, F 10.2,5X,I5,5X,I5)
```

```
CALL EXIT
END
// XEQ
C      CARTÕES COM OS DADOS EM FORMATO LIVRE
// *FIM
```

CARACTERÍSTICAS DO PROGRAMA

COMPUTADOR : SISTEMA IBM 1130 (IMPRESSORA 1132, UNIDADE CENTRAL 1131 MODELO 2B, LEITORA PERFURADORA DE CARTÕES 1442 MODELO 15)

MEMÓRIA : 8 k

TOTAL DE DADOS POSSÍVEL : 120

TEMPO DE COMPUTAÇÃO : 5 MINUTOS MÁXIMO

INDICE 2 - PROGRAMA PARA A DETERMINAÇÃO DOS TÉRMOS DA SÉRIE DA FUNÇÃO DE BESSEL JO

```
    / / JOB T
    / / FOR
* EXTENDED PRECISION
C     AJUSTE DE FUNÇÃO DE BESSEL JO: NORMAL POR MÍNIMOS
C     QUADRADOS
C     PE = PONTOS EXPERIMENTAIS
C     R = POSIÇÃO RADIAL DOS PONTOS
C     NP = NÚMERO DE PONTOS EXPERIMENTAIS
C     NA = NÚMEROS DE ALGUNS SIGNIFICATIVOS A AJUSTAR
C     B = POSIÇÃO DECIMAL MAIS PROVAVEL DO PARÂMETRO
C     NT = NÚMERO DE TÉRMOS DA SÉRIE JO
C     NÚMERO MÁXIMO DE PONTOS EXPERIMENTAIS = 20
C     SUBROUTINA DETERMINA O PARÂMETRO CUJA SOMA DOS
C     QUADRADOS É MÍNIMA
SUBROUTINA SQMIN(X,Y,C,D,K,NF,JP,FSB)
DIMENSION C(20), D(20), S(20)
A1=X
DO 1 I=1, 10
A2=(I-1)*Y
SQRES=0
DO 1 J=1,JP
Q=(A2+A1)*C(J)
FSB=1.
T=1.
E=1.
DO 100 IB=1,NF
E=-1.*E
I=T*(Q**2)/(4*(IB**2))
```

