

INSTITUTO DE PESQUISAS RADIOATIVAS - UFMG/CNEN

DR-53

DIVISÃO DE REATORES

Fevereiro 1972

PROJETO NEUTRÔNICO
DA SUBCRÍTICA "CAPITU"

Leonardo M.Vilela Ribeiro

Tese submetida ao Corpo Docente
do Curso de Ciências e Técnicas Nucleares da UFMG/CNEN
como parte dos requisitos necessários para a obtenção
do grau de Mestre em Ciência (M.Sc.)

©

Belo Horizonte

Apresentada em Outubro, 1971

R E S U M O

Êste trabalho descreve os métodos de cálculo utilizados no projeto neutrônico da montagem subcrítica "CAPITU". Esta é constituída por um tanque cilíndrico de alumínio que contém D_2O como moderador e feixes de varetas de UO_2 como combustível; o tanque se apoia sôbre um pedestal de grafita onde se situa a fonte externa.

Ê realizado o cálculo da distribuição dos fluxos absolutos rápido e térmico pela teoria da difusão em dois grupos de energia e duas regiões. O fator de multiplicação efetivo é calculado pelos métodos homogêneo e heterogêneo.

A B S T R A C T

This work describes the calculation method used for the neutronic design of the "CAPITU" subcritical assembly. It is a cylindrical aluminium tank filled with D_2O as moderator and fueled with UO_2 bundles; the tank rests on a graphite pedestal where is the external source.

The calculation of the fast and thermal absolute fluxes is done by the two-group, two regions diffusion theory. The effective multiplication factor is calculated by the homogeneous and heterogeneous methods.

AGRADECIMENTOS

A realização deste trabalho somente foi possível em virtude da solidariedade e interesse de várias pessoas as quais tenho a obrigação e satisfação de mencionar.

O Professor Milton Campos, Diretor do Instituto de Pesquisas Radioativas, pelo seu apoio e incentivo que sempre nos dispensou;

O Engenheiro Witold P.S. Lepecki, ex-Chefe da Divisão de Reatores do IPR, que nos convidou para participar do "Projeto CAPITU";

O Professor Carlos M.M. Dale, atual Chefe da Divisão de Reatores do IPR, que traduziu em Fortran o programa de cálculo dos parâmetros do reticulado; que sempre incentivou e apoiou nosso trabalho e que, enfim, sempre foi um "chefe bom";

Aos Engenheiros Carlos W. Urban, Firmino Fiuza, Ricardo B. Pinheiro, Edison Andrade, Luiz A. Queiroz, Virgílio Matos e Wagner Sacco pelas discussões e auxílios inestimáveis que forneceram;

As Senhoritas Neide Barra Reis e Yêda Maria Rodrigues, pela paciência e excelente trabalho da datilografia das muitas minutas e do presente trabalho.

À minha espôsa,
Aos meus filhos.

Í N D I C E

<u>CAPÍTULO</u>	<u>ASSUNTO</u>	<u>PÁGINA</u>
1	Introdução	1
2	A "CAPITU" e suas dimensões	3
3	O combustível	6
4	Parâmetros do reticulado	13
5	Grafita	38
6	Fluxos absolutos	42
7	Fator de multiplicação efetivo	50
8	Método heterogêneo	54
 <u>APÊNDICE</u>		
A	71
B	78
C	Listagem do programa "PARAM" - Cálculo dos parâmetros do reticulado	85
D	Listagem do programa "DENS" - Cálculo da densidade de moderação na grafita	86
E	Listagem do programa "FLUXO" - Cálculo dos fluxos rápido e térmico	87
F	Listagem do programa "KEFF" - Cálculo do fator de multiplicação efetivo (método homogêneo)	88
G	Listagem do programa "EKTOR" - Cálculo do fator de multiplicação efetivo (método heterogêneo)	89
	Bibliografia	90

C A P Í T U L O 1

1. INTRODUÇÃO

1.1. Dentro do programa de trabalho elaborado pelos componentes do Grupo do Tório, do Instituto de Pesquisas Radioativas, constava o projeto e a montagem de um conjunto subcrítico moderado com água pesada e utilizando o óxido de urânio natural como combustível.

1.2. Os elementos do Grupo do Tório tinham elaborado um formulário de cálculo para reatores do tipo água pesada-urânio-tório, tendo em vista a nossa potencialidade quanto à utilização do tório e uma variação (em fase preliminar) água pesada - urânio natural. Porém, os dados experimentais relativos a combustíveis contendo tório eram, e são ainda hoje, bastante escassos. Então, tornava-se necessário fazer-se uma comparação dos métodos de cálculo usados para certos parâmetros com resultados experimentais para que se pudesse constatar a validade, dentro da necessária precisão, desses cálculos teóricos. ©

1.3. A obtenção desses dados experimentais poderia ser feita em montagens críticas ou subcríticas e, posteriormente, constatados em condições reais em um protótipo. Como a nossa experiência com os pro

2.

blemas relacionados à utilização da água pesada em instalações nucleares era nula, partir para a construção de um protótipo seria temerário. Por outro lado, uma montagem subcrítica é muito mais econômica que uma crítica (M1), além de ser o primeiro elo natural na corrente do desenvolvimento de uma tecnologia.

Estes motivos, essencialmente, determinaram a construção da subcrítica.

1.4. O presente trabalho nasceu da necessidade dos cálculos paramétricos, dentro do campo da física de neutrons, para a fixação das dimensões ótimas da instalação de acordo com as nossas possibilidades tecnológicas e dos parâmetros a serem medidos. Para a realização desses cálculos, duas possibilidades surgiram: (a) usar programas de computador já desenvolvidos; (b) fazer nossos próprios programas de cálculo. A primeira hipótese foi imediatamente relegada tendo em vista que os códigos de computador que, eventualmente, poderiam ser utilizados eram, e são, para computadores de muito maior porte que o IBM-1130, 8K, então disponível. Assim, entre a adaptação de códigos importados e o desenvolvimento dos nossos próprios códigos, optamos pela última hipótese. É, pois, nesse contexto que se desenvolve o trabalho a seguir, ressaltando-se que procuramos aqui reduzir ao mínimo possível a reprodução de cálculos e gráficos realizados no decorrer do projeto e apresentando apenas casos verdadeiramente típicos.

C A P Í T U L O 2

2. A CAPITU E SUAS DIMENSÕES

2.1. Uma montagem subcrítica é, essencialmente, um arranjo de material físsil tal que as reações de fissão em cadeia só podem ser mantidas em estado estacionário com o auxílio de uma fonte externa de neutrons.

Se o estado estacionário é obtido por fissões provocadas por neutrons rápidos, a subcrítica é "rápida". Porém se, no arranjo de material físsil for introduzido um meio moderador, a maioria das fissões são provocadas por neutrons térmicos e a subcrítica é "térmica".

2.2. A concepção inicial da subcrítica, que recebeu o nome de "CAPITU"* era: um tanque cilíndrico (eixo vertical) de raio R_0 e altura H_0 , contendo o moderador (água pesada) e o combustível (óxido de urânio natural em feixes de barras revestidas), estando o tanque apoiado em um bloco de grafita de mesmo raio que o tanque e de altura h_0 , onde se localizariam as fontes de neutrons.

(Tratava-se, portanto, de uma subcrítica térmica).

* Conjunto Água Pesada I Tório-Urânio.

4.

2.3. Para a fixação das dimensões, foram adotados os seguintes critérios:

- a) as dimensões do tanque experimental (o tanque cilíndrico que recebe o moderador e o combustível), devem ser tais que a própria geometria obtida garanta a subcriticalidade;
- b) tanto radialmente, como axialmente, as dimensões úteis para as medidas de fluxo devem ser tais que não sacrifiquem a necessária precisão dos resultados.

2.4. A condição para que o meio combustível-moderador seja subcrítico é que o laplaciano ("buckling") geométrico (B_g^2) seja maior que o laplaciano material (B_m^2). Como o laplaciano geométrico é a soma dos laplacianos radial e axial, para se ter assegurada a subcriticalidade, basta que o laplaciano radial seja maior que o material.

Para os conjuntos UO_2/D_2O , o laplaciano material máximo (T_1) é da ordem de $6,6 \text{ m}^{-2}$. Tomando-o igual ao laplaciano radial, ele corresponde a um raio de 94 cm.

Nessas condições, fixou-se o raio em 90 cm, correspondendo a um laplaciano radial de $7,1 \text{ m}^{-2}$ sendo 7,6% maior que o laplaciano material máximo.

2.5. Uma vez estabelecido o raio máximo, a fixação da altura estaria condicionada a um estudo de otimização que implicaria na definição do "status" ótimo. Desta definição surgiria a melhor altura e o melhor raio. Estando a melhor altura escolhida, restaria o fato de

4.

2.3. Para a fixação das dimensões, foram adotados os seguintes critérios:

- a) as dimensões do tanque experimental (o tanque cilíndrico que recebe o moderador e o combustível), devem ser tais que a própria geometria obtida garanta a subcriticalidade;
- b) tanto radialmente, como axialmente, as dimensões úteis para as medidas de fluxo devem ser tais que não sacrifiquem a necessária precisão dos resultados.

2.4. A condição para que o meio combustível-moderador seja subcrítico é que o laplaciano ("buckling") geométrico (B_g^2) seja maior que o laplaciano material (B_m^2). Como o laplaciano geométrico é a soma dos laplacianos radial e axial, para se ter assegurada a subcriticalidade, basta que o laplaciano radial seja maior que o material.

Para os conjuntos UO_2/D_2O , o laplaciano material máximo (T_1) é da ordem de $6,6 \text{ m}^{-2}$. Tomando-o igual ao laplaciano radial, ele corresponde a um raio de 94 cm.

Nessas condições, fixou-se o raio em 90 cm, correspondendo a um laplaciano radial de $7,1 \text{ m}^{-2}$ sendo 7,6% maior que o laplaciano material máximo.

2.5. Uma vez estabelecido o raio máximo, a fixação da altura estaria condicionada a um estudo de otimização que implicaria na definição do "status" ótimo. Desta definição surgiria a melhor altura e o melhor raio. Estando a melhor altura escolhida, restaria o fato de

se fabricar o combustível. A curto prazo, a fabricação do combustível, no Brasil, seria impossível. Então, levando em consideração:

(a) que tanto o C.E.A. (Commissariat à l'Energie Atomique) da França e a U.S.A.E.C. (United States Atomic Energy Commission) revelaram a possibilidade de se usar combustíveis de suas propriedades (G1); (b) que a altura desses elementos combustíveis era suficientemente adequada de modo a se obter uma razoável zona útil de medidas e permitindo a sua substituição por combustível de fabricação nacional que viesse a ser fabricado posteriormente sem o menor sacrifício com relação a precisão de medidas a serem realizadas; (c) que a montagem teria uma versatilidade de modo acomodar o estudo de uma grande variedade de combustíveis; resolveu-se manter o raio de 900 mm e fixar-se a altura em 2200 mm para os cálculos preliminares.

6.

C A P Í T U L O 3

3. COMBUSTÍVEL

3.1. Nesse capítulo, as características do combustível são descritas de modo a se poder analisar os tipos de reticulados possíveis de serem executados e, conseqüentemente, obter:

- (a) número de varetas por feixe, espaçamento entre varetas e feixes, disposição geométrica das varetas na constituição dos feixes e massa de combustível necessários para o estudo neutrônico;
- (b) além dos dados acima, o conhecimento do peso total e a distribuição dos feixes são necessários para o projeto mecânico.

3.2. A intenção inicial era que os elementos combustíveis fossem constituídos por feixes de 7, 12, 13, 19 e, possivelmente, 37 varetas em disposição hexagonal com um espaçamento, de revestimento a revestimento, de 2,0 mm como é mostrado na figura 3.1, de modo a se reconstituir reticulados já estudados para que se pudesse desenvolver as técnicas experimentais.

3.3. Tanto o combustível francês, que será designado OF (Oxide de

France), como o americano, designado SRL (Savannah River Laboratory) são constituídos por pastilhas de UO_2 , acondicionadas em tubos de alumínio, perfazendo-se as varetas. Suas características gerais estão apresentadas na tabela 3.1.

TABELA 3.1
Características da vareta

CARACTERÍSTICA	OF	SRL
densidade (g/cm^3)	9,85	10,4
comprimento total (cm)	201,00	182,88
diâmetro da pastilha (cm)	1,620	1,270
diâmetro interno do revestimento (cm)	1,700	1,287
diâmetro externo do revestimento (cm)	1,900	1,389
volume de combustível (cm^3/cm)	2,061	1,267
massa de combustível (g/cm)	20,30	13,18
volume de vazio (cm^3/cm)	0,2088	0,0355
volume de revestimento (g/cm)	0,5655	0,2136
massa de revestimento (g/cm)	1,527	0,5767
massa total linear (g/cm)	21,83	13,76
razão vazio/combustível	10,13%	2,80%
razão revestimento/combustível	27,44%	16,86%
razão combustível/volume total	72,70%	83,57%
razão vazio/volume total	7,36%	2,34%
razão revestimento/volume total	19,95%	14,09%
massa total de combustível (g)	4080	2410
massa total do revestimento (g)	306,9	105,5
massa total da vareta (g)	4387	2515

8.

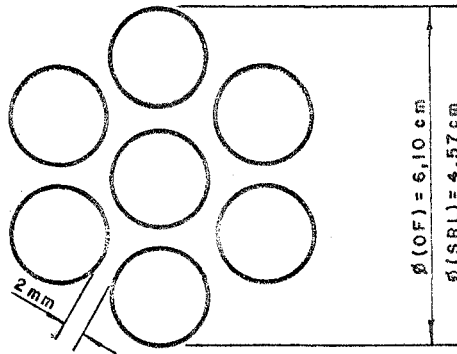
3.4. Reunindo-se as varetas conforme a disposição apresentada na figura 3.1 para a constituição de cada elemento combustível, êsse terá características reproduzidas na tabela 3.2.

TABELA 3.2

	Nº de varetas em cada elemento	7	12	13	19
COMBUSTÍVEL "OF"	Volume de combustível (cm ³ /cm)	14,42	24,73	26,79	39,16
	Massa de combustível (kg/cm)	0,1421	0,2436	0,2639	0,3857
	Volume de vazio (cm ³ /cm)	1,462	2,506	2,714	3,967
	Volume de revestimento (cm ³ /cm)	3,959	6,786	7,352	10,74
	Massa de revestimento (g/cm)	10,69	18,32	19,85	29,01
	Massa total linear (kg/cm)	0,1528	0,2620	0,2838	0,4148
	Massa total de combustível (kg)	28,56	48,96	53,04	77,52
	Massa total do revestimento (kg)	2,148	3,683	3,990	5,831
	Massa total do elemento (kg)	30,71	52,64	57,03	83,35
COMBUSTÍVEL "SRL"	Volume de combustível (cm ³ /cm)	8,869	15,20	16,47	24,07
	Massa de combustível (kg/cm)	0,0926	0,1582	0,1713	0,2504
	Volume de vazio (cm ³ /cm)	0,2485	0,4260	0,4615	0,6745
	Volume de revestimento (cm ³ /cm)	1,495	2,563	2,777	4,058
	Massa de revestimento (g/cm)	4,037	6,920	7,497	10,96
	Massa total linear (kg/cm)	0,0962	0,1651	0,1789	0,2614
	Massa total de combustível (kg)	16,87	28,92	31,33	45,79
	Massa total do revestimento (kg)	0,7385	1,266	1,371	2,004
	Massa total do elemento (kg)	17,60	30,18	32,69	47,78

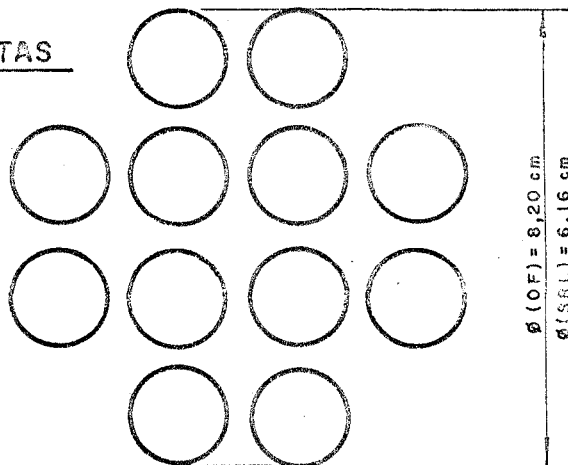
3.5. Os elementos serão dispostos no interior do tanque experimen-

7 VARETAS



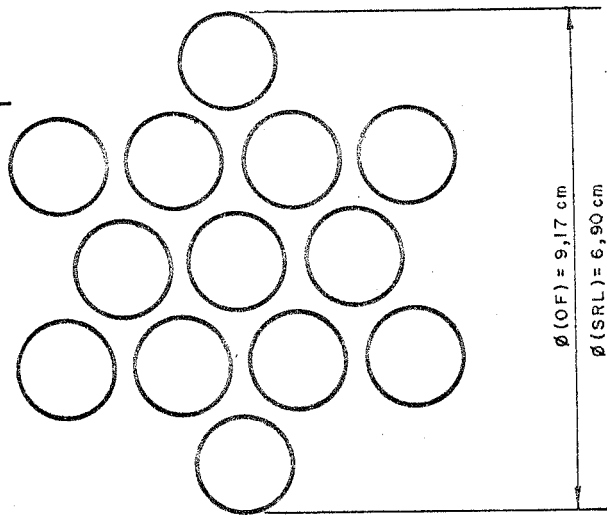
(FIG - 3.1a)

12 VARETAS



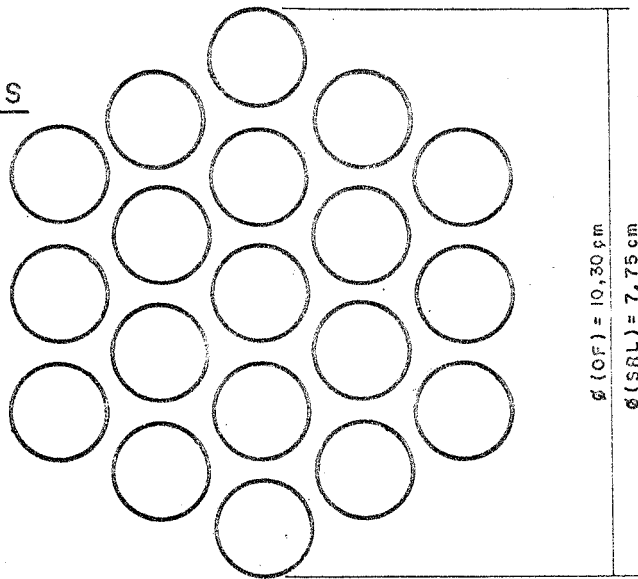
(FIG - 3.1b)

13 VARETAS



(FIG- 3.1 c)

19 VARETAS



(FIG- 3.1 d)

tal de modo a constituírem um reticulado hexagonal de passo p . Os diferentes valores do passo são escolhidos de modo a se obter uma relação moderador/combustível em torno da relação que fornece o laplaciano máximo que está compreendido entre 10 e 20 (T_1).

3.6. Os elementos combustíveis serão sustentados por um sistema de vigas horizontais, permanecendo em suas posições por gravidade. O sistema é particularmente interessante porque a disposição das vigas para um determinado tipo de reticulado (hexagonal, quadrado etc) independe do passo, ou seja, todos os passos podem ser obtidos sem mudar as posições das vigas e, assim, para a mudança do passo, os elementos combustíveis têm que efetuar apenas movimentos ao longo das vigas.

A figura 3.2 mostra as posições das vigas e a distribuição dos elementos combustíveis em $1/5$ do tanque experimental para passos de 13 cm a 27 cm com variação discreta de 2 cm. A tabela 3.3 fornece os ângulos das vigas com a viga base 1.

TABELA 3.3

VIGA	1	2	3	4	5
ÂNGULO	0°00'00"	7°35'21"	8°56'54"	10°53'36"	13°53'52"

VIGA	6	7	8	9
ÂNGULO	16°06'07"	19°06'24"	23°24'47"	25°17'06"

3.7. A tabela 3.4 fornece, para os diferentes passos, o número de elementos combustíveis (feixes) e de varetas necessários para o car-

10.

regamento da subcrítica. Devido às dimensões máximas dos elementos combustíveis, existe um passo mínimo possível para cada tipo (SRL ou OF).

TABELA 3.4

COMBUSTÍVEL SRL									
PASSO	13	15	17	19	21	23	25	27	
Nº ELEMENTOS	163	121	91	73	61	55	37	37	
Nº de VARETAS	7	1141	847	637	511	427	385	259	259
	12	1956	1452	1092	976	732	660	444	444
	13	x	1573	1183	949	793	715	481	481
	19	x	x	1729	1387	1159	1045	703	703

COMBUSTÍVEL OF									
PASSO	13	15	17	19	21	23	25	27	
Nº ELEMENTOS	163	121	91	73	61	55	37	37	
Nº de VARETAS	7	1141	847	637	511	427	385	259	259
	12	x	x	1092	876	732	660	444	444
	13	x	x	x	949	793	715	481	481
	19	x	x	x	x	1159	1045	703	703

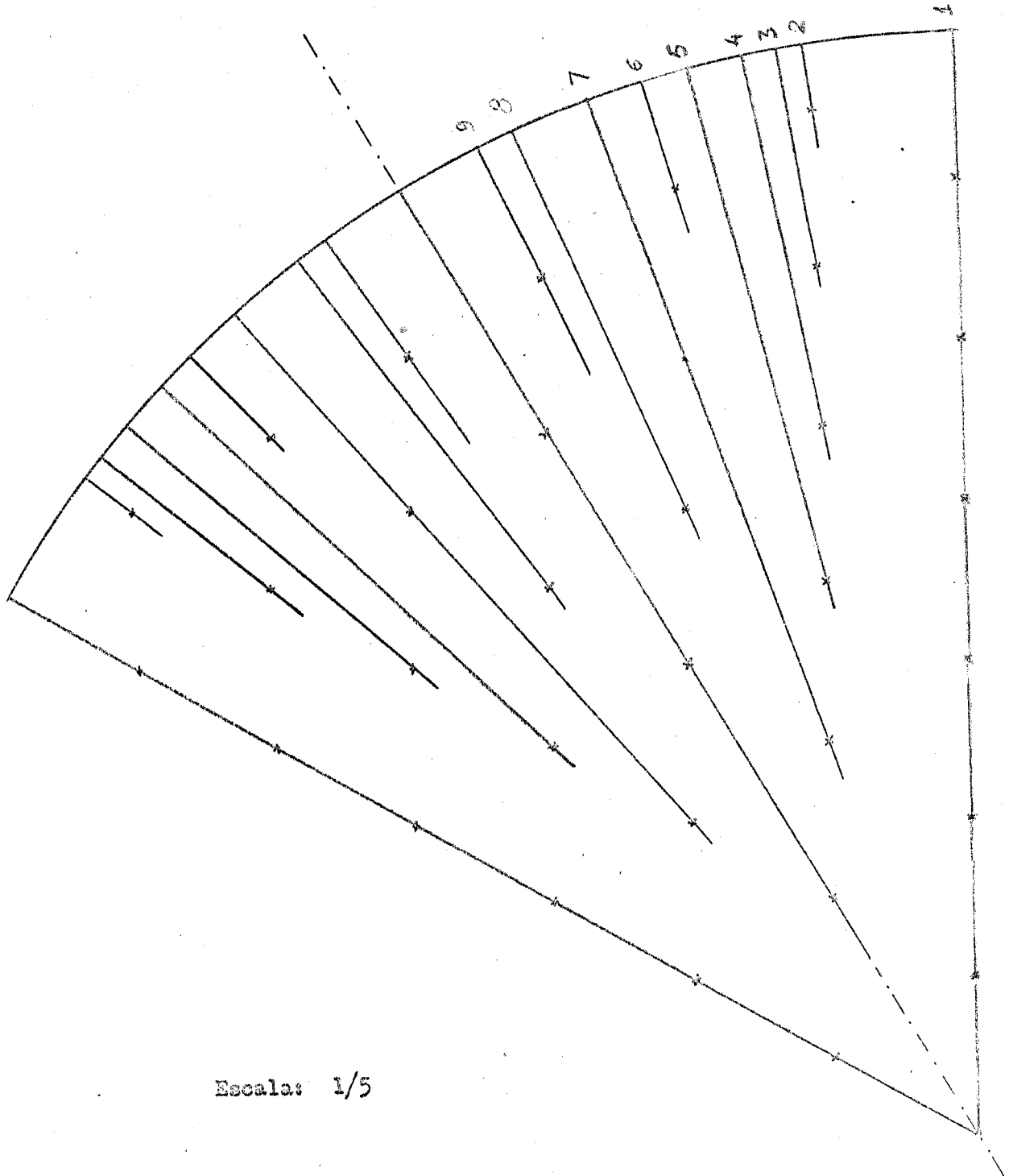
Porém, como o número de varetas disponíveis do combustível OF é de 476, os reticulados para certos passos só poderão ser obtidos parcialmente. Nesses casos surgem duas alternativas: (a) preencher o tanque parcialmente; (b) completá-lo com os elementos combustíveis SRL.

No primeiro caso, resultaria uma grande espessura de refletor radial que poderá causar dificuldades para a interpretação das medidas; no segundo caso, as experiências passariam a ser do tipo substituição com o combustível SRL usado como referência.

FIGURA 3.2

Disposição das vigas radiais para a sustentação dos elementos combustíveis.

Passo: 13 cm.



Escala: 1/5

3.8. Para os reticulados constituídos por elementos combustíveis de 7 a 19 varetas, a tabela 3.5 reproduz:

- coluna 1 - tipo do reticulado
- coluna 2 - volume de combustível por unidade de altura
- coluna 3 - espaço do combustível (volume por unidade de altura limitado pela superfície interior do revestimento)
- coluna 4 - volume do revestimento por unidade de altura
- coluna 5 - volume de moderador, interior ao feixe, por unidade de altura
- coluna 6 - volume total do moderador na célula por unidade de altura
- coluna 7 - relação volume de moderador/volume de combustível
- coluna 8 - relação volume de moderador/espaço de combustível
- coluna 9 - relação volume de revestimento/volume de combustível
- coluna 10 - relação volume de revestimento/espaço do combustível
- coluna 11 - laplaciano material teórico em μB ($1 \mu\text{B} = 10^{-6} \text{ cm}^{-2}$).

TABELA 3.5

COMBUSTÍVEL SRL										
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
SRL-7/13					135,7	15,31	14,89			622,2
/15					184,2	20,78	20,21			626,9
/17	8,86	9,12	1,49	4,09	239,7	27,03	26,29			584,3
/19					302,0	34,06	33,12	0,1686	0,1640	525,2
/21					371,3	41,87	40,72			463,5
/23					447,5	50,47	49,08			405,0
/25					530,6	59,84	58,20			349,7
SRL-19/17					221,5	9,202	8,949			452,7
/19					283,8	11,79	11,47			554,8
/21	24,0	24,7	4,05	12,2	353,1	14,67	14,27	0,1686	0,1640	587,2
/23					429,3	17,84	17,35			580,6
/25					512,5	21,29	20,71			542,0
/27					602,5	25,03	24,35			507,2
COMBUSTÍVEL OF										
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
OF-7/13					126,5	8,768	7,962			379,8
/15					175,0	12,13	11,01			531,6
/17					230,4	15,97	14,50			575,1
/19	14,4	15,8	3,95	6,41	292,8	20,20	18,43	0,2743	0,2491	564,9
/21					362,1	25,09	22,79			529,5
/23					438,3	30,38	27,58			483,8
/25					521,4	36,14	32,82			430,7
OF-19/21					328,1	7,607	8,376			383,7
/23					404,3	9,374	10,32			472,0
/25	39,1	43,1	10,7	18,7	487,4	11,30	12,44	0,2743	0,2491	488,9
/27					577,5	13,39	14,74			499,7

C A P Í T U L O 4

4. PARÂMETROS DO RETICULADO

4.1. Como a CAPITU, em sua primeira fase, usará o combustível francês OF, utilizado em Aquilon, procurou-se desenvolver um formulário de cálculo semelhante àquêle em que se basearam os franceses na interpretação de seus resultados experimentais. Procedendo o mesmo ajustamento de parâmetros, os resultados experimentais a serem obtidos na CAPITU serão diretamente comparáveis.

Como consequência, as técnicas experimentais poderão ser testadas. Uma vez aprovadas, poder-se-á passar ao ajustamento dos formulários de cálculo desenvolvidos na Divisão de Reatores do I.P.R..

4.2. Pela teoria de dois grupos de neutrons e com o formalismo dos quatro fatores, obtém-se

$$k_{\infty} = \eta p \epsilon f = (1 + L^2 B_m^2)(1 + L_s^2 B_m^2) \quad (4.2.1)$$

O laplaciano material B_m^2 é determinado experimentalmente e, estabelecendo-se um formulário de cálculo de L^2 , L_s^2 , ϵ e f , os parâmetros η e p poderão ser ajustados.

Da expressão (4.2.1) obtém-se:

14.

$$\ln \eta + \ln p = \ln \left[\frac{(1 + L^2 B_m^2)(1 + L_s^2 B_m^2)}{\epsilon f} \right] \quad (4.2.2)$$

A probabilidade de escape à ressonância pode ser definida em função da integral de ressonância:

$$p = \exp \left[- \frac{V_u}{V_m} \cdot \frac{I_{\text{eff}}}{\xi \Sigma_s} \right] \quad (4.2.3)$$

Levando-se (4.2.3) em (4.2.2) obtém-se:

$$\ln \frac{(1 + L^2 B_m^2)(1 + L_s^2 B_m^2)}{\epsilon f} = - \frac{V_u}{V_m \xi \Sigma_s} I_{\text{eff}} + \ln \eta \quad (4.2.4)$$

Do gráfico do primeiro membro de (4.2.4) em função de $\frac{V_u}{V_m \xi \Sigma_s}$, pode-se tirar I_{eff} e η .

4.3. Isto é verdade se η e I_{eff} forem independentes do passo do reticulado. Realmente, isso corresponde, em primeira aproximação, à realidade: I_{eff} é função da relação superfície/massa do elemento combustível; η é função da relação entre as secções de choque de captura do U^{25} e do U^{28} . Ambas caem com $1/E$, de modo que a relação entre elas varia muito pouco com o passo, para reticulados bem moderados e, evidentemente, à temperatura constante.

Cálculo do Fator de Fissão Rápida

4.4. Para o cálculo de ξ , adota-se o modelo de Spinrad, que relaciona ξ com os neutrons de fissão que são produzidos numa barra de combustível e que dela saem pela primeira vez. O método B.M. (L2) é usa

do no cálculo de ξ .

Os neutrons de fissão são divididos em dois grupos: grupo 1, acima do limiar de fissão; grupo 2, abaixo do limiar de fissão.

O limiar de fissão é tomado como 1,4 MeV e o espectro de fissão é normalizado e dado por (L1)

$$\chi(E) = 0,453 \exp(-1,036E) \operatorname{sen}^2 \sqrt{2,29E}$$

Dê-se modo, a proporção m de neutrons que nascem acima do limiar de fissão é:

$$m = \int_{1,4}^{\infty} \chi(E) dE = 0,561 \quad (4.4.1)$$

O número médio ν de neutrons produzidos por fissão rápida é $\nu = 2,51$ (G1).

4.5. O diagrama da fig. 4.5.1 relata a história dos neutrons dentro de uma barra de combustível. Cada nó representa uma "população" de neutrons capazes de darem origem a um mesmo grupo de fenômenos. Cada "ramo dirigido" $i-j$ representa a probabilidade de passagem da "população" x_i à população x_j .

Define-se ainda:

p_1^t - probabilidade elementar de choque, no 1º grupo;

p_2^t - probabilidade elementar de choque, no 2º grupo;

$e = \frac{\Sigma_{11}^t}{\Sigma_1^t}$ - probabilidade elementar de difusão no 1º grupo, condicionada a p_1^t ;

16.

$$f = \frac{\Sigma_1^f}{\Sigma_1^t} \quad - \text{idem, de fissão, idem;}$$

$$i = \frac{\Sigma_1^i}{\Sigma_1^t} \quad - \text{idem, de transferência do 1º para o 2º grupo, idem;}$$

$$c = \frac{\Sigma_1^c}{\Sigma_1^t} \quad - \text{idem, de captura, idem;}$$

$$C_2 = \frac{\Sigma_2^c}{\Sigma_2^t} \quad - \text{probabilidade elementar de captura no 2º grupo, condi-} \\ \text{cionada a } p_2^t.$$

Através do diagrama, faz-se o balanço neutrônico no interior da barra. No diagrama existem 5 nós e, portanto, 5 incógnitas. Estas incógnitas serão determinadas estabelecendo-se as 5 equações de balanço relativas a cada nó, em regime estacionário.

Assim,

Nó	Equações de balanço *
1	$x_1 = 1 + f \nu x_3$
2	$x_2 = mx_1 + e x_3$
3	$x_3 = p_1^t x_2$
4	$x_4 = (1 - m) x_1 + (1 - c_2) x_5 + i x_3$
5	$x_5 = p_2^t x_4$

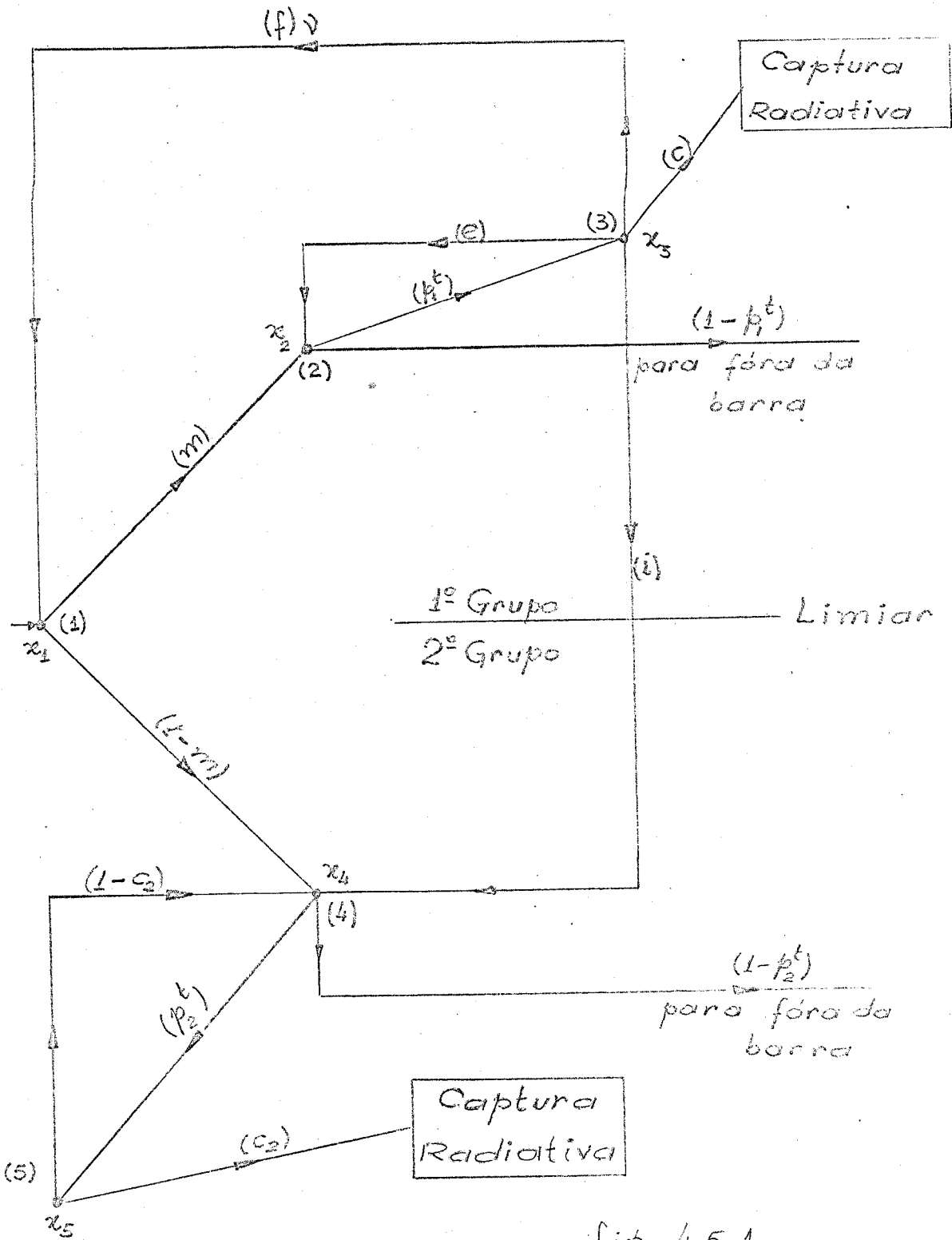


fig. 4.5.1

Tendo em conta o diagrama de balanço e a definição de ξ :

$$\xi = (1 - p_1^t) x_2 + (1 - p_2^t) x_4$$

Donde:

$$\xi - 1 = \frac{m[(v-1)f - c] p_1^t - \gamma \{1 - m - [e(1-m) - mi] p_1^t\}}{1 - (e + m \nu f) p_1^t} \quad (4.5.1)$$

sendo que:

$$\gamma = \frac{c_2 p_2^t}{1 - (1 - c_2) p_2^t} \quad (4.5.2)$$

é igual à probabilidade de captura no 2º grupo.

As probabilidades de choque, dentro da barra, acima e abaixo do limiar de fissão (P_1), para barra cilíndrica, é função da secção de choque total do combustível e do raio da barra, isto é:

$$\text{sendo: } f(x) = \frac{x}{x + 0,67} + 0,032 x - 0,04$$

A probabilidade \mathcal{P} de que o neutrón sofra uma colisão inelástica no combustível é:

$$\mathcal{P} = (1 - \gamma) \frac{mi p_1^t}{1 - e p_1^t} \quad (4.5.3)$$

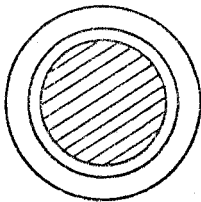
As secções de choque usadas no cálculo de ξ são (G1):

$$\sigma_1^f = 0,532 \text{ b}; \quad \sigma_1^c = 0,05 \text{ b}; \quad \sigma_{11} = 4,62 \text{ b};$$

$$\sigma_{12} = 2,10 \text{ b}; \quad \sigma_1^t = 7,30 \text{ b}; \quad \sigma_2^c = 0,14 \text{ b}; \quad \sigma_2^t = 7,95 \text{ b}.$$

①

4.6. Para o caso de feixe de varetas, o feixe é homogeneizado dentro de um contôrnio (elástica) que tangencia as pastilhas de combustível (figs. 4.6.1 e 4.6.2).



a_0 - raio da pastilha
 c_0 - raio interno do revestimento
 c'_0 - raio externo do revestimento

fig. 4.6.1

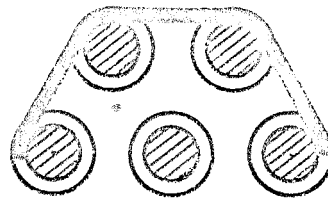


fig. 4.6.2

Chamando V_b^1 à área (volume por unidade de altura) da barra homogeneizada e de V_u^1 , V_{mi}^1 , e V_r^1 às áreas de urânio, moderador

e revestimento no interior da elástica, as secções de choque macroscópicas médias, acima e abaixo do limiar são:

$$\Sigma_1 = \frac{V_u^1 \Sigma_{1u} + V_{mi}^1 \Sigma_{1m} + V_n^1 \Sigma_{1n}}{V_b^1} \quad (4.6.1a)$$

$$\Sigma_2 = \frac{V_u^1 \Sigma_{2u} + V_{mi}^1 \Sigma_{2m} + V_n^1 \Sigma_{2n}}{V_b^1} \quad (4.6.1b)$$

Como p_1^t e p_2^t são as probabilidades de choque dos neutrons nascidos no interior da barra com átomos de urânio da própria barra, quando se faz a homogeneização, elas devem ser corrigidas.

A probabilidade de choque com átomos de urânio é proporcional a $V_u^1 \Sigma_{1u}$; para a barra homogeneizada ela é proporcional a $V_b^1 \Sigma_1$. Logo, as probabilidades de colisão com átomos de urânio no interior da barra homogeneizada, acima e abaixo do limiar, devem ser corrigidas pelos fatores:

$$\beta_1 = \frac{V_u^1 \Sigma_{1u}}{V_b^1 \Sigma_1} \quad \text{e} \quad \beta_2 = \frac{V_u^1 \Sigma_{2u}}{V_b^1 \Sigma_2} \quad (4.6.2)$$

Por outro lado, como na expressão de \mathcal{E} aparecem as secções de choque elástico, inelástico e captura relativas à secção de choque total do urânio e, ainda, tem-se que considerar as colisões com êsses materiais.

Assim, a probabilidade de choques elásticos no interior da

20.

barra será aumentada de um fator:

$$\beta_e = \frac{V_{mi}^1 \Sigma_{ime} + V_n^1 \Sigma_{ine}}{V_u^1 \Sigma_{iu}} \quad (4.6.3)$$

e a de choques inelásticos, por:

$$\beta_i = \frac{V_{mi}^1 \Sigma_{imi} + V_n^1 \Sigma_{ini}}{V_u^1 \Sigma_{iu}} \quad (4.6.4)$$

A correção devida à captura do moderador e do revestimento é desprezada.

Sendo o alumínio usado como revestimento e tendo em vista a baixa população de neutrons de alta energia, os choques inelásticos no revestimento podem ser desprezados.

4.7. Como o combustível da CAPITU é constituído por óxido de urânio (UO_2), tem-se que levar em conta a presença do oxigênio. Para isto, basta multiplicar os volumes de urânio que apareçam nas expressões, pelo termo corretivo:

$$\delta = \frac{\text{densidade do óxido}}{\text{densidade do U metálico}} \times \frac{238}{270} \quad (4.7.1)$$

e nas expressões β_e e β_i , acrescentar no numerador os fatores $V_u^1 \delta \Sigma_{iwe}$ e $V_u^1 \delta \Sigma_{iwi}$, onde Σ_w são secções de choque do oxigênio.

Com estas correções tem-se:

$$\epsilon - 1 = \frac{m[(v-1)f-c]\beta_1 p_1^t - \gamma \{1-m - [e(1-m) - mi + (1-m)\beta_e - m\beta_i] \beta_1 p_1^t\}}{1 - (e + mvf + \beta_e) \beta_1 p_1^t} \quad (4.7.2)$$

Substituindo as secções de choque em (4.7.2) obtém-se:

$$\epsilon - 1 = \frac{0,0579 \beta_1 p_1^t + \gamma [0,439 - (0,116 + 0,439 \beta_e - 0,561 \beta_i)] \beta_1 p_1^t}{1 - (0,736 + \beta_e) \beta_1 p_1^t} \quad (4.7.3)$$

Para se obter as secções de choque médias, toma-se a densidade do urânio metálico igual a $18,9 \text{ g/cm}^3$ donde:

$$\sum_{1u} = 0,349 \text{ cm}^{-1} \quad \text{e} \quad \sum_{2u} = 0,380 \text{ cm}^{-1}$$

Para D_2O :

$$\sum_{1m} = 0,226 \text{ cm}^{-1}; \quad \sum_{2m} = 0,337 \text{ cm}^{-1};$$

$$\sum_{ime} = 0,138 \text{ cm}^{-1}; \quad \sum_{imi} = 0,088 \text{ cm}^{-1}$$

Para o Al:

$$\sum_{1r} = 0,150 \text{ cm}^{-1}; \quad \sum_{2r} = 0,216 \text{ cm}^{-1}$$

Para o oxigênio:

$$\sum_{1w} = 0,210 \text{ cm}^{-1}; \quad \sum_{2w} = 0,482;$$

$$\sum_{1wi} = 0,019 \text{ cm}^{-1}; \quad \sum_{1we} = 0,191 \text{ cm}^{-1}.$$

22.

Os valores obtidos para ϵ , em vários tipos de feixes, figuram na tabela 4.1.

Cálculo do Fator de Utilização Térmica

4.8. O fator de utilização térmica é definido como a relação entre o número de neutrons térmicos capturados no combustível e o número total de neutrons térmicos capturados na célula. Então $\frac{1}{f} - 1$ representa a relação entre o número de neutrons térmicos capturados por todos os materiais no interior da célula, exceto o combustível, e o número de neutrons térmicos capturados pelo combustível.

O método de cálculo utilizado para f é o de Amoyal e Benoist (A1).

Considerando uma célula cilíndrica composta de uma barra de urânio de raio a , envolvida por um vazio anular de espessura $c - a$ e de um moderador de raio externo b (fig. 4.8.1), e chamando de:

V_u = área de urânio na célula;

V_{me} = área de moderador na célula;

F_m = relação entre o fluxo médio no moderador ($\bar{\Phi}_m$) para o fluxo médio no combustível ($\bar{\Phi}_u$)

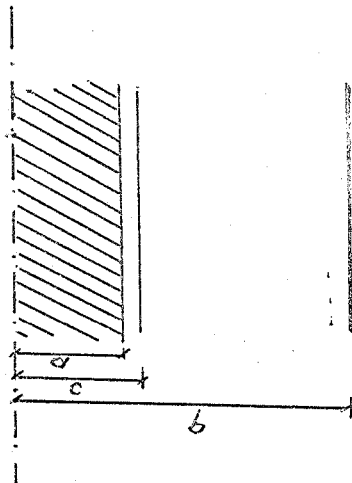


Fig. 4.8.1

$$\left(\frac{1}{f} - 1\right) \cdot \frac{V_w \sum_{uc}}{V_{me} \sum_{mc}} = \frac{\bar{\Phi}_m}{\bar{\Phi}_u} = F_m \quad (4.8.1)$$

e, diretamente de (A1):

$$F_m = F + a \sum_{uc} \left(1 - \frac{a}{c}\right) + 3 \sum_{me} \sum_{mc} b^2 C \frac{V_w \sum_{uc}}{V_{me} \sum_{mc}} + \frac{b^2 - c^2}{c} \sum_{mc} \left(\frac{3}{2}\lambda - 1\right) \frac{V_w \sum_{uc}}{V_{me} \sum_{mc}}$$

sendo F a relação entre o fluxo na periferia da barra para o fluxo médio no urânio, sendo C dado por:

$$C = \frac{1}{2} \left[\frac{b^2/c^2}{b^2/c^2 - 1} \ln \frac{b}{c} - \frac{3}{4} + \frac{1}{4 b^2/c^2} \right]$$

e λ é comprimento de extrapolação.