```
100 FSB = FSB + E *T
    SQRES * SQRES + (FSB - D(J))**2
    S(I)
1 CONTINUE
    K = 1
    DO 3 I = 2 , 10
        IF(S(I) = S(K)) 2,3,3
2 K = 1
3 CONTINUE
    PSB = (K - 1) *Y
    RETURN
    END
// DUP
*STORE      WS    UA    SQMIN
// FOR
*EXTENDED PRECISION
*IOCS(1132PRINTER,CARD,DISK)
C      PROGRAMA PRINCIPAL
      DIMENSION R(20),PE(20)
      READ(2,4)B,NA,NP,
4 FORMAT(F7.3,2I3)
      DO 5 M = 1, NP
5 CALL RECD(1,R(M))
      DO 6 M = 1, NP
6 CALL RECD(1,PE(M))
      NT = 0
7 NT = NT + 1
      A = 0.
      DO 12 N = 1, NA
      CALL SQMIN(A,B,R,PE,KP,NT,NP,PPP)
```

B = B / 10.
A = PPP + A
IF(PPP) 9, = 2,9
9 A = A - 5 *B
CALL SQMIN(A,B,R,PE,KP,NT;NP,PPP)
IF(KP = 5)10,10,11
10 A = A - 5 *B
GO TO 12
11 A = A + A
12 CONTINUE
TEMP = A
IF(NT = 2) 19,16,16
19 A3 = TEMP
B = B* (10. **NA)
GO TO 7
16 D = A3 - A
IF(D) 17,18,17
17 D = - 1. *D
18 IF(D=0.00001) 13,13,19
13 WRITE(3,14)A
14 FORMAT(- BUCKLING MATERIAL = - ,F10.5)
WRITE(3,15)NT
15 FORMAT(- NUMERO DE TERMOS DA SOMATÓRIA = - ,I3)
CALL EXIT
END
XEQ
UM CARTÃO COM B,NA,NP
CARTÕES COM R(M) E PE(M) EM FORMATO LIVRE
#IM

ERÍSTICAS DO PROGRAMA

ADOR : SISTEMA IBM 1130 (IMPRESSORA 1132, UNIDADE CENTRAL
1131 MODELO 2B, LEITORA PFFURADORA DE CARTÕES
1442 MODELO 15)

A : 8 k

DE DADOS POSSÍVEL : 20

DE COMPUTAÇÃO : 8 MINUTOS MÁXIMO

ICE 3 - AJUSTE POR MÍNIMOS QUADRADOS DE FUNÇÃO QUE DEFENDA
DE UM PARÂMETRO:

// JOB T

// FOR

AJUSTE DE FUNÇÃO DEP. DE UM PARÂMETRO
PE = PONTOS EXPERIMENTAIS
R = POSIÇÃO RADIAL DOS PONTOS
NP = NÚMERO DE PTS. EXPERIMENTAIS
NA = NÚMERO DE ALG. SIGNIFICATIVOS A AJUSTAR
B = POSIÇÃO DECIMAL MAIS PROVAVEL DO PARÂMETRO
SUBROTINA DETERMINA O PARÂMETRO CUJA SOMA DOS QUADRADOS EH MINIMA

SUBROUTINE SQMIN(X,Y,C,D,JP,PSB,K)

DIMENSION C(20), D(20), S(20)

A1 = X

DO 1 I = 1, 10

A2 = (I - 1) *Y

SQRES = 0.

DO 1 J = 1, JP

Q = (A2 + A1) *C(J)

F = 1. - (Q**2)/4. +(Q**4)/64. -(Q**6)/2304. +(Q**8)/147456.

SQRES = SQRES + (F D)(J))**2

S(I) = SQRES

1 CONTINUE

K = 1

DO 3 I = 2, 10

IF(S(I)-S(K))2,3,3

2 K = 1

3

```
3 CONTINUE
  PSB=(K-1)*Y
  RETURN
  END

// DUP
*STORE      WS  UA  SQMIN
// FOR
*IOCS(1132PRINTER,CARD)
C      PROGRAMA PRINCIPAL
  DIMENSION R(20),PE(20)
  READ(2,4)B,NA,NP
  4 FORMAT(F7.3,2I3)
  DO 5 M=1,NP
  5 CALL RFCD(R, (M))
  DO 6 M=1, NP
  6 CALL RFCD(1,PE(M))
  A=0
  DO 10 N=1,NA
  CALL SQMIN(A,B,R,PE,NP,PPP,KP)
  B=B/10.
  A=PPP+A
  IF(PPP)7,10,7
  7 A=A-5*B
  CALL SQMIN(A,B,R,PE,NP,PPP,KP)
  IF(KP-5)8,8,9
  8 A=A-5*B
  GO TO 10
  9 A=A+5*B
10 CONTINUE
  WRITE(3,11)A
```

```
11 FORMAT(= BUCKLING MATERIAL = -, F10.5)
      CALL EXIT
      END
// XEQ
C      UM CARTÃO COM B,NA,NP
C      CARTÕES COM R(M) E PE(M) EM FORMATO LIVRE
// *FIM
```

CARACTERÍSTICAS DO PROGRAMA

COMPUTADOR : Sistema IBM 1130(impressora 1132, unidade central mo-
dêlo 2B, leitora perfuradora 1442 modelo 15)

MEMÓRIA : 8k

TOTAL DE DADOS POSSÍVEL : 20

TEMPO DE COMPUTAÇÃO : 6 minutos máximo

APÊNDICE 4 - AJUSTE POR MÍNIMOS QUADRADOS DE FUNÇÃO QUE DEPENDA
DE DOIS PARÂMETROS