Por outro lado, em se tratando de feixe, a captura no urânio deve ser substituída pela captura total no interior do feixe. Chamando de F' e F'' às relações entre os fluxos médios no revestimento e no moderador (interno ao feixe) e o fluxo médio no urânio; de F à relação entre o fluxo médio em todo o feixe e o do urânio e de V_b à área do feixe homogeneizado:

$$V_u \Sigma_{uc} \longrightarrow V_u \Sigma_{uc} (1 + R_r + R_{mi})$$

onde R_r e R_{mi} são as relações das capturas no revestimento e no moderador e as do urânio.

$$\text{Como } a = \sqrt{\frac{V_u}{\pi}} \quad \text{e} \quad c = \sqrt{\frac{V_b}{\pi}}$$

e observando que $a/c \sim 1$, obtém-se para F'_m :

$$F'_m = F + a \Sigma_{uc} (1 + R_r + R_{mi}) \left[\frac{3a \pi b^2}{V_{mc}} C \Sigma_{mt} + \frac{c}{c} \left(\frac{3}{2} \lambda - 1 \right) \right] \quad (4.8.2)$$

Desprezando a captura do moderador no interior do feixe, a expressão 4.8.2 se reduz à de Girard et al (G1).

Para o cálculo de F e F' as secções de choque médias de captura e de difusão no interior do feixe homogeneizado são ponderadas em relação aos volumes, isto é:

$$\Sigma_c = \frac{V_u \Sigma_{uc} + V_r \Sigma_{rc} + V_{mi} \Sigma_{mc}}{V_b} \quad (4.8.3a)$$

$$\Sigma_s = \frac{V_u \Sigma_{us} + V_r \Sigma_{rs} + V_{mi} \Sigma_{ms}}{V_b} \quad (4.8.3b)$$

A elástica de homogeneização é semelhante à fissão rápida, porém tangenciando o revestimento das varetas externas do feixe.

A relação do fluxo na periferia do feixe homogeneizado para o fluxo médio no urânio é dado (A1) por:

$$F = 1 + A \frac{\Sigma_c}{\Sigma} \left[1 + \alpha \frac{\Sigma_s}{\Sigma} + \beta \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma} \right)^2 \right] \quad (4.8.4)$$

onde A, α e β são funções de $a\Sigma = a(\Sigma_c + \Sigma_s)$. Os valores de A são tabelados e α , β são obtidos por curvas em (A1).

A relação de fluxo F' é obtida considerando-se uma vareta isolada e desprezando-se as correções de 2ª e 3ª ordem, isto é:

$$F' = 1 + A \frac{\Sigma_{uc}}{\Sigma} \quad (4.8.5)$$

Quanto ao moderador no interior do feixe o aumento do fluxo é suposto (G1) ser duas vezes o calculado para o revestimento:

$$2(\bar{\Phi}_n - \bar{\Phi}_u) = \bar{\Phi}_m - \bar{\Phi}_u$$

ou

$$F'' = 2F' - 1 \quad (4.8.6)$$

4.9. Tendo em vista a definição de f, tem-se:

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{V_n \Sigma_{nc} \bar{\Phi}_n + V_{mi} \Sigma_{mc} \bar{\Phi}_{mi} + V_{me} \Sigma_{mc} \bar{\Phi}_{me}}{V_u \Sigma_{uc} \bar{\Phi}_u}$$

substituindo os valores dados pelas expressões (4.8.2, 5 e 6), virá:

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{V_n \sum_{nc}}{V_u \sum_{uc}} F' + \frac{\sum_{mc}}{\sum_{uc}} \left[\frac{V_{mi}}{V_u} (2F' - 1) + \frac{V_{me}}{V_u} F_m \right] \quad (4.8.7)$$

As secções de choque usadas no cálculo de f , foram (em cm^{-1}):

$$\begin{array}{lll} \sum_{uc} = 0,321 \text{ cm}^{-1} & \sum_{mc} = 0,710 \times 10^{-4} & \sum_{rc} = 0,0137 \text{ cm}^{-1} \\ \sum_{wc} = 0 \text{ cm}^{-1} & \sum_{us} = 0,399 \text{ cm}^{-1} & \sum_{ms} = 0,466 \text{ cm}^{-1} \\ \sum_{rs} = 0,084 \text{ cm}^{-1} & \sum_{ws} = 0,404 \text{ cm}^{-1} & \sum_{mt} = 0,401 \text{ cm}^{-1} \end{array}$$

Na tabela 4.1 se encontram os valores de f calculados para reticulados hexagonais de diferentes passos p . O raio da célula cilíndrica equivalente sendo dado por:

$$b = p/\sqrt{\pi} \quad (\text{célula quadrada})$$

$$b = p\sqrt{\frac{\sqrt{3}}{2\pi}} \quad (\text{célula hexagonal})$$

Cálculo da Área de Difusão

4.10. A área de difusão pode ser posta sob a forma:

$$L^2 = \frac{\bar{D}_2}{\bar{\Sigma}} \quad \text{onde} \quad \bar{D}_2 = \frac{\bar{l}}{3}$$

desde que a secção de choque média de captura e o livre percurso médio sejam obtidos por ponderação no volume e no fluxo.

Para a secção de choque obtém-se:

$$f V_t \bar{\Phi}_t \bar{\Sigma} = \sum_{uc} V_u \bar{\Phi}_u$$

onde V_t é o volume da célula e $\bar{\Phi}_t$ o fluxo médio em toda ela, e, então:

$$\bar{\Sigma} = \frac{1}{f} \cdot \frac{V_u \sum_{uc} \bar{\Phi}_u}{V_t \left[(V_u \bar{\Phi}_u + V_n \bar{\Phi}_n + V_{mi} \bar{\Phi}_{mi} + V_{me} \bar{\Phi}_{me}) / V_t \right]}$$

Admitindo, como anteriormente, que o acréscimo do fluxo no moderador, interior ao feixe, seja duas vezes maior que no revestimento, tem-se:

$$\bar{\Sigma} = \frac{1}{f} \cdot \frac{V_u \sum_{uc}}{V_b + (F'-1)(2V_{mi} + V_n) + V_{me} F_m} \quad (4.10.1)$$

Quanto ao livre percurso médio, êle pode ser obtido considerando: (a) desprezando a presença do alumínio (pequeno volume); (b) para o urânio (elemento pesado) pode-se tomar o inverso de sua secção de choque macroscópica total; (c) para o moderador, o inverso da secção de choque de transporte. ©

Donde:

$$\bar{\Phi}_t (V_u + V_m) \bar{l} = \bar{\Phi}_u V_u l_u + \bar{\Phi}_m V_m l_m$$

ou

$$\bar{l} = \frac{V_u \bar{\Phi}_u l_u + V_m \bar{\Phi}_m l_m}{(V_u + V_m) \frac{V_u \bar{\Phi}_u + V_m \bar{\Phi}_m}{V_t}}$$

logo:

28.

$$\bar{l} = \frac{V_t}{(V_u + V_m)(V_u + V_m F_m)} \left[\frac{V_u}{(\Sigma_{\mu c} + \Sigma_{\mu s})} + \frac{V_m F_m}{\Sigma_{mt}} \right] \quad (4.10.2)$$

Assim, a área de difusão será obtida de:

$$L^2 = \frac{f \bar{l}}{3V_u \Sigma_{\mu c}} \left[V_b + (F' - 1)(2V_{mi} + V_n) + V_{me} F_m \right] \quad (4.10.3)$$

Cálculo da Área de Moderação

4.11. A área de moderação pode ser obtida através das seguintes considerações: os neutrons, ao nascerem, podem sair da barra sem sofrer colisão. Então: chamando de L_m^2 à idade, no moderador, dos neutrons de fissão que saem da barra sem sofrer colisão inelástica; de L_u^2 à idade, no moderador, daqueles neutrons que sofreram uma colisão inelástica no combustível e de \mathcal{P} à probabilidade de colisão inelástica, a área de moderação seria:

$$L_s^2 = L_m^2 (1 - \mathcal{P}) + L_u^2 \mathcal{P}$$

Porém, havendo na célula outros moderadores, a idade deve ser corrigida, pois o poder de moderação e o coeficiente de difusão do moderador ficam reduzidos de:

$$M = \frac{(\xi \Sigma_s)_m}{D_{lm}} \cdot \frac{\sum_i V_i}{\sum_i V_i (\xi \Sigma_s)_i} \cdot \frac{\sum_i V_i}{\sum_i V_i / D_i}$$

e a área de moderação passa a:

$$L_s^2 = [L_m^2 (1 - \mathcal{P}) + L_u^2 \mathcal{P}] \cdot M \quad (4.11.1)$$

4.12. Considerando: (a) que o poder de moderação do urânio e do alumínio são, praticamente, nulos; (b) que os coeficientes de difusão da água pesada e do urânio são praticamente iguais e (c) a presença do alumínio pode ser desprezada; a expressão (4.11.1) se torna:

$$L_s^2 = \left[L_m^2 (1 - \mathcal{P}) + L_u^2 \mathcal{P} \right] \frac{V_t^2}{V_m (V_u + V_m)} \quad (4.12.1)$$

Para as idades dos neutrons no moderador foram tomados os valores: $L_m^2 = 120 \text{ cm}^2$ e $L_u^2 = 72 \text{ cm}^2$ (G1).

A probabilidade de colisão inelástica no combustível é dada pela expressão (4.5.3), donde:

$$L_s^2 = \left[120 - 48(1 - \gamma) \frac{0,161 \beta_1 p_1^t}{1 - (0,633 + \beta_2) \beta_1 p_1^t} \right] \frac{V_t^2}{V_m (V_u + V_m)} \quad (4.12.2)$$

sendo:

$$\gamma = \frac{0,00176 \beta_1 p_1^t}{1 - (1 - 0,00176 \beta_1) p_2^t}$$

30.

4.13. O coeficiente de difusão do grupo rápido é:

$$\bar{D}_1 = \frac{1}{3 \sum_{en}} = \frac{1}{3} \cdot \frac{V_t}{\sum_{ut} V_u + \sum_{mt} V_m + \sum_{nt} V_n}$$

que, com as hipóteses acima se torna:

$$\bar{D}_1 = \frac{V_t}{V_u + V_m} \cdot \frac{1}{3 \sum_{mt}} = 1,20 \frac{V_t}{V_u + V_m} \quad (4.13.1)$$

①

A secção de choque de transferência do 1º para o 2º grupo é obtida por:

$$\bar{\Sigma}_1 = \frac{\bar{D}_1}{L_s^2} \quad (4.13.2)$$

Na tabela 4.1 constam os valores da área de moderação e secções de choque para diversos reticulados.

Cálculo do fator de multiplicação

4.14. O fator de multiplicação no meio infinito (k_∞) é obtido pela fórmula dos quatro fatores: $k_\infty = \eta \epsilon p f$.

Como foi observado em 4.2, o valor de η é obtido experimentalmente. Aqui, usa-se: $\eta = 1,294$ (G1).

A probabilidade de escape à ressonância é obtida pelo ajustamento da integral de ressonância efetiva.

Os dados experimentais acumulados no estudo de diversos reti

culados são satisfatoriamente reproduzidos se se escreve a integral efetiva sob a forma:

$$I_{\text{eff}} = a + b \sqrt{\frac{S}{M}} \quad (4.14.1)$$

onde S e M são a área lateral e a massa do combustível por unidade de altura.

Para o caso de feixe de varetas, a área útil S através da qual os neutrons, na energia de ressonância, são capturados pelo combustível é, evidentemente, menor que a área total de contorno externo do feixe. Esta área é tomada como $S = S_e + \alpha S_i$.

S_e é a área da elástica que envolve o feixe, constituída pelos segmentos, de combustível, do polígono convexo cujos vértices são os centros das varetas periféricas e os contornos nas pastilhas. Chamando a_o ao raio da pastilha e de d_o à distância do eixo de uma pastilha ao eixo da pastilha vizinha, tem-se:

feixes com

$$7 \text{ varetas} \quad S_e = 8\pi a_o + 6 (d_o - 2 a_o)$$

$$13 \text{ varetas} \quad S_e = 8\pi a_o + 6 (d_o \sqrt{3} - 2 a_o)$$

$$19 \text{ varetas} \quad S_e = 14\pi a_o + 12 (d_o - 2 a_o)$$

$$37 \text{ varetas} \quad S_e = 20\pi a_o + 18 (d_o - 2 a_o).$$

4.15. Sendo $S_i = 2 n \pi a_o - S_e$, esse valor deve ser corrigido devido a dois fatores: 1) na prática, a separação entre as varetas é muito menor que o livre percurso médio dos neutrons no meio moderador.

Portanto, o fluxo na região da energia de ressonância é devido aos neutrons que foram moderados fora do feixe. Êsses neutrons, ao atravessarem a elástica, têm uma probabilidade de se chocarem com o moderador, sendo arrancados da energia de ressonância antes de alcançarem o combustível através da superfície interna; 2) o efeito de sombra de uma vareta sôbre outra. Êsses fatores equivalem a uma diminuição da superfície interna. Essa correção é feita pelo coeficiente de Dancoff - Ginsburg, tomando-se αS_1 . O valor de α (N1) para placas paralelas:

$$\alpha = 1 - 2 E_3(\Sigma_s^r e) \quad (4.15.1)$$

onde:

$$E_3(x) = \int_1^{\infty} \exp(-xt) \frac{dt}{t^3}$$

Σ_s^r é a secção de choque de difusão do moderador na região de ressonância e e é o raio hidráulico, dado por:

$$e = \frac{1}{\pi a_0} \cdot \left[\frac{d_0 \sqrt{3}}{2} - \pi c_0^2 \right] \quad (4.15.2)$$

sendo c_0 o raio externo do revestimento.

Embora o fator α , dado por (4.15.1) seja para placas paralelas, Naudet o usou para feixes cilíndricos, ajustando os valores de a e b em (4.14.1) com os dados experimentais (N1), obtendo:

$$I_{\text{eff}} = \frac{\rho_u}{10} \cdot \left[0,133 + 0,088 \sqrt{\frac{10}{\rho_u} \frac{S_e + \alpha S_i}{V_u}} \right] \quad (4.15.3)$$

TABELA 4.1

PARAMETROS DO RETICULADO - MALHA HEXAGONAL

Parâmetros	Passo	L^2	L_s^2	$\Sigma_1 \times 10^3$	$\Sigma_2 \times 10^3$	V_m/V_w	f	ρ	k_{∞}	$E_m^2 \times 10^4$
$\xi = 1,0139$ $I_{eff} = 0,248$	150	102,0	134,8	9,157	8,28	11,01	0,9664	0,8910	1,1298	5,316
	170	134,5	130,7	9,387	6,26	14,50	0,9637	0,9161	1,1583	5,752
	190	171,9	127,9	9,548	4,89	18,43	0,9606	0,9333	1,1764	5,649
	210	214,1	125,9	9,666	3,91	22,79	0,9571	0,9457	1,1876	5,295
	230	261,3	124,5	9,754	3,20	25,58	0,9532	0,9550	1,1943	4,839
	250	313,4	123,4	9,822	2,67	32,82	0,9489	0,9601	1,1953	4,308
$\xi = 1,0193$ $I_{eff} = 0,232$	190	70,8	147,8	8,518	12,10	6,00	0,9691	0,8197	1,0478	2,162
	210	90,6	141,2	8,839	9,41	7,61	0,9674	0,8548	1,0908	3,838
	230	113,3	136,5	9,081	7,49	9,37	0,9656	0,8805	1,1214	4,721
	250	139,0	133,1	9,267	6,09	11,30	0,9634	0,8951	1,1375	4,890
	270	167,6	130,5	9,413	5,04	13,39	0,9611	0,9106	1,1544	4,997
	290	199,3	128,5	9,522	4,23	15,64	0,9584	0,9230	1,1669	4,902
	310	234,1	126,9	9,621	3,59	18,05	0,9555	0,9329	1,1759	4,690
$\xi = 1,0121$ $I_{eff} = 0,273$	130	112,5	128,8	9,430	7,387	14,19	0,9760	0,9042	1,1557	6,222
	150	153,2	125,9	9,614	5,425	20,21	0,9725	0,9285	1,1826	6,270
	170	200,5	124,1	9,736	4,147	26,29	0,9686	0,9446	1,1982	5,843
	190	254,2	122,8	9,822	3,270	33,12	0,9640	0,9557	1,2067	5,253
	210	314,4	121,9	9,885	2,644	40,72	0,9590	0,9639	1,2105	4,635
	230	381,0	121,3	9,932	2,182	49,08	0,9534	0,9699	1,2110	4,051
	250	453,7	120,8	9,968	1,832	58,20	0,9473	0,9733	1,2075	3,495
$\xi = 1,0172$ $I_{eff} = 0,255$	170	83,4	134,8	9,072	9,997	8,95	0,9784	0,8550	1,1011	4,527
	190	108,4	130,9	9,308	7,685	11,47	0,9763	0,8849	1,1372	5,549
	210	137,2	128,2	9,479	6,073	14,27	0,9739	0,9064	1,1619	5,872
	230	169,7	126,2	9,608	4,909	17,35	0,9712	0,9223	1,1790	5,806
	250	206,0	124,7	9,707	4,044	20,71	0,9681	0,9314	1,1868	5,421
	270	246,1	123,6	9,785	3,385	24,35	0,9648	0,9413	1,1953	5,073
	290	289,9	122,7	9,847	2,872	28,26	0,9611	0,9492	1,2008	4,678

4.16. O laplaciano material é obtido resolvendo-se:

$$\eta \epsilon p f = (1 + L^2 B_m^2)(1 + L_s^2 B_m^2)$$

A tabela 4.1 contém os valores de k_∞ e B_m^2 para diversos re-
ticulados.

Correções Devidas à Concentração de D₂O

4.17. A manipulação da água pesada faz com que o seu teor isotópico diminua e, portanto, torna-se necessário corrigir os valores dos pa-
râmetros anteriormente calculados.

I) Sendo o laplaciano material dado por:

$$(1 + L^2 B_m^2)(1 + L_s^2 B_m^2) = k_\infty = \eta \epsilon p f$$

sua variação pode ser obtida de

$$dB_m^2 \left[\frac{L^2}{1 + L^2 B_m^2} + \frac{L_s^2}{1 + L_s^2 B_m^2} \right] = \frac{dp}{p} + \frac{df}{f} -$$

$$- \frac{L^2 B_m^2}{1 + L^2 B_m^2} \frac{dL^2}{L^2} - \frac{L_s^2 B_m^2}{1 + L_s^2 B_m^2} \frac{dL_s^2}{L_s^2} \quad (4.17.1)$$

II) A variação no fator de utilização térmica é obtida atra-
vés de (4.8.1) donde resulta:

$$\frac{df}{f} = - f \cdot \frac{V_{me}}{V_u \Sigma_{uc}} \cdot \left[\sum_{mc} dF_m + \bar{F}_m d\Sigma_{mc} \right] \quad (4.17.2)$$

III) A variação da secção de choque de captura é obtida por:

$$d\Sigma_{mc} = \sum_{mc_0} \frac{\Gamma_{H_2O} - \Gamma_{D_2O}}{\Gamma_0} (0,998 - \rho) \quad (4.17.3)$$

onde Γ_0 é a secção de choque microscópica da água pesada de concentração 99,80% e ρ é a nova concentração.

Os valores numéricos usados foram:

$$\Gamma_{H_2O} = 0,664 \text{ barn}; \quad \Gamma_{D_2O} = 0,001 \text{ barn}; \quad \Gamma_0 = 0,00232 \text{ barn}.$$

A determinação de dF_m pode ser feita através de (4.8.2), considerando apenas a variação na secção de choque de transporte do moderador, que é dada por

$$d\Sigma_{mt} = \sum_{mt_0} \frac{(\Gamma_t)_{H_2O} - (\Gamma_t)_{D_2O}}{\Gamma_{t_0}} (0,998 - \rho) \quad (4.17.4)$$

sendo:

$$(\Gamma_t)_{H_2O} = 68,92 \text{ barn}; \quad (\Gamma_t)_{D_2O} = 11,94 \text{ barn}; \quad \Gamma_{t_0} = 12,07 \text{ barn}$$

IV) A probabilidade de escape à ressonância é dada por (4.2.3) e daí se tira:

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{I_{eff}}{V_m/V_n} \cdot \frac{d(\xi \Sigma_s)}{(\xi \Sigma_s)^2} \quad (4.17.5)$$

sendo que a variação do poder de moderação é dada por uma expressão análoga a (4.17.4), com os seguintes valores numéricos:

$$(\xi \Sigma_s)_{D_2O} = 0,176 \text{ cm}^{-1}; (\xi \Sigma_s)_{W_2O} = 1,53 \text{ cm}^{-1}; (\xi \Sigma_s)_0 = 0,177 \text{ cm}^{-1}.$$

V) A variação na área de moderação é tomada de acordo com as medidas realizadas por Wade (W1) em Savannah River:

$$dL_s^2 = -0,45 \text{ cm}^2 \text{ para uma variação de concentração de } -0,1\% \text{ (G2)}.$$

Para pequenas variações de concentração é feita uma interpolação linear. Donde

$$\frac{dL_s^2}{L_s^2} = -3,75 \times 10^{-3} \Delta \rho \quad (4.17.6)$$

VI) A variação da área de difusão é obtida de (4.10.3):

$$\frac{dL^2}{L^2} = \frac{df}{f} - \frac{V_m dF_m}{V_u + V_m F_m} + \frac{\frac{V_m dF_m}{\Sigma_{mt}} - \frac{V_m F_m}{\Sigma_{mt}^2} d\Sigma_{mt}}{\frac{V_u}{\Sigma_{mt}} + \frac{V_m F_m}{\Sigma_{mt}}} \quad (4.17.6)$$

Correções devido à temperatura

4.18. Devido às variações de temperatura, as secções de choque do moderador são corrigidas através da densidade sendo:

$$\frac{D}{D_{20^\circ C}} = 1,00264 - 6,25 \times 10^{-5} t - 3,47 \times 10^{-6} t^2 \quad (t \text{ em } ^\circ C) \quad (4.18.1)$$

sendo que para a secção de choque de transporte do moderador a corre

36.

ção é:

$$\sum_{mt} = \sum_{mt_0} \left(\frac{t + 273,16}{293,3} \right)^{0,144} \quad (4.18.2)$$

sendo que o efeito das pequenas variações de temperatura é desprezível para o combustível e o revestimento.

4.19. Na tabela 4.2 faz-se a comparação do código aqui elaborado com o de Saclay (N1) para o caso de feixe de 19 varetas, em disposição hexagonal, com espaçamento de 21 mm, sendo os elementos combustíveis dispostos em malha quadrada.

(Observe-se que, nos cálculos de Saclay, para o passo de 170 mm, por exemplo, tem-se

$k_{\infty} = \eta \epsilon f p = 1,294 \times 0,8031 \times 1,0194 \times 0,9696 = 1,0272$,
e não 1,0242 como consta).

TABELA 4.2A

OF-19/21 SACLAY	Passo	F_m	L^2	L_s^2	f	p	k	$B^2 \times 10^{-4}$
$\eta = 1,294$ $\epsilon = 1,0194$ $F = 1,266$ $I_{\text{eff}} = 0,233$	170	1,726	64,6	151,7	0,9696	0,8031	1,0242	1,26
	190	1,803	85,0	143,5	0,9679	0,8454	1,0763	3,42
	210	1,785	108,8	138,0	0,8660	0,8753	1,1204	4,55
	230	1,944	136,0	134,2	0,9637	0,8972	1,1371	5,03
	250	2,009	166,6	131,3	0,9612	0,9094	1,1496	4,95

TABELA 4.2B

OF-19/21 IPR	Passo	F	L^2	L_s^2	f	p	k	$B^2 \times 10^{-4}$
$\eta = 1,294$ $\epsilon = 1,0193$ $F = 1,2661$ $I_{\text{eff}} = 0,2325$	170	1,715	64,2	151,0	0,9696	0,8035	1,0276	1,27
	190	1,790	84,5	142,9	0,9679	0,8458	1,0798	3,45
	210	1,862	108,1	137,4	0,9660	0,8756	1,1156	4,58
	230	1,931	135,1	133,5	0,9637	0,8974	1,1407	5,07
	250	1,996	165,6	130,7	0,9612	0,9097	1,1535	4,99

Pela comparação, vê-se que os dois códigos fornecem resultados, praticamente, idênticos.

C A P Í T U L O 5

5. GRAFITA

5.1. Os neutrons de fonte necessários para se obter um regime estacionário no meio multiplicador devem ser prèviamente moderados de modo a se restringir ao mínimo as regiões altamente influenciadas pela fonte. Por motivos econômicos, adotou-se a grafita para executar esta moderação.

5.2. Como o tanque cilíndrico do meio multiplicador se apoia na grafita, a interface funciona como uma fonte plana de neutrons sendo de se desejar que nesta fronteira o fluxo de neutrons seja desprovido, ao máximo, de harmônicos e que esteja suficientemente moderado. Assim, é necessário um estudo que permita avaliar a melhor altura do bloco de grafita que permita uma boa moderação e, também, o número de fontes e sua distribuição para se obter a eliminação dos harmônicos radiais.

5.3. Para a realização dêsse estudo foi adotado o modelo de Fermi uma vez que a grafita possui um número de massa suficientemente elevado, justificando assim a adoção dêsse modelo.

O bloco de grafita é considerado cilíndrico e de altura se mi-infinita, contendo uma fonte puntiforme sôbre o eixo ou esta fon

te acompanhada de outras fontes puntiformes regularmente distribuídas em torno do eixo, todas elas situadas no mesmo plano horizontal. A distribuição espacial da densidade de moderação no bloco é calculada no Apêndice A. A listagem do programa de cálculo da distribuição axial da densidade de moderação constitui o Apêndice D.

5.4. As tabelas 5.1 e 5.2 reproduzem os resultados para a densidade de moderação global e as contribuições dos harmônicos (primeiro harmônico = fundamental) para os casos de se usar uma fonte situada sobre o eixo e esta acompanhada de quatro fontes dispostas nos vértices de um quadrado circunscrito pelo círculo de raio $r = 0,5455R$, respectivamente, sendo $h = 90$ cm, as cotas dadas em centímetros e as fontes situadas no plano horizontal de cota igual a 30 cm.

A figura 5.1 é o gráfico correspondente aos dados da tabela 5.1.

As fontes são supostas serem de Sb - Be que produzem neutrons de energia média igual a 25 KeV correspondendo a uma idade de 190 cm^2 na grafita de densidade da ordem de $1,70 \text{ g/cm}^3$.

5.5. A tabela 5.3 e o gráfico 5.2 representam as densidades globais de moderação ao longo do eixo do bloco de grafita para diferentes valores da idade dos neutrons de fonte, sendo que aqueles valores são multiplicados por 10^8 .

TABELA 5.1

Densidade de moderação em função da cota

1 fonte central

Cota (cm)	1º H	2º H	3º H	4º H	5º H	Total
10	$0,1188 \times 10^{-5}$	$0,1503 \times 10^{-5}$	$0,7889 \times 10^{-6}$	$0,2207 \times 10^{-6}$	$0,3522 \times 10^{-7}$	$0,3736 \times 10^{-5}$
20	0,2114	0,2675	$0,1404 \times 10^{-5}$	0,3927	0,6260	0,6649
30	0,2493	0,3155	0,1656	0,4631	0,7392	0,7841
40	0,2220	0,2809	0,1474	0,4123	0,6581	0,6980
50	0,1528	0,1934	0,1015	0,2839	0,4532	0,4807
60	$0,8185 \times 10^{-6}$	0,1036	$0,5435 \times 10^{-6}$	0,1520	0,2427	0,2574
70	0,3412	$0,4317 \times 10^{-6}$	0,2265	$0,6338 \times 10^{-7}$	0,1012	0,1073
80	0,1108	0,1402	$0,7356 \times 10^{-7}$	0,2058	$0,3284 \times 10^{-8}$	$0,3484 \times 10^{-6}$
90	$0,2801 \times 10^{-7}$	$0,3544 \times 10^{-7}$	0,1860	$0,5203 \times 10^{-8}$	$0,8304 \times 10^{-9}$	$0,8809 \times 10^{-7}$
100	$0,5516 \times 10^{-8}$	$0,6979 \times 10^{-8}$	$0,3662 \times 10^{-8}$	0,1024	0,1635	0,1734
110	$0,8458 \times 10^{-9}$	0,1070	$0,5616 \times 10^{-9}$	$0,1571 \times 10^{-9}$	$0,2507 \times 10^{-10}$	$0,2660 \times 10^{-8}$
120	0,1010	$0,1278 \times 10^{-9}$	$0,6708 \times 10^{-10}$	$0,1876 \times 10^{-10}$	$0,2995 \times 10^{-11}$	$0,3177 \times 10^{-9}$
130	$0,9396 \times 10^{-11}$	$0,1189 \times 10^{-10}$	$0,6239 \times 10^{-11}$	$0,1745 \times 10^{-11}$	$0,2786 \times 10^{-12}$	$0,2955 \times 10^{-10}$
140	$0,6807 \times 10^{-12}$	$0,8612 \times 10^{-12}$	$0,4520 \times 10^{-12}$	$0,1264 \times 10^{-12}$	$0,2018 \times 10^{-13}$	$0,2140 \times 10^{-11}$

TABELA 5.2

Densidade de moderação em função da cota

1 fonte central e 4 laterais

Cota (cm)	1º H	2º H	3º H	4º H	5º H	TOTAL
10	$0,4042 \times 10^{-5}$	$0,1501 \times 10^{-8}$	$0,1707 \times 10^{-8}$	$0,5022 \times 10^{-6}$	$0,6809 \times 10^{-7}$	$0,4616 \times 10^{-5}$
20	0,7227	0,2684	0,3051	0,8979	0,1217	0,8253
30	0,8532	0,3169	0,3602	0,1060	0,1437	0,9742
40	0,7544	0,2802	0,3185	0,9372	0,1271	0,8614
50	0,5110	0,1898	0,2157	0,6348	0,8608	0,5835
60	0,2664	$0,9895 \times 10^{-9}$	0,1125	0,3309	0,4487	0,3042
70	0,1070	0,3973	$0,4517 \times 10^{-9}$	0,1329	0,1802	0,1221
80	$0,3310 \times 10^{-6}$	0,1229	0,1397	$0,4112 \times 10^{-7}$	$0,5576 \times 10^{-8}$	$0,3780 \times 10^{-6}$
90	$0,7891 \times 10^{-7}$	$0,2931 \times 10^{-10}$	$0,3332 \times 10^{-10}$	$0,9804 \times 10^{-8}$	0,1329	$0,9011 \times 10^{-7}$
100	0,1450	$0,5384 \times 10^{-11}$	$0,6120 \times 10^{-11}$	0,1801	$0,2442 \times 10^{-9}$	0,1655
110	$0,2052 \times 10^{-8}$	$0,7621 \times 10^{-12}$	$0,3663 \times 10^{-12}$	$0,2549 \times 10^{-9}$	$0,3456 \times 10^{-10}$	$0,2343 \times 10^{-8}$
120	$0,2238 \times 10^{-9}$	$0,8312 \times 10^{-13}$	$0,9448 \times 10^{-13}$	$0,2780 \times 10^{-10}$	$0,3769 \times 10^{-11}$	$0,2255 \times 10^{-9}$
130	$0,1880 \times 10^{-10}$	$0,6985 \times 10^{-14}$	$0,7939 \times 10^{-14}$	$0,2336 \times 10^{-11}$	$0,3168 \times 10^{-12}$	$0,2147 \times 10^{-10}$
140	$0,1218 \times 10^{-11}$	$0,4522 \times 10^{-15}$	$0,5141 \times 10^{-15}$	$0,1513 \times 10^{-12}$	$0,2051 \times 10^{-13}$	$0,1391 \times 10^{-11}$

TABELA 5.3

Densidade de moderação em função da cota
e da idade
1 fonte central

idade cota	100	200	300	400	500	600	700	800	900
10	759,1	373,6	195,7	115,3	74,17	50,87	36,62	27,37	21,06
20	1687	664,9	343,7	204,8	133,5	92,61	67,31	50,71	39,30
30	2171	784,1	410,5	251,0	167,6	118,7	87,69	66,97	52,49
40	1691	698,0	390,2	250,5	173,7	126,7	95,88	74,67	59,47
50	798,8	480,7	307,4	213,4	156,2	118,5	92,73	74,09	60,26
60	228,9	257,4	203,6	158,4	124,5	99,75	81,16	66,96	55,91
70	39,77	107,3	113,8	102,7	88,86	76,05	65,03	55,79	48,09
80	4,192	34,84	53,77	58,67	57,05	52,91	48,02	43,14	38,58
90	0,2678	8,809	21,51	29,54	33,04	33,70	32,80	31,09	29,02
100	0,0104	1,734	7,279	13,11	17,28	19,69	20,77	20,94	20,53
110	0,0002	2,266	2,085	5,138	8,173	10,56	12,21	13,20	13,67
120	~0	0,032	0,505	1,776	3,496	5,213	6,677	7,802	8,592
130	~0	0,003	0,103	0,542	1,352	2,364	3,394	4,324	5,095
140	~0	~0	0,018	0,145	0,473	0,986	1,606	2,248	2,854

FIGURA 5.1

Densidade de moderação $\bar{M} \times 10^8$
(neutrons/cm³.s)

Densidade de moderação na periferia

Distribuição axial - Idade: 190 cm².

- (1) Fonte central + 4 fontes excêntricas.
- (2) Fonte central.

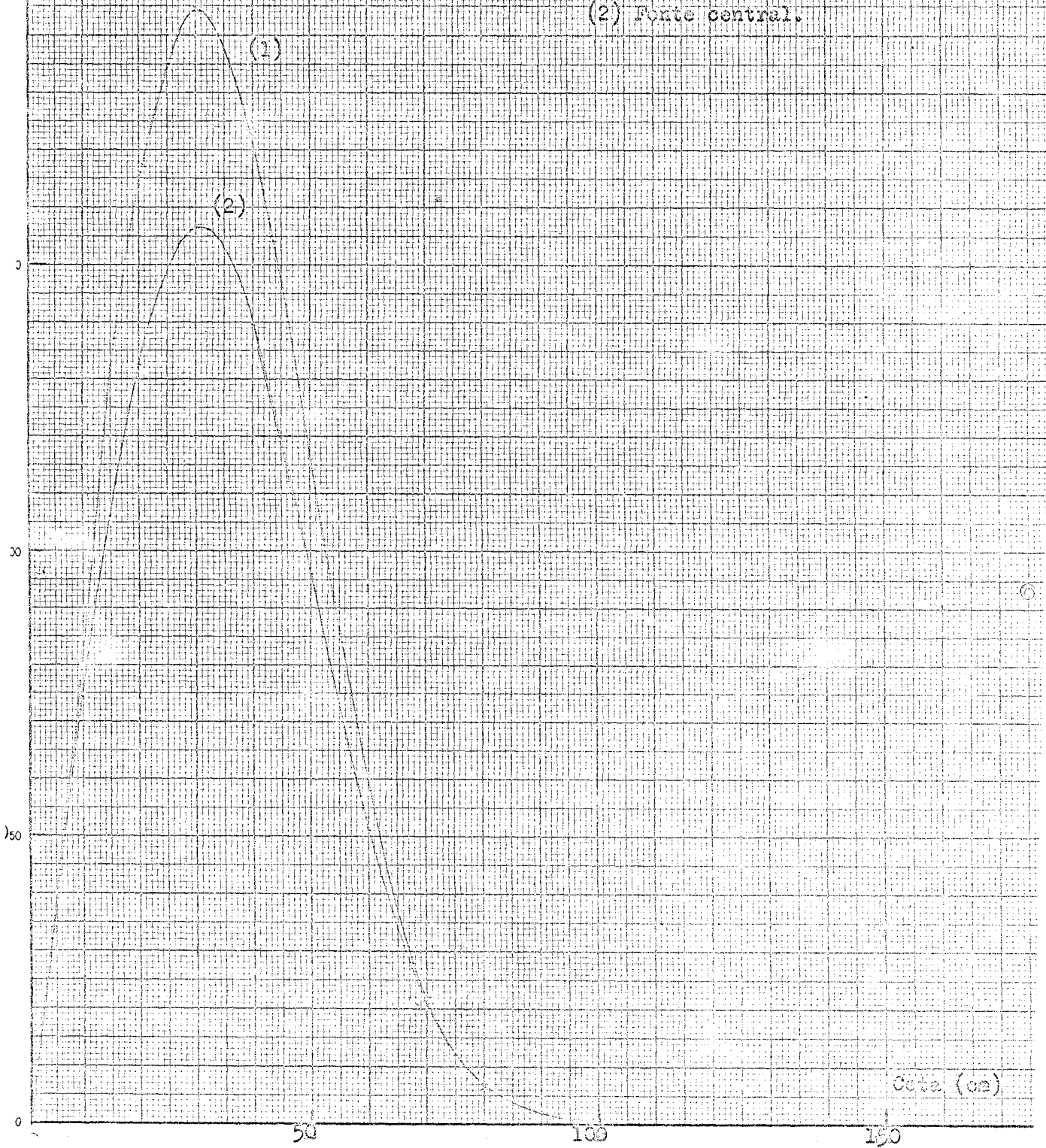
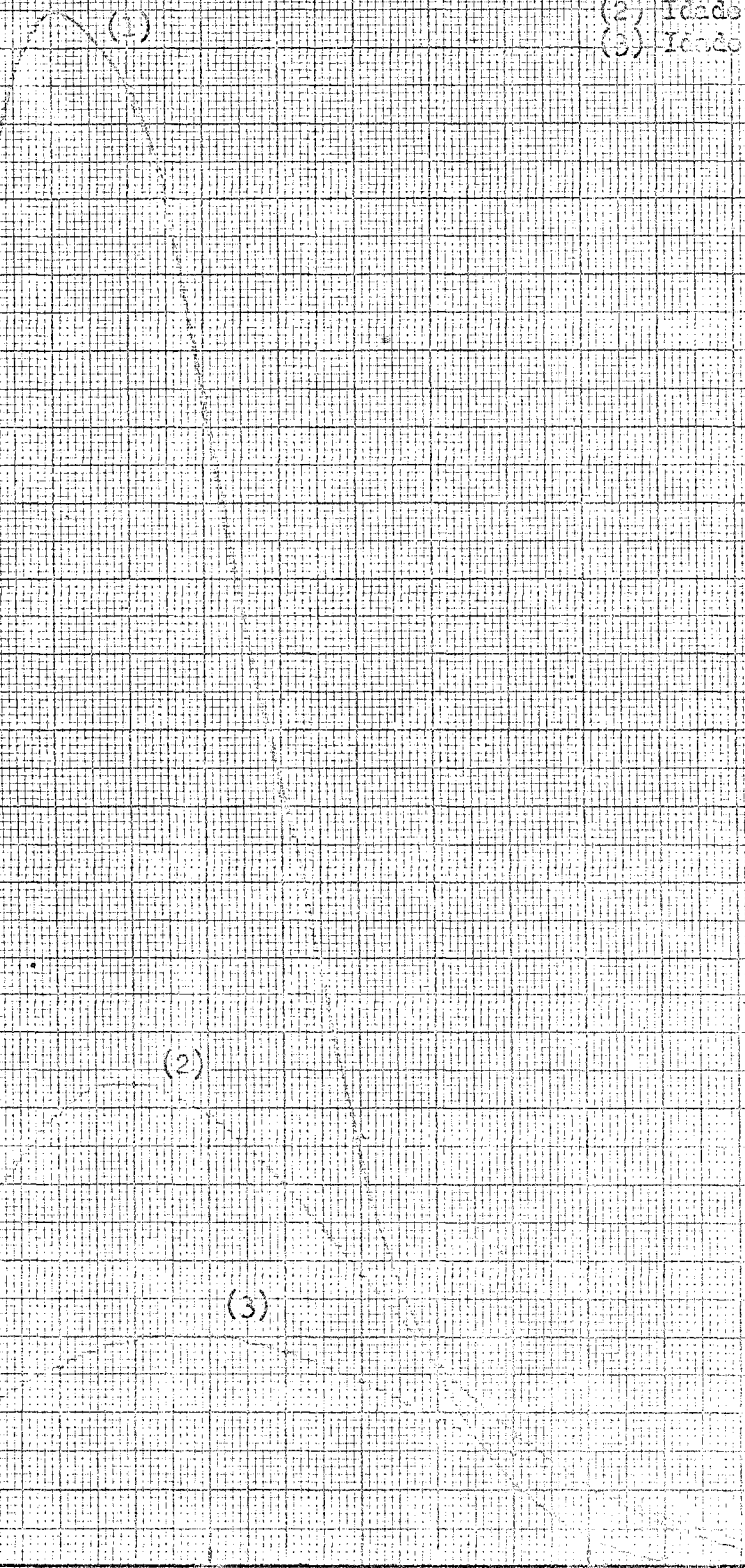


FIGURA 5.2

Densidade de moderação $\times 10^3$
(neutrons/cm³.s)

Densidade de moderação na grafita
Distribuição axial - fonte central

- (1) Idade: 300 cm².
- (2) Idade: 600 cm².
- (3) Idade: 900 cm².



Cota (cm)

50

100

150

5.6. O caso de uma fonte central única apresenta uma riqueza de harmônicos muito grande, chegando o segundo harmônico a ultrapassar o primeiro. Porém, embora não tenha sido apresentado os resultados em detalhes, verifica-se que aumentando-se a idade os harmônicos superiores decrescem mais rapidamente que o fundamental e, já para idade de 300 cm^2 o fundamental já se sobrepõe.

Por outro lado, pode-se observar os anulamentos completos dos segundo e terceiro harmônicos por meio de uma distribuição de fontes, desde que realizadas conforme o Apêndice A. Nesse caso, o terceiro e quarto harmônicos são de 10% e 1% em relação ao fundamental.

Finalmente, observe-se que para a fonte situada na cota de 30 cm e para idade da ordem de 200 cm^2 , a densidade de moderação se reduz de um fator da ordem de 10^3 . Para idade de 900 cm^2 a densidade de moderação que é relativamente baixa se reduz à metade ao se passar da cota 80 cm a 100 cm cujo resultado pode ser, aproximadamente, obtido conservando-se a altura do bloco com o valor 80 cm e abaixar a fonte de 20 cm.

Devido a estes dados, fixou-se a altura do bloco de grafita em 80 cm.

C A P Í T U L O 6

6. FLUXOS ABSOLUTOS

6.1. Os motivos pelos quais se exige o conhecimento da distribuição absoluta (valor absoluto) da densidade de neutrons no interior da montagem subcrítica são, entre outros:

- (a) possibilitar a escolha do tipo de fonte e sua distribuição, caso se necessite de mais de uma fonte;
- (b) possibilitar a escolha dos tipos possíveis de detetores e suas localizações;
- (c) estabelecer, de acordo com os tipos de detetores e fontes escolhidas, um tempo de irradiação adequado;
- (d) escolher os diferentes parâmetros que interessam ser medidos;
- (e) fixar as regiões ótimas para as medidas a serem realizadas.

Todos êsses itens são interrelacionados como se mostra, em mais detalhes, a seguir.

6.2. O regime estacionário de neutrons no interior do meio multiplicador sendo mantido com o auxílio de fontes externas, implica que, na realidade, a densidade de neutrons é o resultado da superposição das contribuições de fontes e de fissões. Porém, se a montagem pos —

suir dimensões relativamente grandes em comparação com o comprimento de migração dos neutrons de fonte no meio, existirão regiões em que a densidade neutrônica será essencialmente devida às reações de fissão e, assim, constituindo as regiões ótimas para as medidas dos parâmetros característicos do meio.

Em segundo lugar, a intensidade da fonte externa condiciona o valor do nível da densidade de neutrons possível de ser obtida nas regiões utilizáveis para as medidas. Este nível de fluxo (ou densidade) de neutrons exclui a possibilidade da medida de certos parâmetros se fôr, por exemplo, muito baixo, ou então, pode exigir um tempo de irradiação relativamente longo para se obter uma boa estatística de contagens dos detetores.

Em terceiro lugar, o tipo de detetor a ser usado está condicionado ao parâmetro a ser medido, à região onde se fará a medida e ao tempo de irradiação.

6.3. Como a maioria dos parâmetros mais interessantes de serem medidos são característicos do fluxo de neutrons térmicos; como a montagem subcrítica é moderada a água pesada e, assim, o reticulado é mais espaçado, implicando numa boa moderação; como os cálculos dos parâmetros do reticulado foram feitos pela teoria de dois grupos e, finalmente, como a CAPITU possui um pedestal de grafita onde se apoia o meio multiplicador, o cálculo da distribuição neutrônica é feito pela teoria da difusão a dois grupos de energia e duas regiões. Assim, se obtém uma melhor precisão quanto ao fluxo de neutrons térmicos em comparação com a teoria da difusão a um grupo de energia.

44.

6.4. Sendo o meio multiplicador um cilindro de eixo vertical, raio e altura geométricos R_0 e H_0 , apoiado no pedestal de grafita de mesmo raio e altura h_0 ; existindo no pedestal uma fonte puntiforme de intensidade S_0 , situada no ponto de coordenadas cilíndricas (r_0, z_0, θ_0) , cuja origem se situa sobre o eixo de simetria da montagem e na base inferior da grafita, os fluxos rápido e térmico, no meio multiplicador, devem satisfazer as equações:

$$D_{1c} \nabla^2 \phi_{1c} - \sum_{1c} \phi_{1c} + \frac{k_{\infty}}{\beta} \sum_{2c} \phi_{2c} = 0 \quad (6.4.1)$$

$$D_{2c} \nabla^2 \phi_{2c} - \sum_{2c} \phi_{2c} + \beta \sum_{1c} \phi_{1c} = 0 \quad (6.4.2)$$

e, na grafita:

$$D_{1r} \nabla^2 \phi_{1r} - \sum_{1r} \phi_{1r} + \Delta = 0 \quad (6.4.3)$$

$$D_{2r} \nabla^2 \phi_{2r} - \sum_{2r} \phi_{2r} + \sum_{1r} \phi_{1r} = 0 \quad (6.4.4)$$

Os índices 1 e 2 indicam os grupos rápido e térmico; c e r indicam os meios multiplicador e refletor (grafita) respectivamente.

Sendo a fonte puntiforme, o termo de fonte em (6.4.3) pode ser posto sob a forma:

$$\Delta(r, z, \theta) = S_0 \frac{\delta(r-r_0)}{r} \delta(z-z_0) \delta(\theta-\theta_0) \quad (6.4.5)$$

sendo $\delta(x)$ a "função" de Dirac.