```
// JON T
// FOR
*EXTENDED PRECISION
C   AJUSTE POR MIN: QUAD. DE FUNÇÃO DEP. DOIS PARAM.
C   XE = VARIÁVEL INDEPENDENTE
C   YE = VARIÁVEL DEPENDENTE
C   JE = NÚMERO DE PONTOS EXPERIMENTAIS
C   NÚMERO MÁXIMO DE PONTOS EXPERIMENTAIS = 50
C   PA,PB POSIÇÃO MAIS PROVÁVEL DE A E B
C   NA = NÚMERO DE ALGS. SIGNIFICATIVOS A AJUSTAR
C   SUBROTINA DETERMINA ALGARISMOS DECIMAIS DOS PARÂMETROS
      SUBROUTINE SQMIN(YS,XS,JS,AS,BS,SA,SB,KSA,KSB,PSA,
      PSB)
      DIMENSION YS(50),XS(50),S(50),T(50),L(50),
      DO 4 IA=1,10
      A1=(IA-1)*SA
      A=AS+A1
      DO 1 IB=1,10
      B1=(IB-1)*SB
      B=BS+B1
      SQRES=0.
      DO 1 J=1,JS
      Q=B*XS(J)
      F=A*(1.-(Q**2)/4.+(Q**4)/64.-(Q**6)/2304.)
      SQRES=SQRES+(F-YS(J))**2
      S(IB)=SQRES
1  CONTINUE
      KSB=1
```

```
DO 3 IB = 2, 10
IF(S(IB) = S(KSB))2,3,3
2 KSB = IB
3 CONTINUE
T(IA) = S(KSB)
L(IA) = KSB
4 CONTINUE
KSA = 1
DO 6 IA = 2,10
IF(T(IA) = T(KSA)) 5,6,6
5 KSA = IA
6 CONTINUE
PSA = (KSA - 1)* SA
KSB = L(KSA)
PSB = (KSB - 1) * SB
RETURN
END

/ DUP
STORE      WS  UA  SQMIN
/ FOR
EXTENDER PRECISION
IOCS(1132PRINTER,CARD)
PROGRAMA PRINCIPAL
DIMENSION YE(50),XE(50)
READ(2,7)JE,NA,PA,PB
7 FORMAT(2I5,2F10.4)
DO 8 M = 1,JE
8 CALL RECD(1,XE(M))
DO 9 M = 1,JE
9 CALL RECD(1,YE(M))
```

```
AP = 0 .
BP = 0 .
DO 18 N = 1, NA
CALL SQMIN(YE,XE,JE,AP,BP,PA,PB,KPA,KPB,PPA,PPB)
PA = PA/ 10.
PB = PB/ 10.
AP = PPA + AP
BP = PPB + BP
ATEMP = PPA
BTEMP = PPB
IF (PPA) 10,11,10
10 AP = AP - 5 *PA
      GO TO 20
11 IF (PPB) 12,18,12
12 BP = BP - 5 *PB
      GO TO 22
20 IF (PPB) 21,22,21
21 BP = BP - 5 *PB
22 CALL SQMIN(YE,XE,JE,AP,BP,PA,PB,KPA,KPB,PPA,PPB)
      IF (ATEMP) 23,24, 23
23 IF (KPA - 5) 13,13,14
13 AP = AP - 5*PA
      GO TO 24
14 AP = AP + 5*PA
24 IF (BTEMP) 15,18,15
15 IF (KPB - 5) 16,16,17
16 BP = BP - 5* PB
      GO TO 18
17 BP = BP + 5 *PB
18 CONTINUE
      WRITE(3,19)AP,BP
```