As soluções explícitas para os fluxos rápido e térmico no meio multiplicador e na grafita juntamente com as condições de contorno impostas estão desenvolvidas no Apêndice B para os casos:

TABELA 6.1

Distribuição axial dos fluxos rápido e térmico

cota (cm)	fluxo rápido $n/cm^2 \times \Delta$	fluxo térmico $n/cm^2 \times \Delta$
0	$3,724 \times 10^{-4}$	$10,07 \times 10^{-4}$
10	2,974	7,807
20	2,456	6,323
30	2,064	5,263
40	1,753	4,451
50	1,499	3,800
60	1,287	3,260
70	1,107	2,803
80	0,952	2,410
90	0,817	2,069
100	0,699	1,771
110	0,596	1,509
120	0,504	1,276
130	0,422	1,067
140	0,347	0,880
150	0,280	0,709
160	0,218	0,552
170	0,160	0,404
180	0,105	0,266
190	0,052	0,132
200	0	0

OBS.: A cota 0 (zero) corresponde à interface grafita-meio multiplicador.

46.

- (a) uma fonte puntiforme situada sôbre o eixo;
- (b) N fontes excêntricas regularmente distribuídas em torno do eixo;
- (c) a combinação dos dois ítems acima.

O Apêndice E contém as listagens dos programas de cálculo para as distribuições axial e radial dos fluxos rápido e térmico.

9

6.5. A tabela 6.1 e a figura 6.1 são relativos ao cálculo da distribuição axial do fluxo de neutrons térmicos para o caso do reticulado ser constituído do combustível SRL em feixes de 7 varetas e passo de 19 cm, usando-se uma fonte central na grafita situada na cota de 40 cm.

Além de se poder constatar o efeito do refletor de grafita e a acentuada fuga para pontos próximos à altura máxima, é importante observar que o fluxo absoluto de neutrons térmicos varia entre 10^{-3} e 10^{-4} , considerando-se fonte unitária.

Conseqüentemente, se forem usados detetores de Ni-Mn (lâminas com espessura de 0,1 mm, diâmetro de 6 mm, envolvidos em alumínio com espessura de 0,5 mm), para se obter uma atividade dos detetores entre 10^4 e 10^5 contagens por minuto (B1) é necessário um tempo de irradiação entre 3 min. a 60 min. sob um fluxo da ordem de 10^7 neutrons/cm² x s.

Para se obter um fluxo dessa ordem, as fontes devem apresentar atividades da ordem de 1000 curies. No caso de fontes do tipo Sb-Br, seria necessário possuir-se um reator de alto fluxo para, frequentemente, irradiar-se o Sb (curta meia-vida) ou, então, poder-se

FIGURA 6.1

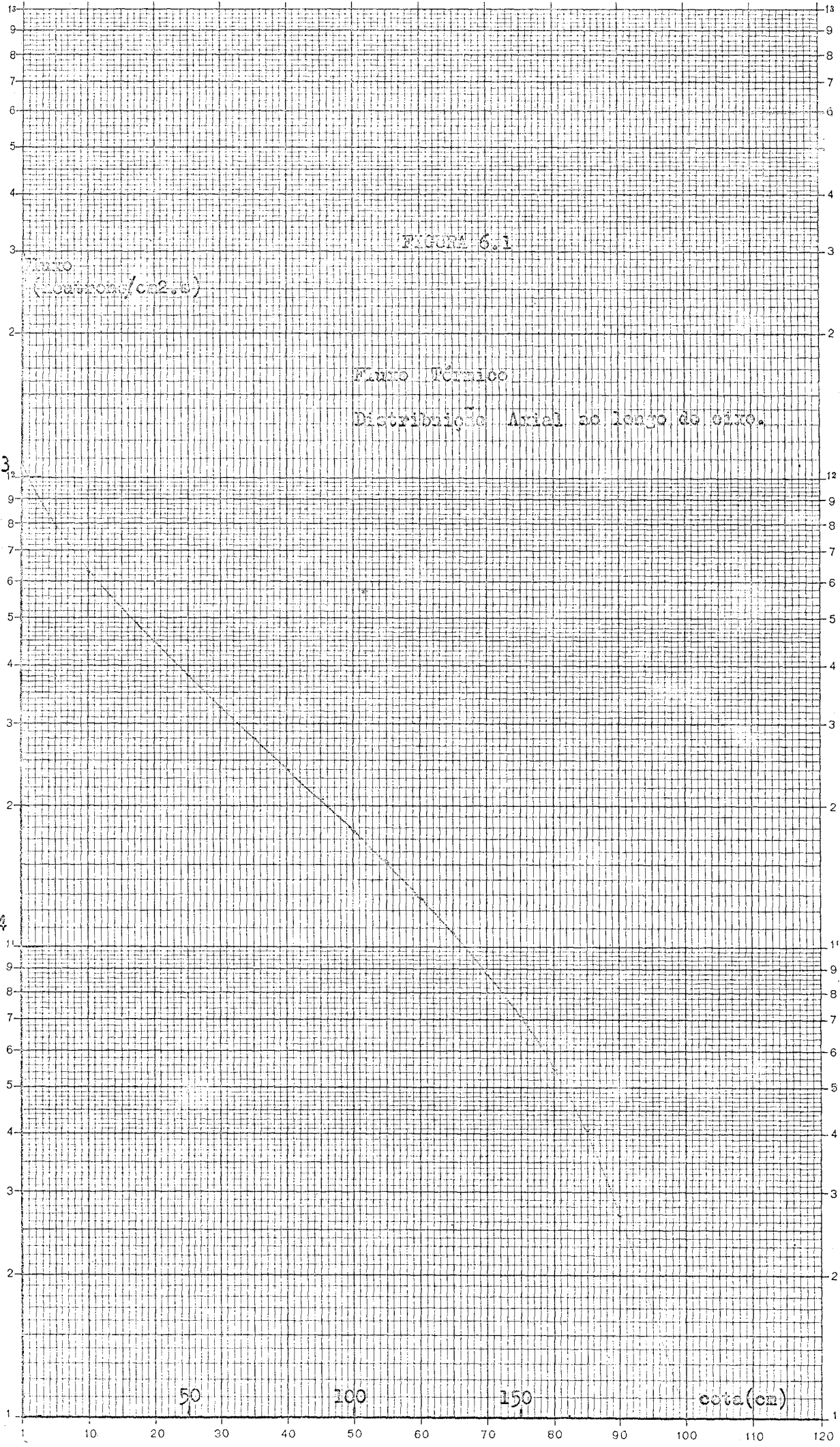
Fluxo
(litros/cm².s)

Fluxo Técnico

Distribuição Axial ao longo do eixo.

0-3

0-4



6

-ia usar fontes de califórnio (alta meia-vida) que tem preço muito elevado.

Tendo em vista a necessidade de uma fonte de surgência relativamente alta, optou-se por um acelerador de deutério (bombardeando alvo de trítio) que possibilita surgências da ordem de 10^{12} neutrons/s e que apresenta ainda a qualidade de se ter a opção de pulsá-la.

6.6. A distribuição radial seguindo o plano horizontal da cota 100 cm a partir da interface grafita-meio multiplicador, conservando-se os dados anteriores, é apresentada na tabela 6.2 e na figura 6.2, sendo que na figura foi representado apenas o primeiro harmônico (fundamental) e o segundo, devido ao fato de serem os outros praticamente nulos.

Para esse plano horizontal vê-se que mesmo usando-se uma única fonte, os harmônicos são desprezíveis.

TABELA 6.2

Distribuição radial e harmônicos do fluxo térmico

raio (cm)	1º harmônico $\times 10^6$	2º harmônico $\times 10^9$	3º harmônico $\times 10^{11}$	4º harmônico $\times 10^{13}$	5º harmônico $\times 10^{15}$
0	176,5	619,9	402,9	283,0	203,7
10	173,4	563,0	315,0	174,0	85,87
20	164,1	407,7	108,2	- 30,09	- 70,91
30	149,3	196,3	- 88,03	- 113,4	- 37,70
40	129,6	- 15,46	- 162,3	- 27,26	56,69
50	106,1	- 174,7	- 95,95	75,72	19,83
60	80,06	- 246,8	33,05	57,39	- 49,63
70	52,78	- 224,5	115,9	- 36,91	- 8,475
80	25,65	- 128,7	95,08	- 67,39	44,41
90	0	0	0	0	0

A distribuição radial segundo o plano horizontal de cota 10 cm acima da interface grafita-meio multiplicador é apresentada na tabela 6.3 e figura 6.3.

TABELA 6.3.

Distribuição radial e harmônicos do fluxo térmico

raio (cm)	1º harmôni co x 10 ⁶	2º harmôni co x 10 ⁷	3º harmôni co x 10 ⁷	4º harmôni co x 10 ⁷	5º harmônico x 10 ⁸
0	663,1	996,5	152,8	23,16	35,27
10	651,3	905,0	119,5	14,24	14,87
20	616,6	655,5	41,02	- 2,46	- 12,28
30	560,8	315,6	- 33,39	- 9,28	- 6,53
40	486,9	24,85	- 61,54	- 2,23	9,82
50	398,7	- 280,8	- 36,39	6,19	3,43
60	300,8	- 396,7	12,54	4,70	- 8,59
70	198,3	- 360,9	43,98	- 3,02	- 1,47
80	96,35	- 206,9	36,06	- 5,51	7,69
90	0	0	0	0	0

Como pode ser observado através da comparação das tabelas 6.2 e 6.3, os harmônicos decrescem muito rapidamente com a altura do plano horizontal.

No primeiro caso, o segundo harmônico é da ordem de 1% do fundamental e, no segundo caso, ele é da ordem de 15%.

Portanto, a exploração da distribuição radial do fluxo deve ser feita a partir de 30 a 40 cm da interface para se evitar os efeitos dos harmônicos.

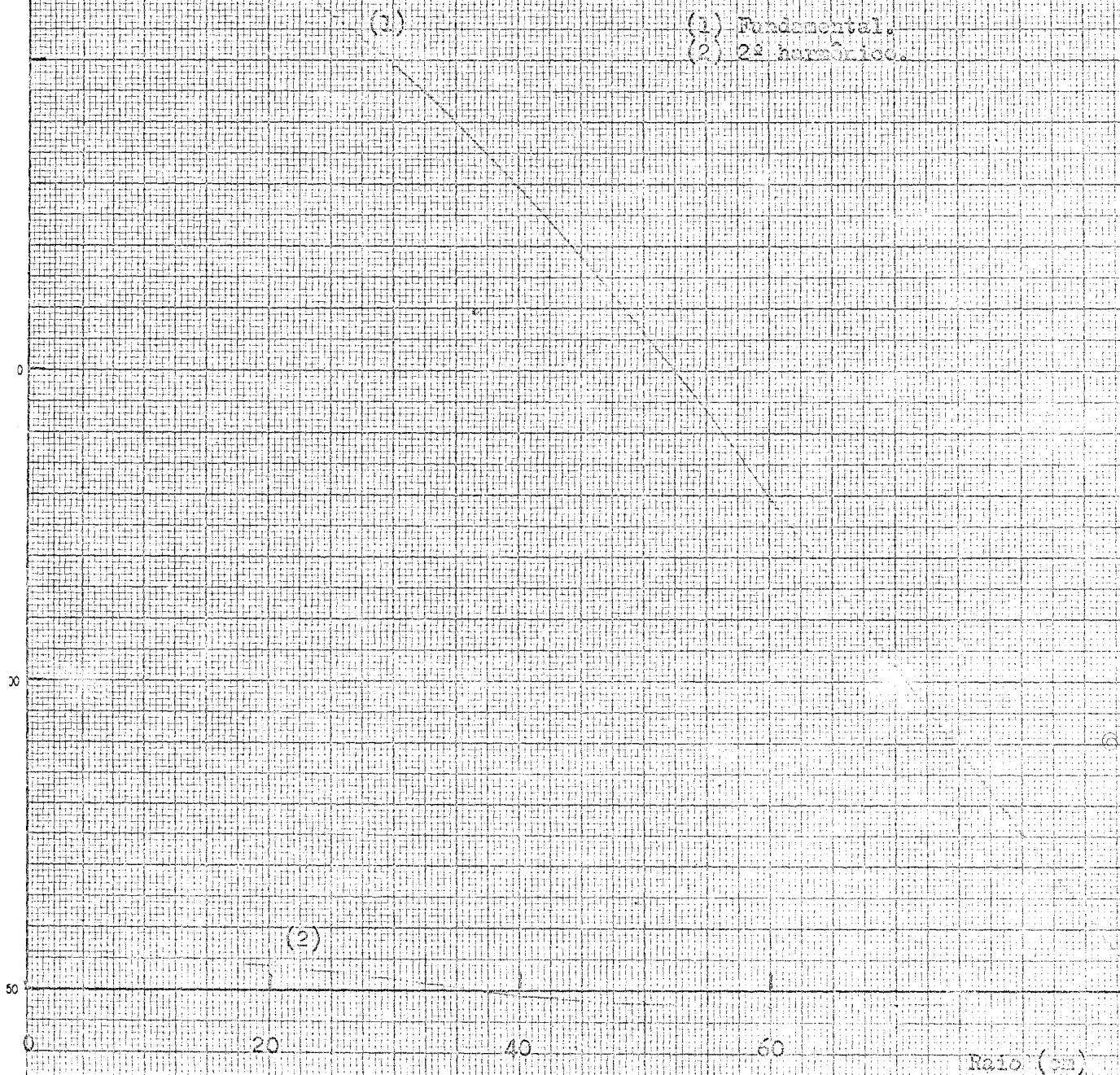
Filamento $\times 10^6$
(electrons/cm²·s)

FIGURA 6.2

Filamento térmico

Distribuição Radial - Cota 100 cm

- (1) Fundamental.
- (2) 2ª harmônica.

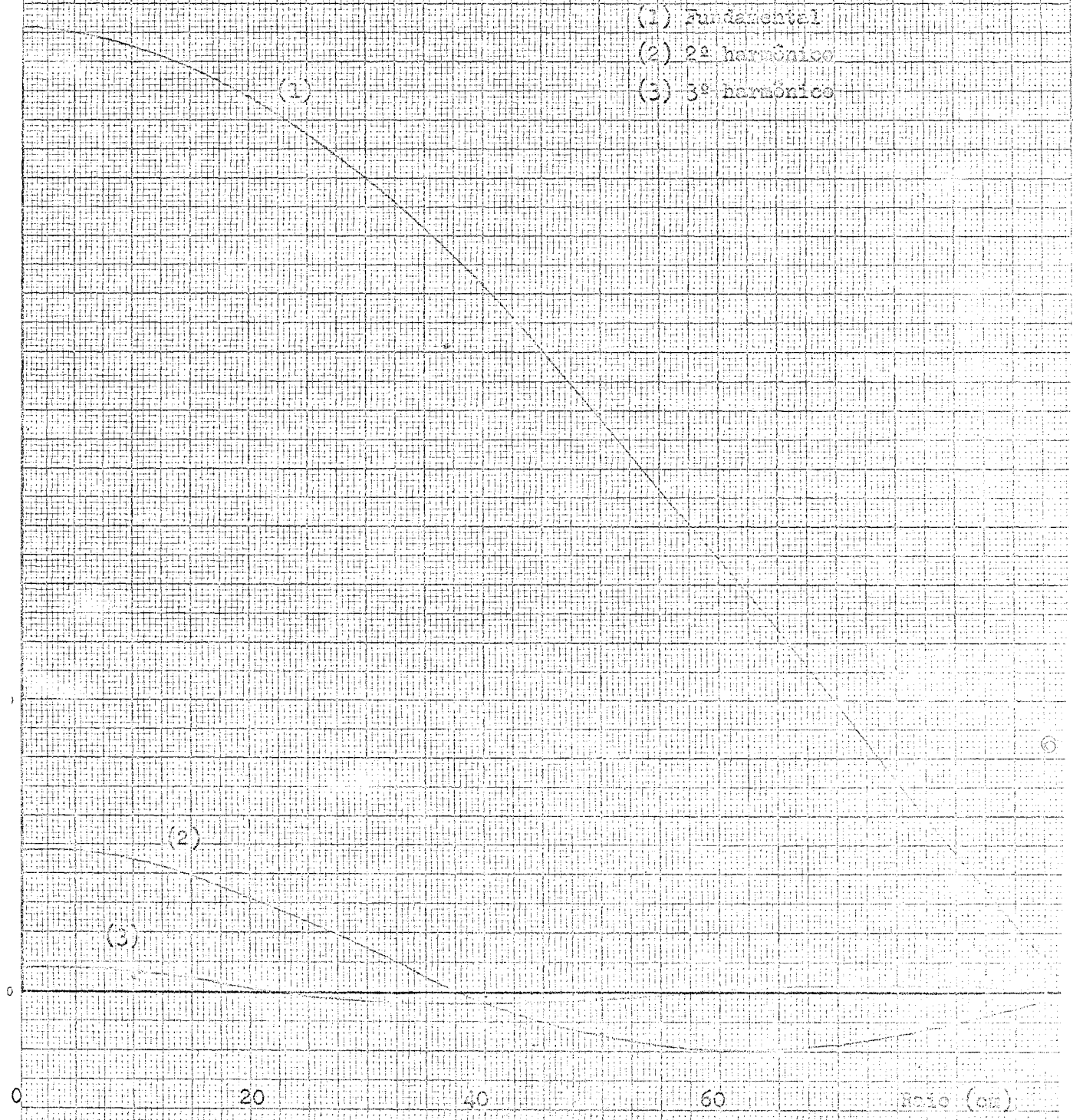


Fluxo $\times 10^6$
(neutrons/cm² s)

FIGURA 6.3

Plano Térmico
Distribuição Radial - Cota 10 cm.

- (1) Fundamental
- (2) 2º harmônico
- (3) 3º harmônico



20

40

60

Raio (cm)

0

6.7. Para fluxos da ordem de grandeza de 10^8 a 10^7 n/cm².s, usando-se detetores de Ni-Mn, In ou BF₃, dentre os mais usados, o laplaciano material poderá ser medido, assim como coeficientes de temperatura e de vazio e, ainda, efeitos de barras de controle sôbre B_m^2 . O fator de utilização térmica poderá ser medido usando-se detetores de disprósio.

Recomenda-se um estudo mais detalhado com relação ao uso de outros tipos de detetores e parâmetros que, com êles, possam ser medidos.

C A P Í T U L O 7

7. FATOR DE MULTIPLICAÇÃO EFETIVO

7.1. Embora as dimensões geométricas da montagem garantam a sua subcriticalidade, o cálculo de k_{eff} é importante no sentido de se saber a que distância o sistema se encontra da criticalidade.

O estudo é feito pela teoria da difusão a dois grupos de energia e a duas regiões para que se possa levar em conta o papel do refletor desempenhado pela grafita.

7.2. Como a geometria da montagem subcrítica está fixada e para cada reticulado os parâmetros físicos são bem determinados, variando artificialmente o valor de k_{∞} (que corresponderia a variar, por exemplo, o número médio de neutrons emitidos por fissão), obtém-se o valor de k_{∞}^c que tornaria crítico (k_{∞}^c) o meio multiplicador, de tal modo que:

$$k_{\infty}^c \cdot P = 1 \quad (7.2.1)$$

onde P é a probabilidade anti-fuga do sistema.

Por outro lado, como as propriedades físicas e geométricas não variam, a probabilidade anti-fuga é a mesma e, então,

$$k_{\infty} \cdot P = k_{\text{eff}} \quad (7.2.2)$$

onde k_{∞} é o valor do fator de multiplicação infinito real do reticulado.

Combinando (7.2.1) e (7.2.2) tem-se:

$$k_{\text{eff}} = \frac{k_{\infty}}{k_{\infty}^c} \quad (7.2.3)$$

A taxa de multiplicação pode ser obtida de

$$N = \frac{1}{1 - k_{\text{eff}}} \quad (7.2.4)$$

A expressão (7.2.4) fornece o número de neutrons térmicos produzidos no meio multiplicador para cada neutron térmico nele introduzido pela fonte.

7.3. O problema fica, assim reduzido à determinação de k_{∞}^c . Do Apêndice B, os fluxos rápido e térmico no meio multiplicador e na grafita podem ser postos sob a forma:

$$\phi_{1c} = \sum_{jn} (A_{jn} X_{jn} + C_{jn} Y_{jn}); \quad \phi_{2c} = \sum_{jn} (S_1 A_{jn} X_{jn} + S_2 C_{jn} Y_{jn}) \quad (7.3.1)$$

$$\phi_{1r} = \sum_{jn} F_{jn} Z_{jn} \quad ; \quad \phi_{2r} = \sum_{jn} (S_3 F_{jn} Z_{jn} + G_{jn} W_{jn}) \quad (7.3.2)$$

onde:

$$X_{jn} = J_n \left(\frac{x_{jn} r}{R} \right) \sinh \gamma_{jn} (H-z) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (7.3.3)$$

$$Y_{jn} = J_n\left(\frac{x_{jn}R}{R}\right) \sinh \beta_{jn}(H-z) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (7.3.4)$$

$$Z_{jn} = J_n\left(\frac{x_{jn}R}{R}\right) \sinh \alpha_{jn}(H-z) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (7.3.5)$$

$$W_{jn} = J_n\left(\frac{x_{jn}R}{R}\right) \sinh \xi_{jn}(H-z) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (7.3.6)$$

Impondo-se as condições:

- a- continuidade dos fluxos na interface ($z = h_0$);
- b- continuidade das correntes na interface ($z = h_0$), isto é:

$$\begin{aligned} \phi_{1c}(h_0) &= \phi_{1n}(h_0) \\ \phi_{2c}(h_0) &= \phi_{2n}(h_0) \\ -D_{1c} \nabla \phi_{1c}(h_0) &= -D_{1n} \nabla \phi_{1n}(h_0) \\ -D_{2c} \nabla \phi_{2c}(h_0) &= -D_{2n} \nabla \phi_{2n}(h_0) \end{aligned} \quad (7.3.7)$$

e tendo em vista a ortogonalidade das funções de Bessel e do cosseno, para cada par de valores de j e n , obtém-se um sistema de 4 equações homogêneas com as incógnitas A_{jn} , G_{jn} , F_{jn} e Q_{jn} .

7.4. Porém, sendo:

$$\gamma_{jn}^2 = \left(\frac{x_{jn}}{R}\right)^2 - \mu^2 \quad (7.4.1)$$

a solução (7.3.3) é válida se $\left(\frac{x_{jn}}{R}\right)^2 > \mu^2$, ou seja, se o laplaciano geométrico radial é maior que o material, sendo o meio seguramente subcrítico devido à fuga elevada.

Aumentando o valor de k_{∞} , a produção de neutrons pode vir compensar as fugas e o meio poderá se tornar crítico.