```
19 FORMAT(‐ PARAMETRO A = ‐,F10.5,‐ PARAMETRO B = ‐,F10.5)
      CALL EXIT
      END
      // SEQ
C      CARTÃO COM JE,NA,PA E PB
C      CARTÕES COM XE(M) E YE(M) EM FORMATO LIVRE
// * FIM
```

CARACTERÍSTICAS DO PROGRAMA

COMUTADOR : Sistema IBM 1130(impressora 1132, unidade central 1131
modelo 2B, leitora perfuradora 1442 modelo 15)

MEMÓRIA : 8k

* TOTAL DE DADOS POSSÍVEL : 50

TEMPO DE COMPUTAÇÃO : variável .

Apêndice 5

Caracteres do NC-9000 fornecidas pela firma construtora

$$\frac{V_m}{V_u} = 1,52$$

$$B_9^2 = 4,21 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$$

$$B_m^2 = -1,58 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$$

$$F = 1,097$$

$$k_{ef} = 0,842$$

$$k_{\infty} = 0,960$$

$$\eta = 1,32$$

$$\rho = 0,774$$

$$f \approx 0,858$$

APÊNDICE 6

6-1. Secções de choque microscópicas do U²³⁸ para o cálculo do fator de fissão rápida. (secções em barns)

Grupo de energias	σ_{is}	$\sigma_{i\gamma}$	σ_{it}	σ_{if}	$v_i \sigma_{if}$	σ_{si3}
i = 1	1,89*	0,054	4,52	0,549	1,56	2,07*
i = 2	5,91	0,138	6,05	-	-	-
i = 3	5,53	0,135	5,66	-	-	-

* Estas secções de choque são aumentadas em 0,02 barns para levar em conta neutrons da reação (n, 2n).

Secções de choque de: M.R. Fleishman e H. Soodak, "Methods and Cross Sections for Calculating the Fast Effect", Nuclear Science and Engineering 7, 217 (1960)

6-2. Secções de choque do urânio e da água para as energias térmicas (0,025 eV). Secções em barns)

	σ_f	$\sigma_{i\gamma}$	σ_a	σ_s	σ_t
U ²³⁵	577	105	678	10	684
U ²³⁸	-	2,75	2,75	8,3	11,05
Unat	4,16	3,51	7,59	8,3	15,91
H2O	-	0,66	110	110	110,66

Secções de: A. J. Hugues e J. A. Harvey, "Neutron Cross Sections",
Brookhaven National Laboratory Report - 325 de 1955 e Brookhaven
National Laboratory Report - 325 de 1958, segunda edição, Suplement
Nº 2, volume III, fevereiro de 1965.

Atividades medidas com o detetor BF_3 e por ativação com fôlhas de índio.

axial radial	20	25	30	25	30	35	40
0	33 ± 2	75 3	169 ± 5	560 ± 10	109 ± 15	2098 ± 20	5256 ± 30
1	36	74	164	425	1003	2037	4652
2	25	59	121	407	970	1812	4098
3	25	51 ± 2	118	382	761	1682	3478
4	24 ± 1	47	104 ± 4	354	750	1770	3530
5	23	46	104	363	715	1500	3188
6	23	45	99	356	720	1545	3127
7	21	46	90	367	706	1379	2117
8	22	42	88 2	305	636	1322 ± 15	2665
9	19	37	79	329	526	1069	2052
10	17	38	72	272	499	1087	1967
11	16	32	63	273	476	987	1743 ± 20
12	15	29	56	231	416 ± 10	887	1566
13	14	26	55	213	374	739	1193
14	12	22 ± 1	46	183	324	641	992
15	$10 \pm .5$	18	37	157	292	524 ± 10	863
16	8	17	32	129 8	209	439	696
17	9	17	36	112	236	383	635 ± 10
18	10	20	37	120	250	417	669
19	11	24	31	99	201	348	590
20	8	19	25	75	153 ± 6	250	435
21	4	10	14	35 ± 5	65	150	237
22	3	$4 \pm .5$	8 ± 1	31	92	86 ± 5	149
23				12 ± 1	25 ± 3	39	75 ± 5

Distâncias em polegadas e atividade em partículas por minuto.

APÊNDICE 8 - Razão de multiplicação ao longo do raio para várias grades

Barras da Grade	Raio da Grade (cm)	Distância do Detetor BF ₃ à Fonte em Polegadas											
		6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