TABELA 7.1

k_{eff} de reticulados constituídos pelo combustível SRL

Passo	D_{1c}	$\sum_{1c} x 10^3$	V_m/V_c	$\sum_{2c} \lambda 0^3$	D_{2c}	k_{∞}^c	P_c	k_{∞}	k_{eff}	N	$B_m^2 = \frac{\mu^2}{104}$
SRL 7	11	1,2203	9,13	10,60	0,8303	1,1965	0,8649	1,1098	0,9275	13,80	5,010
	13	1,2145	9,43	7,38	0,8309	1,2268	0,9042	1,1557	0,9421	17,26	6,222
	15	1,2108	9,61	20,21	5,42	0,8312	1,2651	0,9285	0,9347	15,33	6,269
	17	1,2084	9,73	26,29	4,14	0,8314	1,3110	0,9446	0,9140	11,62	5,843
	19	1,2067	9,82	33,12	3,27	0,8314	1,3632	0,9558	0,8852	8,71	5,252
	21	1,2055	9,88	40,72	2,64	0,8315	1,4230	0,9638	0,8507	6,70	4,635
	23	1,2046	9,93	49,08	2,18	0,8315	1,4886	0,9699	0,8135	5,36	4,050
SRL 19	17	1,2232	9,07	9,99	0,8333	1,3393	0,8550	1,1011	0,8222	5,62	4,527
	19	1,2185	9,30	7,68	0,8333	1,2246	0,8849	1,1372	0,9286	14,01	5,548
	21	1,2151	9,47	14,27	6,07	0,8333	1,2511	0,9064	0,9287	14,02	5,872
	23	1,2125	9,60	17,35	4,90	0,8332	1,2821	0,9223	0,9196	12,43	5,806
	25	1,2106	9,70	20,71	4,04	0,8330	1,3169	0,9314	0,9012	10,12	5,420
	27	1,2091	9,78	24,35	3,38	0,8329	1,3560	0,9413	1,1953	8,44	5,072
	29	1,2079	9,84	28,27	2,87	0,8328	1,3989	0,9492	1,2008	7,06	4,677
31	1,2068	9,89	32,46	2,46	0,8327	1,4464	0,9557	1,2039	5,96	4,272	

TABELA 7.2

k_{eff} de reticulados constituídos pelo combustível OF

	Passo	D_{1c}	$\sum_{1c} x 10^3$	V_m/V_c	$\sum_{2c} x 10^3$	D_{2c}	k_{∞}^c	p_c	k_{∞}	k_{eff}	N	$B_{cm}^2 = \mu / 104$
OF-7	15	1,2343	9,157	11,01	8,277	0,8445	1,3728	0,8910	1,1298	0,8230	5,648	5,316
	17	1,2265	9,387	14,50	6,257	0,8418	1,2506	0,9161	1,1583	0,9262	13,55	5,751
	19	1,2211	9,548	18,43	4,886	0,8398	1,2855	0,9333	1,1764	0,9151	11,78	5,649
	21	1,2173	9,665	22,79	3,915	0,8384	1,3260	0,9457	1,1876	0,8956	9,578	5,295
	23	1,2144	9,754	27,58	3,204	0,8373	1,3718	0,9549	1,1943	0,8706	7,726	4,838
	25	1,2121	9,821	32,82	2,669	0,8364	1,4228	0,9601	1,1953	0,8401	6,254	4,307
OF-19	19	1,2592	8,517	6,000	12,10	0,8567	1,3347	0,8196	1,0477	0,7850	4,651	2,161
	21	1,2481	8,839	7,607	9,409	0,8526	1,2156	0,8548	1,0908	0,8973	9,738	3,837
	23	1,2398	9,081	9,374	7,495	0,8494	1,2345	0,8805	1,1214	0,9084	10,92	4,720
	25	1,2335	9,267	11,30	6,094	0,8468	1,2572	0,8950	1,1375	0,9048	10,50	4,889
	27	1,2286	9,413	13,39	5,040	0,8448	1,2837	0,9106	1,1544	0,8993	9,931	4,997
	29	1,2247	9,520	15,64	4,230	0,8432	1,3137	0,9230	1,1669	0,8882	8,946	4,902
	31	1,2216	9,620	18,05	3,590	0,8418	1,3474	0,9329	1,1758	0,8727	7,856	4,690
33	1,2190	9,700	20,62	3,090	0,8406	1,3824	0,9410	1,1822	0,8544	6,766	4,415	

Assim, aumentando-se k_{∞} de modo a se ter $\left(\frac{\lambda_{10}}{R}\right)^2 < \mu^2$, haverá um valor de k_{∞}^c (k_{∞}^c) que tornará o sistema crítico e a solução (7.3.3) passará ser em seno no lugar de seno hiperbólico.

7.5. Tomando-se o sistema de equações (7.3.7) para $m = 1$ e $n = 0$; desenvolvendo o determinante em função dos menores relativos à quarta coluna; impondo-se a condição de ser êle nulo, obtém-se:

$$\gamma \coth \gamma (H-h_0) = \frac{D_{1c} D_{1r} (s_1 - s_3) \xi \beta \coth \beta (H-h_0) + D_{1r} D_{2r} (s_1 + s_2) \xi \alpha \coth \xi h_0}{D_{1c} D_{2c} (s_1 - s_2) \beta \coth \beta (H-h_0) + D_{1c} D_{2r} (s_2 - s_3) \xi \coth \xi h_0} \times$$

$$\frac{\alpha \coth \alpha h_0 - (s_2 D_{2c} D_{1r} - s_3 D_{1c} D_{2r}) \beta \alpha \coth \beta (H-h_0) \coth \alpha h_0}{-(s_1 D_{1r} D_{2c} - s_3 D_{1c} D_{2r}) \alpha \coth \alpha h_0} \quad (7.5.1)$$

para $\left(\frac{\lambda_{10}}{R}\right)^2 > \mu^2$; para $\left(\frac{\lambda_{10}}{R}\right)^2 < \mu^2$ a expressão (7.5.1) permanece inalterada exceto quanto ao primeiro membro que se torna $\gamma \cot \gamma (H-h_0)$

O valor de k_{∞}^c que satisfaz aquela igualdade é o k_{∞}^c .

7.6. O programa de computador para o cálculo de k_{eff} se encontra no Apêndice F. Para os diversos reticulados da CAPITU, os valores de k_{eff} estão reproduzidos nas tabelas 7.1 e 7.2. ©

Pode-se observar que, para os reticulados tratados, aquele que apresenta k_{eff} máximo é o que usa o combustível SRL com 7 varetas e passo de 13 cm que, contudo, está bem afastado do estado crítico.

C A P Í T U L O 8

8. MÉTODO HETEROGÊNEO

8.1. A grande maioria dos reatores nucleares, térmicos, são heterogêneos, isto é, os elementos combustíveis são distribuídos segundo uma malha (reticulado) de uma determinada forma geométrica (quadrada, retangular, hexagonal, etc) sendo o espaço entre os elementos combustíveis ocupado pelo moderador.

Se o livre percurso médio dos neutrons, em tôdas as energias do seu espectro, é menor ou da mesma ordem de grandeza da espessura do combustível, o reator é dito heterogêneo (11).

O cálculo dos parâmetros característicos do reticulado pode ser feito por meio de duas técnicas diferentes.

A primeira técnica consiste em tomar células cilíndricas de área equivalente à da célula real, e supor-se todos os elementos constituintes da célula como uma mistura homogênea. Este é o método homogêneo.

A segunda técnica consiste em se considerar o elemento combustível sob uma forma geométrica de dimensões infinitamente pequenas e tratá-lo como uma descontinuidade do moderador. Este é o método heterogêneo.

8.2. O método heterogêneo é aqui abordado para o caso em que se tem um meio moderador infinito no qual estão mergulhados em número finito de fios infinitamente finos, paralelos, sendo suas posições caracterizadas pelos vetores \underline{r}_k .

O fio de ordem k é uma fonte de intensidade q_k neutrons por unidades de comprimento e de tempo, emitidos numa energia única E_0 e simultaneamente um absorvedor de i_k neutrons térmicos (por unidades de comprimento e de tempo) a uma energia única E_T .

Os neutrons rápidos são moderados da energia E_0 à energia E_T segundo a teoria da idade de Fermi e, devido à fraca absorção do moderador e, ainda, devido ao fato de ser pequeno o comprimento de difusão em relação ao passo do reticulado, os neutrons à energia E_T se difundem, no moderador, segundo a teoria elementar da difusão.

Como as barras de combustível têm diâmetro pequeno em relação ao passo e devido às condições de simetria oferecidas pelo reticulado, supõe-se que o fluxo em torno de cada fio tenha simetria axial.

8.3. Uma relação simples entre a intensidade de fonte e a de absorção pode ser estabelecida.

Se η_k é a relação entre o número médio de neutrons rápidos emitidos pelo fio e o número de neutrons térmicos capturados, por unidade de tempo, então:

$$q_k = \eta_k i_k \quad (8.3.1)$$

56.

chamando-se de $j_{E_1}^{E_0}(|\underline{r} - \underline{r}_k|)$ a densidade de moderação correspondente à energia E_1 no ponto \underline{r} devido a 1 neutron nascido com energia E_0 no ponto \underline{r}_k , a densidade de moderação total será:

$$q_k \cdot j_{E_1}^{E_0}(|\underline{r} - \underline{r}_k|) \quad (8.3.2)$$

Tomando $E_1 = E_T$, a densidade de neutrons térmicos no ponto \underline{r} devido a uma fonte unitária de neutrons rápidos colocada no ponto \underline{r}_k , em um moderador infinito, será

$$F(|\underline{r} - \underline{r}_k|) = \int_{(\infty)} j_{E_T}^{E_0}(|\underline{r} - \underline{r}_k|) f(|\underline{r} - \underline{r}'|) d\underline{r}' \quad (8.3.3)$$

onde $f(|\underline{r} - \underline{r}'|)$ é o kernel de difusão.

Considerando o princípio da superposição, a densidade de neutrons térmicos em \underline{r} , devido a M fontes de neutrons rápidos distribuídas no moderador infinito e sem absorções será:

$$N(\underline{r}) = \sum_{k=1}^M q_k F(|\underline{r} - \underline{r}_k|) \quad (8.3.4)$$

Observando que as fontes de neutrons rápidos são absorvedoras de neutrons térmicos e que $F(|\underline{r} - \underline{r}_k|)$ é a densidade de neutrons térmicos no ponto \underline{r} devido a uma fonte unitária de neutrons térmicos colocada em \underline{r}_k , a absorção de cada fonte será:

$$i_k F(|\underline{r} - \underline{r}_k|) \quad (8.3.5)$$

Assim, considerando a absorção de neutrons térmicos, a contribuição da fonte k para a densidade no ponto \underline{r} será:

$$q_{T_n} F(|\underline{r} - \underline{r}_k|) - i_k f(|\underline{r} - \underline{r}_k|) \quad (8.3.6)$$

donde, a densidade total em \underline{r} :

$$N(\underline{r}) = \sum_{k=1}^M \left[q_{T_k} F(|\underline{r} - \underline{r}_k|) - i_k f(|\underline{r} - \underline{r}_k|) \right] \quad (8.3.7)$$

Devido à relação (8.3.1):

$$N(\underline{r}) = \sum_{k=1}^M i_k \left[\eta_k F(|\underline{r} - \underline{r}_k|) - f(|\underline{r} - \underline{r}_k|) \right] \quad (8.3.8)$$

Como o passo do reticulado e os comprimentos de difusão e moderação são muito maiores que as dimensões dos elementos combustíveis, a densidade de neutrons térmicos na vizinhança do elemento combustível de ordem n é, aproximadamente:

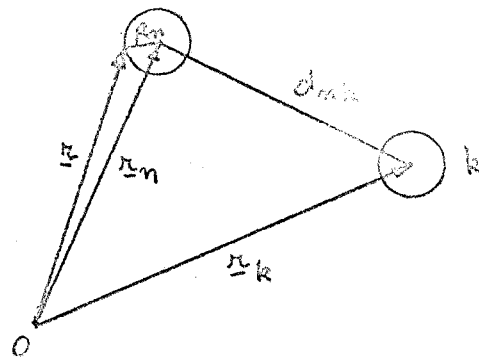


fig. 8.1

©

$$N(|\underline{r} - \underline{r}_k|) \approx \left\{ \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq n}}^M i_k \left[\eta_k F(d_{nk}) - f(d_{nk}) \right] \right\} + i_n \left[\eta_n F(R_n) - f(R_n) \right] = \sum_{k=1}^M i_k \left[\eta_k F(d_{nk}) - f(d_{nk}) \right] \quad (8.3.9)$$

onde:

$$d_{nk} = |\underline{r}_n - \underline{r}_k| \quad \text{se } n \neq k$$

$$d_{nk} = R_n \quad \text{se } n = k$$

Considerando que a intensidade de absorção do combustível

i_n seja proporcional à densidade de neutrons térmicos na sua superfície, tem-se:

$$i_n = \frac{N(R_n)}{\gamma_n} \quad (8.3.10)$$

De (8.3.9) e (8.3.10) tem-se:

$$\gamma_n i_n = \sum_{k=1}^M i_k \left[\eta_k F(d_{nk}) - f(d_{nk}) \right] \quad (8.3.11a)$$

ou

$$\gamma_n i_n = \sum_{k=1}^M i_k \alpha_{nk} \quad (8.3.11b)$$

A expressão (8.3.11) constitui um sistema de M equações lineares homogêneas cujas incógnitas são as absorções i_n em cada combustível.

O anulamento do determinante característico do sistema constitui a condição de criticalidade, isto é:

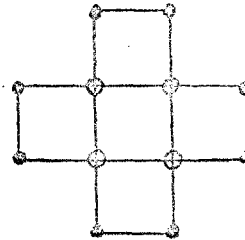
$$\begin{vmatrix} \alpha_{11} - \gamma_1 & \alpha_{12} & \dots & \alpha_{1M} \\ \alpha_{21} & \alpha_{22} - \gamma_2 & \dots & \alpha_{2M} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1} & \alpha_{M2} & \dots & \alpha_{MM} - \gamma_M \end{vmatrix} = 0 \quad (8.3.12)$$

Nesse determinante aparecem, implicitamente, os fatores $\eta_i, \gamma_i, R_i, L^2$ e ζ que podem ser considerados, cada um, como parâmetros críticos.

Assim, o cálculo de um reator heterogêneo fica reduzido à

resolução de um sistema de tantas equações lineares homogêneas quantos forem os elementos combustíveis.

Havendo, porém, simetria na disposição dos elementos combustíveis de propriedades físicas idênticas e sendo N o número de grupos de simetria, o número de equações se reduz a N . Na fig. 8.2, tem-se um reator com 12 elementos, havendo dois grupos de simetria. Assim, o sistema se reduz a duas equações:



○ - elemento 1
● - elemento 2

fig. 8.2

$$\gamma_1 i_1 = i_1 \sum_{k=1}^4 \alpha_{1k} + i_2 \sum_{k=5}^{12} \alpha_{1k}$$

$$\gamma_2 i_2 = i_1 \sum_{k=1}^4 \alpha_{2k} + i_2 \sum_{k=5}^{12} \alpha_{2k}$$

De um modo geral, se existe N grupos de espécie s :

$$\gamma_n i_n = \sum_{i=1}^N i_i \sum_k \alpha_{nk} \quad (8.3.13)$$

onde a somatória em k se estende a todos os elementos do grupo s e n varia de 1 a s . ⑥

8.4. Durante a moderação pode ocorrer a captura de neutrons ao passarem pelas energias de ressonância do combustível. As capturas podem ser calculadas em uma ou várias faixas de ressonâncias desde que as suas larguras sejam pequenas em comparação com o incremento médio de letargia por colisão (ξ).

Assim, as capturas por ressonância em um dado nível de energia é equivalente a uma fonte monoenergética "negativa", ou seja, cada fio \underline{m} é uma fonte negativa de neutrons com energia E_r e intensidade A_m neutrons por unidades de comprimento e tempo.

A densidade de moderação para $E < E_r$ é gerada por duas espécies de fontes: a fonte real de neutrons rápidos (E_0) e a fonte "negativa" (E_r). Assim, a eq.(8.3.2) se torna:

$$q_r \int_{E_T}^{E_0} (1 - \beta_k) - q_r \sum_m \int_{E_r}^{E_0} (1 - \beta_m) + A_m \int_{E_T}^{E_r} (1 - \beta_m) \quad (8.4.1)$$

onde $\int_{E_r}^{E_0} (1 - \beta_m)$ é a densidade de moderação dos neutrons nascidos na barra k com energia E_0 e que atingem a barra m com energia de ressonância; A_m é a intensidade de absorção da barra m para neutrons com energia E_r ; $\int_{E_T}^{E_r} (1 - \beta_m)$ é a densidade de moderação dos neutrons nascidos na barra m com energia E_r e que atingem o ponto \underline{r} com energia térmica.

Então:

$$F^*(\underline{r} - \underline{r}_k) = F(\underline{r} - \underline{r}_k) - \sum_m A_m \int_{E_r}^{E_0} (1 - \beta_m) F_{E_r}(\underline{r} - \underline{r}_m) \quad (8.4.2)$$

sendo

$$F_{E_r}(\underline{r} - \underline{r}_m) = \int_{(\omega)} \int_{E_T}^{E_r} (1 - \beta_m) f(\underline{r} - \underline{r}') d\underline{r}' \quad (8.4.3)$$

Substituindo-se F por F^* em (8.3.11a) obtém-se a equação da criticalidade, levando-se em conta as capturas por ressonância.

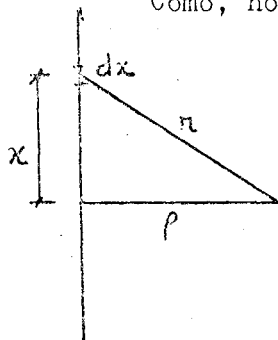
8.5. Kernels de moderação e difusão

8.5.1. Moderação

Considerando-se uma fonte puntiforme, monoenergética, na origem, com instensidade de 1 neutron por segundo, a densidade de moderação à energia E (ou idade τ) é:

$$\left[j_E^{\bar{E}_0}(r, \tau) \right]_p = \frac{\exp(-r^2/4\tau)}{(4\pi\tau)^{3/2}}$$

Como, no caso presente, tem-se uma fonte filiforme,



tem-se:

$$dj_E^{\bar{E}_0}(p, \tau) = \frac{\exp(-r^2/4\tau)}{(4\pi\tau)^{3/2}} dx = \frac{\exp(-\rho^2/4\tau)}{(4\pi\tau)^{3/2}} \cdot \exp(-x^2/4\tau) dx$$

logo:

$$j_E^{\bar{E}_0}(p, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} dj_E^{\bar{E}_0}(p, \tau) = \frac{\exp(-\rho^2/4\tau)}{4\pi\tau}$$

logo, a densidade de moderação no ponto \underline{r} devido a uma fonte filiforme infinita em r_k será:

$$j_E^{\bar{E}_0}(|\underline{r} - \underline{r}_k|) = \frac{\exp[-(|\underline{r} - \underline{r}_k|^2)/4\tau]}{4\pi\tau} \quad (8.5.1) \quad \text{⑥}$$

8.5.2. Difusão

O kernel da difusão pode ser obtido resolvendo-se a equação da difusão para um meio difusor infinito, contendo uma fonte filiforme, infinita, de intensidade de 1 neutron/cm.s, térmico.

62.

Em coordenadas cilíndricas:

$$\frac{d\phi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\phi}{dr} - \frac{1}{L^2} \phi = 0$$

cuja solução geral é:

$$\phi = A K_0(r/L) + C I_0(r/L)$$

Como o fluxo deve tender para zero assim que r tende para o infinito, deve-se ter $C = 0$.

① Por outro lado, $\lim_{r \rightarrow 0} 2\pi r J = 1$, donde: $A = \frac{1}{2\pi D}$

Portanto:

$$f(|\underline{r} - \underline{r}'|) = \frac{1}{2\pi L^2 \Sigma_c} K_0\left(\frac{|\underline{r} - \underline{r}'|}{L}\right) \quad (8.5.2)$$

8.6. A densidade de neutrons devido a uma fonte filiforme, infinita, emitindo 1 neutron/cm.s, à energia E_0 , num meio moderador infinito é tal que:

$$2\pi L^2 \Sigma_c F(\underline{r}) = \int_{(\infty)} \frac{\exp(-\underline{r}^2/4z)}{4\pi z} K_0\left(\frac{|\underline{r} - \underline{r}'|}{L}\right) d\underline{r}'$$

A expressão $F(\underline{r})$ é do tipo:

$$F(\underline{r}) = \int_{(\infty)} f(\underline{r}') \phi(|\underline{r} - \underline{r}'|) d\underline{r}'$$

Sendo $\hat{f}(\underline{x})$ a transformada de Fourier de $f(\underline{r})$, tem-se:

$$F(\underline{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{(\infty)} \int_{(\infty)} \hat{f}(\underline{x}) \exp(-i \underline{r}' \cdot \underline{x}) \phi(|\underline{r} - \underline{r}'|) d\underline{r}' =$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{(\infty)} \int_{(\infty)} \hat{f}(\underline{x}) \frac{1}{5} (|\underline{n} - \underline{n}'|) \exp[-i(\underline{n}' - \underline{n} + \underline{n}) \cdot \underline{x}] d\underline{n}'$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{(\infty)} \exp(-i \underline{n} \cdot \underline{x}) \hat{f}(\underline{x}) \frac{1}{5} (|\underline{x}|) d\underline{x}$$

A transformada de Fourier em geometria cilíndrica é:

$$\hat{f}(b) = 2\pi \int_0^{\infty} f(r) J_0(br) r dr$$

e a inversão é feita por:

$$f(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \hat{f}(b) J_0(br) b db$$

Donde, a transformada de K_0 é:

$$2\pi \int_0^{\infty} K_0\left(\frac{|\underline{n} - \underline{n}'|}{L}\right) \cdot |\underline{n} - \underline{n}'| \cdot J_0(|\underline{n} - \underline{n}'| \cdot x) d(|\underline{n} - \underline{n}'|) = \frac{2\pi}{x^2 + \frac{1}{L^2}}$$

A transformada da exponencial é:

$$2\pi \int_0^{\infty} \frac{\exp(-n^2/4\epsilon)}{4\pi\epsilon} J_0(n'x) n' dn' = \exp(-x^2\epsilon)$$

logo:

$$2\pi L^2 \Sigma_c F(n) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{2\pi \exp(-x^2\epsilon)}{x^2 + 1/L^2} x J_0(nx) dx = \int_0^{\infty} \frac{x \exp(-x^2\epsilon) J_0(xn)}{x^2 + 1/L^2} dx$$

Esta integral pode ser posta sob outra forma. Para isso faz-se:

$$p(\epsilon) = \int_0^{\infty} \frac{x \exp(-x^2\epsilon) J_0(xn)}{x^2 + 1/L^2} dx$$

diferenciando em relação a ϵ :

$$\frac{\partial p}{\partial \epsilon} = \int_0^{\infty} \frac{-x^3 \exp(-x^2\epsilon) J_0(xn)}{x^2 + 1/L^2} dx$$

então:

$$\frac{\partial p}{\partial \epsilon} - \frac{p}{L^2} = - \int_0^{\infty} x \exp(-x^2\epsilon) J_0(xn) dx = - \frac{1}{2\epsilon} \exp(-n^2/4\epsilon)$$

A solução da equação diferencial acima é:

64.