6	6,7	1,39	1,41	1,37	1,34	1,38	1,29	1,12	1,16	*	1,10	1,15	1,13
18	11,4	1,89	2,03	2,06	1,86	1,87	1,59	1,61	1,23	1,42	1,36	1,46	1,26
30	15,2	1,69	2,66	2,80	2,96	2,69	2,72	2,342	2,18	1,73	2,21	1,85	1,96
54	19,8	1,02	2,14	2,86	4,10	4,37	4,96	4,08	3,88	4,02	3,12	3,15	1,56
72	23,1	1,02	1,42	2,73	3,88	5,21	6,25	5,90	5,59	4,22	3,31	3,93	2,48
108	27,7	1,05	1,39	1,80	2,42	3,23	6,67	9,05	10,78	8,75	6,66	5,95	3,82
150	32,7	1,17	1,56	2,19	2,69	3,04	4,12	7,38	9,49	13,00	11,76	14,24	11,43
186	36,8	1,20	1,60	2,45	2,93	3,26	4,29	5,15	6,32	10,83	15,60	21,39	20,37
222	40,7	1,26	1,69	2,12	2,98	3,27	4,71	5,86	6,90	7,74	15,46	22,15	32,82
240	42,2	1,20	1,63	2,16	3,01	3,64	5,12	6,23	7,27	7,56	11,95	19,17	20,39
282	45,3	1,23	1,60	2,14	3,02	3,50	5,10	5,85	7,19	7,61	12,10	23,00	31,12
													36,29

* medida não efetuada

As medidas foram obtidas com a fonte de neutrons no meio da grade e o detector na mesma altura da fonte.

APÊNDICE 9 - Fator de multiplicação efetivo pelo processo da "carga variável".

Barras da Grade	Raio da Grade (cm)	Distância do Detetor BF ₃ à Fonte em Polegadas												
		6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
6	6,7	.28	.29	.27	.25	.25	.23	.21	.14	*	.09	.13	.15	*
18	11,4	.47	.52	.52	.51	.46	.47	.37	.389	.25	.30	.27	.32	.27
30	15,2	.41	.63	.64	.66	.63	.63	.57	.54	.42	.55	.46	.49	.36
54	19,8	.02	.53	.65	.76	.77	.80	.76	.74	.75	.68	.68	.66	.60
72	23,1	.02	.30	.63	.74	.81	.84	.83	.82	.76	.70	.75	.74	.67
108	27,7	.05	.28	.55	.69	.69	.85	.89	.91	.89	.85	.83	.86	.85
150	32,7	.15	.36	.54	.63	.65	.76	.87	.90	.92	.91	.93	.93	.91
186	36,8	.17	.38	.59	.66	.69	.77	.81	.84	.91	.94	.95	.96	.95
222	40,7	.21	.41	.53	.67	.70	.79	.83	.86	.87	.94	.96	.97	.96
240	42,2	.17	.39	.54	.67	.73	.81	.84	.86	.87	.92	.95	.97	.97
262	45,3	.18	.40	.55	.66	.71	.80	.82	.85	.88	.93	.95	.96	.97

* medida não cintuada

REFERENCIAS

- 1 - Nuclear Data - 499 (Circular of the National Bureau of Standards), setembro 1955.
- 2 - F. A. Valente, A Manual of Experiments in Reactor Physics (The Mac-millan Company, New York, 1963), 1st ed.
- 3 - J. B. Hoag, Nuclear Reactor Experiments (D. Van Nostrand Company, Princeton, New Jersey, 1958), 1st ed.
- 4 - C. W. Tittle, "Slow Neutron Detection by Absorbing Foils", Nucleonics 8, 5 (1951).
- 5 - R. C. Weast and S. M. Selby, Handbook of Chemistry and Physics (The Chemical Rubber Co., Cleveland, Ohio, 1966) 47th ed.
- 6 - L. M. Silver, "Precision Measurement of Half-Lives", Physical Review 76, 589 (1949).
- 7 - C. W. Tittle, "Slow Neutron Detection by Absorbing Foils", Nucleonics 9, 60 (1951).
- 8 - R. H. Ritchie and H. B. Eldridge, "Thermal Neutron Flux Depression by Absorbing Foils", Nuclear Science and Engineering 8, 300 (1960).
- 9 - A. Sola, "Flux Perturbation by Detector Foils", Nucleonics 18, 78 (1960).
- 10 - Experiment Manual (Nuclear Chicago Corporation, Chicago, 1959).

- 11- S. Glasstone and M. G. Edlund, *The Elements of Nuclear Reactor Theory* (D. Van Nostrand Co. Princeton, New Jersey, 1958), 7th ed.
- 12- B. I. Spinrad, "Fast Effect in Lattice Reactors", *Nuclear Science and Engineering* 1, 455 (1956)
- 13- M. R. Fleishman and H. Soodak, "Methods and Cross Sections for Calculating the Fast Effect", *Nuclear Science and Engineering* 7, 217 (1960) .
- 14- W. Rothenstein, "Collision Probabilities and Resonance Integrals for Lattices", *Nuclear Science and Engineering* 7, 162 (1960).
- 15- A. M. Weinberg and E. P. Wigner, *The Physical Theory of Neutron Chain Reactor* (The University of Chicago Press, Chicago, 1958) 1st ed.
- 16- J. R. Lamarsh, *Introduction to Nuclear Reactor Theory* (Addison-Wesley Publishing Co., Massachusetts, 1966) 1st ed.
- 17- E. Hellstrand, "Measurements of the Effective Resonance Integral in Uranium Metal and Oxide Different geometries ", *Journal of Applied Physics* 28, 1493 (1957) .
- 18- C. H. Westcott, "Effective Cross Section Values for Well-Moderated Reactor Spectra", AECL-1101, 3rd ed., January, 1962 .
- 19- H. Kouts, G. Price, K. Downes, R. Sher, and V. Walsh, "Exponential Experiments with Slightly Enriched Uranium Rods", *Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva 5, 183 (1955) .

- 20- D. C. Robinson, "Bias in a Least Square Method of Analysing Decay Data", *Nuclear Instruments and Methods* 79, 65 (1970) .
- 21- Reactor Physics Constants, Report ANL-5800 (U.S. Atomic Energy Commission, 1963) 2nd. ed., Section 3.3.
- 22- S. E. Liverhant, *Elementary Introduction to Nuclear Reactor Physics*, (John Wiley & Sons Inc. N.Y., 1963) 1st. ed .
- 23- T. W. T. Burnett and T. G. Williamson, "Measurement of the Infinite Multiplications Factor in a Natural Uranium, Light-Water Lattice", *Nuclear Science and Engineering* 21, 201 (1965).
- 24- J. W. Zink and G. W. Rodeback, "The Determination of Lattice Parameters by Means of Measurements on a Single Fuel Element", *Nuclear Science and Engineering* 9, 16 (1961) .
- 25- H. Kouts, G. Price et al, *Journal of Nuclear Energy* 2, No 2, Dec. pg. 141 (1955) .
- 26- J. Chernik, "The Theory of Uranium Water Lattices", *Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva 5, 215 (1955).
- 27- E. Creutz, H. Jupnik, T. Snyder and E. P. Wigner, " Review of Measurements of the Resonance Absorption of Neutrons by Uranium in Bulk", *Journal of Applied Physics* 26, 257 (1955).

- 28- V. S. Crocker, "Studies on the Neutron Resonance Absorption of U^{238} ", *Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva 5, 102 (1955).
- 29- M. V. Davis "Resonance Absorption of Neutron by Uranium cylinders", *Journal of Applied Physics* 28, No 2, 250 (1957).
- 30- A. R. Vernon, "Calculation of the Effective Resonance Integral of U^{238} ", *Nuclear Science and Engineering* 7, 252 (1960).
- 31- M. Bustraan e K. van Duuren, "Thermal Neutron Density Distribution Inside and Outside Infinite Long Cylindrical Samples", *Proceedings of the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva 5, 37 (1955).
- 32- R. Person, "Criticality of Normal-Water Natural-Uranium Lattices", *Nucleonics* 12, 26 (1945).