$$p(\bar{z}) \exp(-\bar{z}/L) = - \int_0^{\bar{z}} \exp\left[-\left(\frac{\bar{z}}{L} + \frac{n^2}{4L^2} \bar{z}'\right)\right] \frac{d\bar{z}'}{2\bar{z}'} + p(0)$$

sendo

$$p(0) = K_0(n/L) = \int_0^{\infty} \exp\left[-\left(z + \frac{n^2}{4L^2} z\right)\right] \frac{dz}{2z}$$

fazendo $x = \bar{z}'/L^2$, virá:

$$p(\bar{z}) \exp(-\bar{z}/L) = \left[- \int_0^{\bar{z}/L^2} + \int_0^{\infty} \right] \exp\left[-\left(x + \frac{n^2}{4L^2} x\right)\right] \frac{dx}{2x}$$

donde:

$$p(\bar{z}) = \exp(\bar{z}/L) \int_{\bar{z}/L^2}^{\infty} \exp\left[-\left(x + \frac{n^2}{4L^2} x\right)\right] \frac{dx}{2x}$$

finalmente:

$$2\pi L^2 \sum_c F(n) = \exp(\bar{z}/L) \int_{\bar{z}/L^2}^{\infty} \exp\left[-\left(x + \frac{n^2}{4L^2} x\right)\right] \frac{dx}{2x} \quad (8.6.1)$$

A integral $\int_{\bar{z}/L^2}^{\infty}$ é igual a $\int_0^{\infty} - \int_0^{\bar{z}/L^2}$

Como $\int_0^{\infty} \exp\left[-\left(x + \frac{n^2}{4L^2} x\right)\right] \frac{dx}{2x} = K_0(n/L)$

e, fazendo-se: $x = \bar{z}/L^2 z$, tem-se:

$$I = - \int_0^{\bar{z}/L^2} \exp\left[-\left(x + \frac{n^2}{4L^2} x\right)\right] \frac{dx}{2x} = - \frac{1}{2} \int_1^{\infty} \exp\left[-\left(\frac{\bar{z}}{L^2 z} + \frac{n^2}{4L^2} z\right)\right] \frac{dz}{z}$$

sendo satisfeita a condição de $\bar{z} \ll L^2$; $\exp(-\bar{z}/L^2 z) \approx 1 - \frac{\bar{z}}{L^2 z}$ e:

$$I = - \frac{1}{2} \int_1^{\infty} \exp\left(-\frac{n^2 z}{4L^2}\right) \frac{dz}{z} + \frac{\bar{z}}{2L^2} \int_1^{\infty} \exp\left(-\frac{n^2 z}{4L^2}\right) \frac{dz}{z^2} =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2} \operatorname{Ei}\left(-\frac{\nu^2}{4\sigma}\right) + \frac{\sigma}{2L^2} \operatorname{E}_2\left(\frac{\nu^2}{4\sigma}\right) = \frac{1}{2} \operatorname{Ei}\left(-\frac{\nu^2}{4\sigma}\right) + \frac{\sigma}{2L^2} \left[\exp\left(-\frac{\nu^2}{4\sigma}\right) + \frac{\nu^2}{4\sigma} \operatorname{E}_1\left(\frac{\nu^2}{4\sigma}\right) \right] \\
&= \frac{\sigma}{2L^2} \exp\left(-\frac{\nu^2}{4\sigma}\right) + \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\nu^2}{4L^2} \right] \operatorname{Ei}\left(-\frac{\nu^2}{4\sigma}\right)
\end{aligned}$$

Então:

$$F(\nu) = \frac{\exp(\sigma/L^2)}{2\pi L^2 \Sigma_c} \left[K_0\left(\frac{\nu}{L}\right) + \frac{\sigma}{2L^2} \exp\left(-\frac{\nu^2}{4\sigma}\right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\nu^2}{4L^2} \right) \operatorname{Ei}\left(-\frac{\nu^2}{4\sigma}\right) \right] \quad (8.6.2)$$

A expressão (8.6.2) pode ser facilmente calculada, lembrando que $\operatorname{Ei}(-x)$ é dado por:

$$\operatorname{Ei}(-x) \approx -\frac{\exp(-x)}{x} \cdot \left(\frac{a_0 + a_1 x + x^2}{b_0 + b_1 x + x^2} \right) \quad \text{se } x \gg 0,9$$

sendo que:

$$\begin{aligned}
a_0 &= 0,250621; & a_1 &= 2,334733 \\
b_0 &= 1,681534; & b_1 &= 3,330657
\end{aligned}$$

para valores de $x < 0,9$:

$$\operatorname{Ei}(x) = 0,577216 + \ln x + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{x^n}{n(n!)}$$

sendo que 5 termos da série já fornecem uma precisão razoável.

Finalmente, a menos de uma constante multiplicativa, o fluxo é:

$$\phi(\nu) = \frac{1}{2\pi L^2 \Sigma_c} \sum_k \left\{ i_R \cdot \left[\eta_R \exp(\sigma/L^2) \int_{\nu/2L}^{\infty} \int_0^{\infty} \exp\left[-\left(\chi + \frac{|\nu - 2L\chi|^2}{4L^2 x}\right)\right] \cdot \frac{d\chi}{2\chi} \right. \right. \quad (8.6.3)$$

8.7. Absorções na ressonância

O coeficiente A_m , que caracteriza a absorção por ressonância é obtido facilmente.

Para o caso de fontes filiformes constituindo um reticulado quadrado, infinito, a densidade de moderação à idade $\bar{\sigma}_n$ no ponto \underline{r} , devido a neutrons nascidos em \underline{r}_m , é:

$$\int_{\bar{E}_n}^{\bar{E}_0} (|\underline{r} - \underline{r}_m|) = \frac{1}{2\pi \bar{\sigma}_n} \sum_{v_1, v_2 = -\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{(|\underline{r} - \underline{v}a|)^2}{4\bar{\sigma}_n} \right] \quad (8.7.1)$$

onde a é o passo do reticulado e o vetor $\underline{v}a$ é:

$$\underline{v}a = v_1 a \hat{i} + v_2 a \hat{j} = \underline{r}_k$$

logo:

$$\frac{A_m}{4\pi \bar{\sigma}_n} \sum_{v_1, v_2 = -\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{|\underline{r}_m - \underline{v}a|^2}{4\bar{\sigma}_n} \right] = 1 - p_m \quad (8.7.2)$$

é igual ao número de neutrons capturados, por unidades de comprimento e tempo, pelo fio m , na energia de ressonância; p_m é a probabilidade de escape à ressonância de um reticulado infinito, composto de barras do tipo m .

Como o reticulado é infinito, a expressão (8.7.2) se torna

$$\frac{A_m}{4\pi \bar{\sigma}_n} \sum_{v_1, v_2 = -\infty}^{+\infty} \exp \left[-\frac{|\underline{v}a|^2}{4\bar{\sigma}_n} \right] = 1 - p_m$$

A somatória pode ser posta sob a forma:

$$\sum_{\nu_1, \nu_2 = -\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{|\nu a|^2}{4\bar{\sigma}_R}\right] = \left[1 + 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\nu^2 a^2}{4\bar{\sigma}_R}\right)\right]^2$$

donde:

$$A_m = (1 - p_m) \frac{4\pi \bar{\sigma}_R}{\left[1 + 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\nu^2 a^2}{4\bar{\sigma}_R}\right)\right]^2} \quad (8.7.3)$$

8.8. Reator Finito

Para o emprêgo do método heterogêneo no cálculo de reatores cilíndricos finitos é possível fazer-se uma separação de variáveis de modo a se obter

$$N(\underline{r}, z) = N(\underline{r}) \cos B_z Z \quad (8.8.1)$$

sendo o valor de B_z^2 dado por:

$$B_z^2 = \left(\frac{\bar{n}}{H + 2\bar{\sigma}_z}\right)^2 \quad (8.8.2)$$

onde H é a altura do núcleo do reator e $\bar{\sigma}_z$ é a economia do refletor.

Nesse caso é necessário considerar as fugas axiais dos neutrons em moderação e em difusão.

As fugas axiais durante a moderação diminuem a idade, ou seja, elas correspondem a um aumento da secção de choque de modera-

68.

ção de modo que

$$\sum_s = \sum_s^0 + \sum_s^0 \frac{\text{probabilidade de fuga}}{\text{probabilidade de anti-fuga}} =$$

$$= \sum_s^0 \left(1 + \frac{\exp(-B_x^2 \tau_0)}{1 - \exp(-B_x^2 \tau_0)} \right)$$

que corresponde a se tomar a nova idade como:

$$\tau' = \tau_0 \exp(-B_x^2 \tau_0) \quad (8.8.3)$$

As fugas axiais durante a difusão correspondem igualmente a um aumento da secção de choque de absorção, de modo que:

$$\Sigma_c = \Sigma_c^0 + D B_x^2 \quad (8.8.4)$$

Para se simular o reator como finito na direção radial, coloca-se barras altamente absorvedoras ao longo da circunferência de raio igual ao do reator real, acrescido da economia do refletor.

8.9. Parâmetros Heterogêneos

Em um reticulado infinito, na ausência de absorção por ressonância durante o processo de moderação, tem-se $k_{\infty} = 1$, para o meio crítico e, portanto, o fator de utilização térmica é, por definição:

$$f = \frac{\sum_{k=1}^{\infty} F_k}{\sum_{k=1}^{\infty} F_k} = \frac{1}{\eta} \quad (8.9.1)$$

donde:

$$\frac{1-f}{f} = \eta - 1 = \frac{\gamma + \sum_{k=1}^{\infty} f(\pi_k)}{\sum_{k=1}^{\infty} F(\pi_k)} - 1 \quad (8.9.2)$$

Segundo Galamini (G2), a expressão acima pode ser posta sob a forma:

$$\frac{1-f}{f} = \gamma \sigma \Sigma_c + \phi \quad (8.9.3)$$

onde σ é a área da célula do reticulado e g , para reticulados hexagonais, têm o valor

$$\phi = \frac{\sigma}{4\pi R^2} \left[\frac{\ln(\sigma/\pi R^2)}{1 - \pi R^2/\sigma} + \frac{1}{2} \frac{\pi R^2}{\sigma} - 1,4975 \right] \quad (8.9.4) \text{ ⑥}$$

Dessa maneira, para reticulados finitos, tem-se:

$$\frac{k_{\infty} \exp(-\beta^2 \sigma)}{(1 + L_n^2 \beta^2)} = 1 \quad (8.9.5)$$

$$\text{onde } k_{\infty} = \frac{\eta}{1 + \gamma \Sigma_c \sigma + \phi} \quad (8.9.6)$$

70.

$$e \quad L_r^2 = L^2 \frac{\gamma \sigma \Sigma_c + \beta}{1 + \gamma \sigma \Sigma_c + \beta} \quad (8.9.7)$$

sendo L_r^2 a área de difusão para o reticulado e L^2 a do moderador.

Segundo o método acima descrito foi escrito um programa de computador (inicialmente para o IBM-1130 e agora já adaptado para o IBM-360/40) baseado na referência (B2). O código ainda apresenta m perfeições e, devido a este motivo, os resultados comparativos não constam do presente trabalho.

APÊNDICE A

DENSIDADE DE MODERAÇÃO

A.1. Neste Apêndice, procura-se calcular a distribuição espacial da densidade de moderação da população de neutrons em um bloco cilíndrico, de grafita, de raio geométrico R_0 altura semi-infinita, devido a uma fonte puntiforme de neutrons de intensidade S_0 , monoenergética (energia E_0) situada no ponto de coordenadas (r_0, z_0, θ_0) , estando a origem do sistema de coordenadas localizada no centro da base do bloco de grafita.

A.2. Aplicando a teoria da idade, de Fermi, e chamando à idade de neutrons de ζ , a densidade de moderação $q = q(r, z, \theta, \zeta)$ deve satisfazer (L1) à equação:

$$\nabla^2 q = \frac{\partial q}{\partial \zeta} \quad (\text{A.1})$$

em todos os pontos do meio, exceto na fonte, satisfazendo as seguintes condições de contorno:

- a) a densidade de moderação deve permanecer finita e se anular no raio extrapolado R ;
- b) deve ser periódica (período 2π) e simétrica em rela-

ção ao plano definido pelo eixo do bloco e o ponto onde se situa a fonte.

A.3. Considerando: (a) fato de ser a geometria cilíndrica; (b) as condições de contorno do item anterior; (c) a hipótese de que a densidade de moderação possa ser expressa como uma função de variáveis separáveis, a solução da equação (A.1) é:

$$Q(r, z, \theta, \tau) = \sum_{mn} Q_{mn}(z, \tau) J_n\left(\frac{x_{mn} r}{R}\right) \cos n\theta \quad (A.2)$$

onde $n = 0, 1, 2, \dots$ e x_{mn} são os sucessivos zeros da função J_n de Bessel, sendo que $Q_{mn}(z, \tau)$ deve satisfazer a equação:

$$\frac{\partial^2 Q_{mn}}{\partial z^2} - \left(\frac{x_{mn}}{R}\right)^2 Q_{mn} = \frac{\partial Q_{mn}}{\partial \tau} \quad (A.3)$$

Tomando a transformada de Laplace da equação (A.3), obtém-se:

$$\frac{d^2 \bar{Q}_{mn}}{dz^2} - \left(\frac{x_{mn}}{R}\right)^2 \bar{Q}_{mn} = t \bar{Q}_{mn} - Q_{mn}(z, 0) \quad (A.4)$$

A.4. Observando que a densidade de moderação no ponto (r, z, θ) para neutrons com energia idêntica à da fonte pode ser posta sob a forma:

$$q(r, z, \theta, 0) = S_0 \frac{\delta(r-r_0)}{r} \delta(\theta-\theta_0) \delta(z-z_0) \quad (A.5)$$

onde δ é a "função" de Dirac.

Tendo em vista (A.2) e, então, aplicando o operador:

$$\int_0^R \int_{-\pi}^{\pi} \cos k\theta \quad n J_k \left(\frac{x_{mk} r}{R} \right) [\quad] dr d\theta$$

obtem-se:

$$Q_{mn}(z, 0) = S_{mn} \delta(z - z_0) \quad (A.6)$$

onde se fez:

$$S_{mn} = \frac{S_0 J_n \left(\frac{x_{mn} r_0}{R} \right) \cos n\theta_0}{\frac{R^2}{2} J_{n+1}^2(x_{mn}) (\delta_m^0 + 1) \pi} \quad (A.7)$$

sendo $\delta_n^0 = 0$ se $n \neq 0$; $\delta_n^0 = 1$ se $n = 0$:

A.5. Levando $Q_{mn}(z, 0)$, fornecido por (A.6), em (A.4), obtém-se uma equação diferencial, linear, não homogênea:

$$\frac{d^2 \bar{Q}_{mn}}{dz^2} - \gamma_{mn}^2 \bar{Q}_{mn} = - S_{mn} \delta(z - z_0) \quad (A.8)$$

onde se tem:

$$\gamma_{mn}^2 = \left(\frac{x_{mn}}{R} \right)^2 + t$$

A solução da parte homogênea de (A.8) pode ser posta sob a forma:

$$\bar{Q}_{mn}(z, t) = A_{mn} \exp(\gamma_{mn} z) + C_{mn} \exp(-\gamma_{mn} z) \quad (A.9)$$

onde as constantes terão seus valores determinados a partir das condições de contorno.

A.6. Na figura A1 é mostrado o bloco de grafita em duas regiões situadas abaixo e acima do plano horizontal (perpendicular ao eixo do cilindro) que contém a fonte.

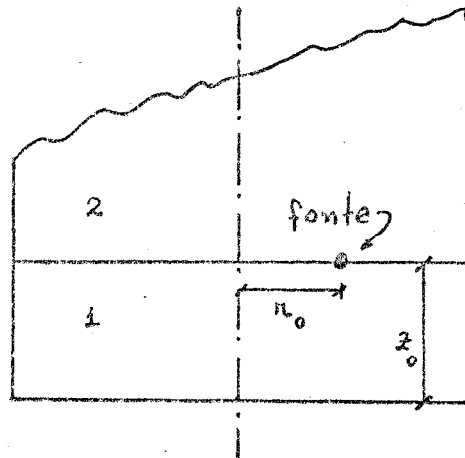


fig. A1

a) Região 1 ($z \leq z_0$)

A densidade de moderação deve se anular para $z = 0$, donde se conclui:

$$(A_{mn})_1 = - (C_{mn})_1.$$

b) Região 2 ($z \geq z_0$)

A densidade de moderação também se anula quando $z \rightarrow +\infty$ e, portanto, tem-se: $(A_{mn})_2 = 0$.

Como a densidade de moderação deve ser contínua no plano $z = z_0$, as soluções para as regiões 1 e 2 se tornam:

(a) Região 1 ($z \leq z_0$):

$$\bar{Q}_{mn}(z, t) = A_{mn} \left[\exp(\gamma_{mn} z) - \exp(-\gamma_{mn} z) \right] \quad (\text{A.10})$$

(b) Região 2 ($z \geq z_0$):

$$\bar{Q}_{mn}(z, t) = A_{mn} \left[\exp(2\gamma_{mn} z_0) - 1 \right] \exp(-\gamma_{mn} z) \quad (\text{A.11})$$

Porém a equação (A.8) implica que a corrente axial de neutrons de idade zero deve dar um salto em z_0 correspondente à produção, pela fonte, donde:

$$A_{mn} = S_{mn} \frac{\exp(-\delta_{mn} z_0)}{\delta_{mn}} \quad (\text{A.12})$$

A.7. Substituindo o valor de A_{mn} em (A.10) e A.12) e tomando as transformadas inversas, ambas se reduzem a:

$$Q_{mn}(z, \xi) = S_{mn} e^{-\left(\frac{\lambda_{mn}}{R}\right)^2 \xi} \left[e^{-\frac{(z_0 - z)^2}{4\xi}} - e^{-\frac{(z_0 + z)^2}{4\xi}} \right] \quad (\text{A.13})$$

sendo S_{mn} dado por (A.7), levando (A.13) em (A.2) obtém-se a expressão da densidade de moderação, que toma a forma:

$$q_f(r, z, \theta, \xi) = \frac{S_0}{\pi R^2} \sum_{m, n} \frac{J_n\left(\frac{\lambda_{mn} r_0}{R}\right) \cos n\theta_0}{J_{n+1}^2(\lambda_{mn}) (\delta_n^0 + 1)} \cdot \frac{e^{-\left(\frac{\lambda_{mn}}{R}\right)^2 \xi}}{\sqrt{\pi \xi}} \times$$

$$\times \left[e^{-\frac{(z_0 - z)^2}{4\xi}} - e^{-\frac{(z_0 + z)^2}{4\xi}} \right] \cdot J_n\left(\frac{\lambda_{mn} r}{R}\right) \cos n\theta$$

A.8. Se a fonte puntual estiver localizada sobre o eixo do bloco de grafita, a densidade de moderação deverá ter simetria axial e, chamando de S_0 à intensidade da fonte, tem-se:

$$q_c(n, z, \bar{z}) = \frac{S_c}{2\pi R^2} \sum_m \frac{e^{-\left(\frac{x_m}{R}\right)^2 \bar{z}}}{\sqrt{\pi \bar{z}} J_1^2(x_m)} \cdot \begin{bmatrix} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{4\bar{z}}} & e^{-\frac{(z+z_0)^2}{4\bar{z}}} \\ & -e \end{bmatrix} J_0\left(\frac{x_m z}{R}\right) \quad (\text{A.15})$$

desaparecendo a dependência angular.

9. A.9. Para uma só fonte lateral, a densidade de moderação é dada por (A.14). Considerando-se N fontes laterais regularmente dispostas sobre o mesmo plano horizontal e devido à linearidade da equação diferencial satisfeita pela densidade de moderação, esta continua sendo dada por (A.14) multiplicada por N , sendo que n passa a ter os valores:

$$n = 0, N, 2N, 3N, \dots$$

Como os harmônicos em n decrescem muito mais rapidamente do que em m , basta, em (A.14) tomar o fundamental em n ($n = 0$). Assim, a densidade de moderação total será:

$$q(r, z, \bar{z}) = \sum_m A_m \left[S_c + N S_0 J_0\left(\frac{x_m R_0}{R}\right) \right] Q_m(z, \bar{z}) J_0\left(\frac{x_m r}{R}\right) \quad (\text{A.16})$$

sendo que

$$A_m = \frac{1}{2\pi R^2 J_1^2(x_m)} \quad (\text{A.17})$$

e

$$Q_m(z, \bar{z}) = \frac{e^{-\left(\frac{\lambda_m}{R}\right)^2 \bar{z}}}{\sqrt{\pi} \bar{z}} \cdot \begin{bmatrix} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{4\bar{z}}} & e^{-\frac{(z+z_0)^2}{4\bar{z}}} \\ e & e \end{bmatrix} \quad (\text{A.18})$$

A.10. Anulando-se o segundo e terceiro harmônico restará, praticamente, apenas o fundamental ($m = 1$), uma vez que as amplitudes dos harmônicos decrescem à medida que suas ordens crescem. Para isto deve-se ter:

$$S_c + NS_o J_0\left(\frac{\lambda_2 r_o}{R}\right) = 0$$

$$S_c + NS_o J_0\left(\frac{\lambda_3 r_o}{R}\right) = 0$$

donde se tira:

$$r_o/R = 0,54549 \quad e \quad S_c/S_o = 0,26410 \text{ N.}$$

Dêsse modo, usando-se uma fonte central e quatro laterais, © a fonte central deverá ser 5,64% mais intensa que as laterais e estas últimas deverão estar situadas sobre a circunferência de raio $r_o = 0,54549R$.

A P Ê N D I C E B

B.1. Os fluxos rápido e térmico, no meio multiplicador e na grafi-
ta, devem satisfazer as equações de (6.4.1) a (6.4.4).

As soluções de (6.4.1) e (6.4.2) são acopladas de tal modo
que:

$$\phi_{1c} = AX + CY \quad e \quad \phi_{2c} = S_1 AX + S_2 CY \quad (B.1)$$

sendo:

$$S_1 = \frac{\rho_c \Sigma_{1c} / \Sigma_{2c}}{1 + \mu^2 L_c^2} \quad e \quad S_2 = \frac{\rho_c \Sigma_{1c} / \Sigma_{2c}}{1 - \lambda^2 L_c^2} \quad (B.2)$$

e:

$$\lambda^2 = \frac{1}{2\bar{\sigma}_c L_c^2} \left[(\bar{\sigma}_c + L_c^2) + \sqrt{(\bar{\sigma}_c + L_c^2)^2 + 4(k_\omega - 1)\bar{\sigma}_c L_c^2} \right] \quad (B.3)$$

e, ainda:

$$\mu^2 = \frac{k_\omega - 1}{\lambda^2 \bar{\sigma}_c L_c^2} \quad (B.4)$$

sendo X e Y funções de r, z e θ e devendo satisfazer às equações:

$$\nabla^2 X + \mu^2 X = 0 \quad \text{e} \quad \nabla^2 Y - \lambda^2 Y = 0 \quad (\text{B.5})$$

Por separação de variáveis, as soluções radial e azimutal de (B.5) são $J_n\left(\frac{x_{jn}r}{R}\right)$ e $\cos n(\theta - \theta_0)$, desde que sejam impostas as seguintes condições de contorno:

- fluxo finito quando $r \rightarrow 0$;
- fluxo nulo em $r = R$;
- fluxo periódico com período 2π ;
- fluxo simétrico em relação ao plano que contém a fonte e o eixo da montagem.

Assim, desenvolvendo X e Y em série:

$$X = \sum_{jn} A_{jn} Z_{jn}^x(z) J_n\left(\frac{x_{jn}r}{R}\right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (\text{B.6})$$

$$Y = \sum_{jn} C_{jn} Z_{jn}^y(z) J_n\left(\frac{x_{jn}r}{R}\right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (\text{B.7})$$

Levando-se (B.6) e (B.7) em (B.5), obtém-se:

$$\frac{d^2 Z_{jn}^x}{dz^2} - \gamma_{jn}^2 Z_{jn}^x = 0 \quad \text{e} \quad \frac{d^2 Z_{jn}^y}{dz^2} - \beta_{jn}^2 Z_{jn}^y = 0 \quad (\text{B.8})$$

onde:

$$\gamma_{jn}^2 = \left(\frac{x_{jn}}{R}\right)^2 - \mu^2 \quad \text{e} \quad \beta_{jn}^2 = \left(\frac{x_{jn}}{R}\right)^2 + \lambda^2 \quad (\text{B.9})$$

Chamando de H a $H_0 + h_0$ e impondo-se a condição de anulação do fluxo para $Z = H$, as soluções de (B.8) são do tipo $\sinh \alpha_{jn}(H - z)$.

Dê-se modo, os fluxos se escrevem:

$$\phi_{1c} = \sum_{jn} \left[A_{jn} \sinh \gamma_{jn} (H-z) + C_{jn} \sinh \beta_{jn} (H-z) \right] \times J_n \left(\frac{\chi_{jn} r}{R} \right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (B.10)$$

$$\phi_{2c} = \sum_{jn} \left[S_1 A_{jn} \sinh \gamma_{jn} (H-z) + S_2 C_{jn} \sinh \beta_{jn} (H-z) \right] \times J_n \left(\frac{\chi_{jn} r}{R} \right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (B.11)$$

Considerando em (6.4.3) o termo de fonte nulo, a solução do sistema de equações constituído por (6.4.3) e (6.4.4) é:

$$\phi_{1n} = F Z \quad e \quad \phi_{2n} = S_3 F Z + G W \quad (B.12)$$

sendo:

$$S_3 = \frac{\sum_{1n} / D_{1n}}{K_{2n}^2 - K_{1n}^2} = \frac{D_{1n} / \sum_{2n}}{\sigma_n - L_n^2} \quad (B.13)$$

sendo Z e W funções de r, z, θ , e W deve satisfazer à equação:

$$\nabla^2 W - K_{2r}^2 W = 0 \quad (B.14)$$

Desenvolvendo o termo de fonte de (6.4.5), Z e W série:

$$Z = \sum_{jn} D_{jn} Z_{jn}(z) J_n \left(\frac{\chi_{jn} r}{R} \right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (B.15)$$

$$S_0 \frac{\delta(n-n_0)}{n} \delta(z-z_0) \delta(\theta - \theta_0) = \sum_{jn} S_{jn} \delta(z-z_0) J_n \left(\frac{\chi_{jn} r}{R} \right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (B.16)$$

$$W = \sum_{jn} E_{jn} Z_{jn}(z) J_n \left(\frac{\chi_{jn} r}{R} \right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (B.17)$$

Devido à ortogonalidade de J_n e \cos , de (B.16), obtém-se:

$$S_{jn} = \frac{S_0 J_n \left(\frac{x_{jn} r_0}{R} \right) \cos n \theta_0}{\frac{R^2}{2} J_{n+1}^2(x_{jn}) (\delta_n^0 + 1) \pi} \quad (\text{B.18})$$

Por outro lado, levando (B.15) e (B.16) em (6.4.3):

$$\frac{d^2 z_{jn}}{dz^2} - \alpha_{jn}^2 z_{jn} + \frac{S_{jn}}{D_{jn}} \delta(z - z_0) = 0 \quad (\text{B.19})$$

sendo:

$$\alpha_{jn}^2 = \left(\frac{x_{jn}}{R} \right)^2 + \frac{1}{L_n^2} \quad (\text{B.20})$$

A solução da parte homogênea de (B.19) é:

$$z_{jn} = D_{jn} e^{\alpha_{jn} z} + E_{jn} e^{-\alpha_{jn} z}$$

Como o fluxo deve ser contínuo no plano $z = z_0$ e adotando-se o índice 1 para a região $Z \gg Z_0$ e 2 para $Z \leq Z_0$, tem-se:

$$D_{jn}^{(1)} e^{\alpha_{jn} z_0} + E_{jn}^{(1)} e^{-\alpha_{jn} z_0} = D_{jn}^{(2)} e^{\alpha_{jn} z_0} + E_{jn}^{(2)} e^{-\alpha_{jn} z_0}$$

Como a corrente deve ser descontínua no plano $z = z_0$:

$$-D_{jn}^{(1)} \alpha_{jn} e^{\alpha_{jn} z_0} + E_{jn}^{(1)} \alpha_{jn} e^{-\alpha_{jn} z_0} + D_{jn}^{(2)} \alpha_{jn} e^{\alpha_{jn} z_0} - E_{jn}^{(2)} \alpha_{jn} e^{-\alpha_{jn} z_0} = \frac{S_{jn}}{D_{jn}}$$

donde:

$$D_{jn}^{(2)} = D_{jn}^{(1)} + \frac{S_{jn}}{2\alpha_{jn} D_{jn}} e^{-\alpha_{jn} z_0} \quad (\text{B.21})$$

$$E_{jn}^{(2)} = E_{jn}^{(1)} - \frac{S_{jn}}{2\alpha_{jn} D_{jn}} e^{\alpha_{jn} z_0} \quad (\text{B.22})$$

Levando (B.17) em (B.14), obtém-se:

$$W_{jm} = F_{jm} e^{\xi_{jm} z} + G_{jm} e^{-\xi_{jm} z} \quad (\text{B.23})$$

onde:

$$\xi_{jm}^2 = \left(\frac{x_{jm}}{R} \right)^2 + \frac{1}{L_n^2} \quad (\text{B.24})$$

o

Os fluxos rápido e térmico no pedestal de grafita se tornam:

$$\phi_{jn} = \sum_{jm} \left[D_{jm}^{(i)} e^{\xi_{jm} z} + E_{jm}^{(i)} e^{-\xi_{jm} z} \right] J_n \left(\frac{x_{jm} n}{R} \right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (\text{B.25})$$

$$\begin{aligned} \phi_{zn} = \sum_{jm} \left[S_3 D_{jm}^{(i)} e^{\xi_{jm} z} + S_3 E_{jm}^{(i)} e^{-\xi_{jm} z} + F_{jm}^{(i)} e^{\xi_{jm} z} + G_{jm}^{(i)} e^{-\xi_{jm} z} \right] \times \\ \times J_n \left(\frac{x_{jm} n}{R} \right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad (\text{B.26}) \end{aligned}$$

sendo que para $i = 1$, a solução é válida para $Z \gg Z_0$; para $i = 2$, a solução é válida para $Z < Z_0$.

Impondo-se a continuidade, tanto do fluxo como da corrente axial térmica no plano $Z = Z_0$, obtém-se:

$$F_{jm}^{(1)} = F_{jm}^{(2)} + \frac{S_3 S_{jn} e^{-\xi_{jm} z_0}}{2 \xi_{jm} D_{jn}} \quad (\text{B.27})$$

$$G_{jm}^{(1)} = G_{jm}^{(2)} - \frac{S_3 S_{jn} e^{\xi_{jm} z_0}}{2 \xi_{jm} D_{jn}} \quad (\text{B.28})$$

As constantes são determinadas a partir das condições:

(a) continuidade dos fluxos térmico e rápido, na interface grafita

-meio multiplicador, ou seja:

$$A_{jn} \sinh \gamma_{jn} (H-h) + C_{jn} \sinh \beta_{jn} (H-h) = D_{jn}^{(1)} e^{\alpha_{jn} h} + E_{jn}^{(1)} e^{-\alpha_{jn} h} \quad (\text{B.29})$$

$$S_1 A_{jn} \sinh \gamma_{jn} (H-h) + S_2 C_{jn} \sinh \beta_{jn} (H-h) = S_3 D_{jn}^{(1)} e^{\alpha_{jn} h} + S_3 E_{jn}^{(1)} e^{-\alpha_{jn} h} + F_{jn}^{(1)} e^{\beta_{jn} h} + G_{jn}^{(1)} e^{-\beta_{jn} h} \quad (\text{B.30})$$

(b) igualdade das correntes axiais, térmica e rápida, na interface grafita-meio multiplicador:

$$-D_{1c} \gamma_{jn} A_{jn} \cosh \gamma_{jn} (H-h) - D_{1c} \beta_{jn} C_{jn} \cosh \beta_{jn} (H-h) = D_{1n} \alpha_{jn} D_{jn}^{(1)} e^{\alpha_{jn} h} - D_{1n} \alpha_{jn} E_{jn}^{(1)} e^{-\alpha_{jn} h} \quad (\text{B.31})$$

$$-D_{2c} \gamma_{jn} S_1 A_{jn} \cosh \gamma_{jn} (H-h) - D_{2c} \beta_{jn} S_2 C_{jn} \cosh \beta_{jn} (H-h) = D_{2n} \alpha_{jn} S_3 D_{jn}^{(1)} e^{\alpha_{jn} h} - D_{2n} \alpha_{jn} S_3 E_{jn}^{(1)} e^{-\alpha_{jn} h} + D_{2n} \beta_{jn} F_{jn}^{(1)} e^{\beta_{jn} h} - D_{2n} \beta_{jn} G_{jn}^{(1)} e^{-\beta_{jn} h} \quad (\text{B.32})$$

(c) fluxos rápido e térmico se anulando para $z = 0$:

$$D_{jn}^{(1)} = -E_{jn}^{(1)} \quad (\text{B.33})$$

$$S_3 D_{jn}^{(2)} + S_3 E_{jn}^{(2)} + F_{jn}^{(2)} + G_{jn}^{(2)} = 0 \quad (\text{B.34})$$

Determinadas as constantes, os fluxos no meio multiplicador devido a uma fonte central de intensidade S_c e N fontes perifé-

ricas ricas de intensidades S_0 , regularmente distribuídas, poderão ser obtidas, isto é:

$$\phi_{ic} = \sum_j \left[A_{j_0} J_0 \left(\frac{x_{j_0} r}{R} \right) \sinh \gamma_{j_0} (H-z) + C_{j_0} J_0 \left(\frac{x_{j_0} r}{R} \right) \sinh \beta_{j_0} (H-z) \right] + \sum_{j_n} N \left[A_{j_n} \sinh \gamma_{j_n} (H-z) + C_{j_n} \sinh \beta_{j_n} (H-z) \right] J_n \left(\frac{x_{j_n} r}{R} \right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad \text{B.35}$$

$$\phi_{zc} = \sum_j \left[S_1 A_{j_0} J_0 \left(\frac{x_{j_0} r}{R} \right) \sinh \gamma_{j_0} (H-z) + S_2 C_{j_0} J_0 \left(\frac{x_{j_0} r}{R} \right) \sinh \beta_{j_0} (H-z) \right] + \sum_{j_n} N \left[S_1 A_{j_n} \sinh \gamma_{j_n} (H-z) + S_2 C_{j_n} \sinh \beta_{j_n} (H-z) \right] J_n \left(\frac{x_{j_n} r}{R} \right) \cos n(\theta - \theta_0) \quad \text{B.36}$$

onde A_{j_0} e C_{j_0} são obtidas para

$$S_{j_0} = \frac{S_c}{\pi R^2 J_1^2(x_{j_0})} \quad \text{B.37}$$

e A_{j_n} e C_{j_n} são obtidas para:

$$S_{j_n} = \frac{S_0 J_n \left(\frac{x_{j_n} r_0}{R} \right) \cos n \theta_0}{\frac{R^2}{2} J_{n+1}^2(x_{j_n}) (\delta_{n+1}^0 + 1) \pi} \quad \text{B.38}$$

sendo $n = 0, N, 2N, 3N$ etc.

A P Ê N D I C E C

PROGRAMA " P A R A M "

Cálculo dos parâmetros do reticulado.

Nota: O trabalho de transcrição para a linguagem Fortran foi
realizado pelo eng. Carlos Márcio Mascarenhas Dale.

```

SUBROUTINE LETAB
DIMENSION FPT(301),FEIT(51),FAT(300)
EQUIVALENCE(FPT(1),FEIT(1),FAT(1))
READ(2,1000)(FPT(I),I=1,301)
WRITE(10 1)(FPT(I),I=1,301)
READ(2,1000)(FEIT(I),I=1,51)
WRITE(10 4)(FEIT(I),I=1,51)
READ(2,1000)(FAT(I),I=1,300)
WRITE(20 1)(FAT(I),I=1,300)
1000 FORMAT(7F10.0)
RETURN
END
SUBROUTINE RIB1(I,I1,FPTI,FPTI1)
DIMENSION FPT(301)
READ(10 1)(FPT(J),J=1,301)
FPTI = FPT(I)
FPTI1 = FPT(I1)
RETURN
END
SUBROUTINE RIB2(I,I1,FATI,FATI1)
DIMENSION FAT(300)
READ(20 1)(FAT(J),J=1,300)
FATI = FAT(I)
FATI1 = FAT(I1)
RETURN
END
SUBROUTINE RIB3(I,I1,FEITI,FEIT2)
DIMENSION FEIT(51)
READ(10 4)(FEIT(J),J=1,51)
FEITI = FEIT(I)
FEIT2 = FEIT(I1)
RETURN
END
C
DEFINE FILE 10(4,320,U,KS),20(3,320,U,KT)
DIMENSION XCOF(3),COF(3),BUCK(2),BUCKI(2)
C
PROGRAM PRINCIPAL
C
CALCULO DOS PARAMETROS DO RETICULADO
C
PROGRAMA 'PARAM'
C
CALL LETAB
C
READ(2,100)SCC,SMC,SGC,SCS,SMS,SGS,SMT,QSS,SLC,SLM,SLG,SLME,SLMI
2 SLIU,SLIM,SLIG,SLW,SLIW,SLWE,SLWI,SWS,SSR,ETA
100 FORMAT(8F10.0)
READ(2,200)AO,CO,DO,CLO,DU2
200 FORMAT(5F10.0)
WRITE(3,9575)
9575 FORMAT(//,30X,'***** COMBUSTIVEL S R L *****',//)
WRITE(3,8888) AO,CO,DO,CLO,DU2
8888 FORMAT(' RAIO DA PASTILHA ',20X,F8.4,/, ' RAIO EXTERNO DO REVE-
1 MENTO ', 8X,F8.4,/, ' DISTANCIA EIXO A EIXO ENTRE VARETAS ',1X,
2.2,/, ' RAIO INTERNO DO REVESTIMENTO', 9X,F8.4,/, ' DENSIDADE DO
3 XIDO DE URANIO', 9X,F8.2)
READ(2,111)ITEMP,LCONC
111 FORMAT(2I5)
WRITE(3,887)ITEMP,LCONC
887 FORMAT(' TEMPERATURA DO MODERADOR ',15X,I5,/, ' CONCENTRACAO
1 MODERADOR ',14X,I5,/)
C
CORRECAO DEVIDO A TEMPETRATURA

```

C

3

```
IF (ITEMP-2000) 3, 50, 3  
T = .01 * ITEMP  
RO = 1.00264 - .0000625 * T - .00000347 * T ** 2  
SMS = SMS * RO  
SMC = SMC * RO  
SLM = SLM * RO  
QSS = QSS * RO  
SLME = SLME * RO  
SLMI = SLMI * RO  
SLIM = SLIM * RO  
SMT = SMT * ((T + 273) / 293) ** .144 * RO
```

8889

```
WRITE (3, 8889) SMS, SMC, SLM, QSS, SLME, SLMI, SLIM, SMT
```

50

```
READ (2, 250) D, NVF
```

250

```
FORMAT (F10.0, I5)  
IF (NVF - 19) 21, 22, 23
```

```
21 NCF = 1  
NVP = 6  
GO TO 13  
22 NCF = 2  
NVP = 12  
GO TO 13  
23 NCF = 3  
NVP = 18
```

C

C

CALCULO DO FATOR DE FISSAO RAPIDA

C

```
13 VPC = 3.1416 * AO ** 2  
VC = NVF * VPC  
VPG = 3.1416 * (CO ** 2 - CLO ** 2)  
X = AO / CO  
ALF = ATAN (SQRT (1. - X ** 2) / X)  
XL = AO / CLO  
ALFL = ATAN (SQRT (1. - XL ** 2) / XL)  
VLG = (NVF - 1.) * VPG - NVP * (CO ** 2 * (ALF - 0.5 * SIN (2. * ALF)) - CLO ** 2 * (ALFL - 1.0 * SIN (2. * ALFL)))  
VZ = (NVF - 1.) * 3.1416 * (CLO ** 2 - AO ** 2) - NVP * (CLO ** 2 * (ALFL - 0.5 * SIN (2. * ALFL)))  
RP = NCF * DO  
VLB = 2.59809 * RP ** 2 + 6. * AO * RP + 3.1416 * AO ** 2  
AL = SQRT (0.3183 * VLB)  
VLC = VLB - (VC + VLG + VZ)  
SL = (VLC * (SLC + SLW) + VLMI * SLM + VLG * SLG) / VLB  
SL1 = (VLC * (SL1U + SL1W) + VLMI * SLIM + VLG * SL1G) / VLB  
B = (VLC * SLC) / (VLB * SL)  
B1 = (VLC * SL1U) / (VLB * SL1)  
BL = (VLC * SLWE + VLMI * SLME + VLG * SLG) / (VLC * SLC)  
BLL = (VLMI * SLMI + VLC * SLWI) / (VLC * SLC)  
I = 100. * AL * SL / 2. + 1.  
I1 = I + 1  
CALL RIB1 (I, I1, FPTI, FPTI1)  
FP = FPTI  
DELTA = 50. * (FPTI1 - FPTI)  
FP = FP + DELTA * (AL * SL - 2. * (I - 1) / 100.)  
I = 100. * AL * SL1 / 2. + 1  
I1 = I + 1  
CALL RIB1 (I, I1, FPTI, FPTI1)
```

```

FPI =FPT1
DELTA = 50.*(FPT11 - FPT1)
FPI =FPI + DELTA*(AL*SL1 - 2.*(1-1)/100.)
XGAMA= 0.0176 *B1*FPI / (1.-(1.- 0.0176*B1)*FPI)
EPS = 1. + (0.0579*B*FP -XGAMA*(0.439 -(0.116+0.439*BL - 0.561*BL
1 )*B*FP))/ (1. - (0.736 + BL)* B * FP)

```

C
C
C

RELACOES DE FLUXO - FATOR DE UTILIZACAO TERMICA

```

VG =NVF * VPG
VB=2.59809*RP**2 + 6.*CO*RP + 3.1416*CO**2
A=SQRT(0.3183*VB)
VMI= VB - NVF * 3.1416*CO**2
SC = (VC*DEL*SCC + VG*SGC + VMI*SMC) / VB
SS=(VC*DEL*(SCS+SWS)+VG*SGS+VMI*SMS)/VB
S = SC + SS
X = A * S
I = 100.* X/2.
I1 = I + 1
CALL RIB2(I,I1,FATI,FATI1)
FA = FATI
DELTA = 50.*(FATI1 - FATI)
FA = FA + DELTA * (X - 2.* I / 100.)
ALFA = 0.021 + 0.054*X - 0.004*X**2
BETA = 0.0305 - 0.002*X
F = 1. + FA * SC/S*(1. + ALFA*SS/S + BETA*(SS/S)**2)
SCT = DEL*SCC + DEL*(SCS + SWS)
I = 100.* AO * SCT / 2.
I1 = I + 1
CALL RIB2(I,I1,FATI,FATI1)
FAO = FATI
DELTA = 50.* (FATI1 - FATI)
FAO = FAO + DELTA * (SCT * AO - 2.*I/100.)
FL = 1. + FAO *(DEL*SCC/SCT)
R=(VG*SGC)/(VC*DEL*SCC)*FL

```

C
C
C
C
C

ICEL=4 MALHA QUADRADA
ICEL=6 MALHA HEXAGONAL

C
32
33
444

```

ICEL=6
IF(ICEL=5)32,32,33
BP=D/SQRT(3.14159)
GO TO 444
BP=.52504*D
VMC = 3.1416 * BP **2 - VB
X =(BP/A)**2
FC =0.25*((X/(X-1.))*ALOG(X)+0.5/X-1.5)
XI = A*SMT
FLAM = 1.0054 - 0.1309*XI + 0.0188*XI**2
AC = SQRT(0.3183 * VC)
FFM = F+AC*SCC*DEL*(1.+R)*(9.4248*AC*FC*SMT*BP**2/VMC+(1.5*FLAM
1 )*AC/A)
RFUT = 1. + R + (SMC/(SCC*DEL))*((2.*FL - 1.) * VMI/VC + FFM*VM
1 VC)
FUT = 1./RFUT
GAMA=F/((VC*SCC*DEL)*(1.+R))+((1.5*FLAM-1.)/(3.14159*AC)

```

C
C
C

AREA DE DIFUSAO

```

VM=VMC+VM1
S2=RFUT*VC*SCC*DEL/(VB+(PL-1.)*(2.*VM1+VG)+VMC*FFM)
D2=3.1416*BP**2/(3.*(VC+VM)*(VC+VM*FFM))*(VC/SCT +VM*FFM/SMT)
ADIF = D2/S2

```

C
C
C

AREA DE MODERACAO

```
ADIFR = 1120.48.*(1.-XGAMA)* (0.161*B*FP)/(1.-(0.633+BL)*B*FP))
```

```

1 (3.1416 * BP **2)**2/(VM*(VM + VC))
CALF = (1. -XGAMA)*0.161*B*FP / (1.-(0.633 +BL)*B*FP)
S1 = 1./(1. - 0.4*CALF) * VM/BP**2 * 0.3183E-2
D1 = 3.7699 * BP**2/(VC + VM)

```

C
C
C

INTEGRAL DE RESSONANCIA

```

IF(NVF-19)69,90,70
69 SUE=25.1328*AO + 6.*DO -11.* AO
GO TO 12
70 SUE=62.852*AO+18*DO-30*AO
GO TO 12
90 SUE =43.9824*AO + 12.*DO - 24.*AO
12.SU = 6.2852 *NVF * AO
SUI = SU -SUL
E = (0.2756*DO**2 - CO**2) /AO
X = E * SSR
I = 100.* X + 1.
II = I + 1
CALL RIB3(I,II,FEIT1,FEIT2)
FEI = FEIT1
DELTA = 100.*(FEIT2 - FEIT1)
FEI = FEI + DELTA * (X - (I-1.)/100.)
SUEF = SUE + FEI*SU.
EFI=0.0133*DU2+0.0278*SQRT(DU2*SUEF/VC)
IF(D-25.110,20,20
10 PR = EXP(- (VC/VM.*(EFI/DOSS))
GO TO 17
20 PR = EXP(- 1.05 *(VC/VM.*(EFI/DOSS))

```

C
C
C

K INFINITO E LAPLACIANO

```

17 CAINF = PR*EPS*FU*DELTA
XCOF(1)=-((CAINF-1.)/ADIF*ADIFR)
XCOF(2)= 1./ADIF + 1./ADIFR
XCOF(3)= 1.
CALL EPOLR(XCOF,COF,2,BUCK,SUCKI,IER)
IF(IER-1)701,700,700
700 WRITE (3,24)IER
24 FORMAT(I2)
701 DO 77 L=1,2
IF(BUCK(L),77,77,70
78 IR=L
77 CONTINUE
AFLA=BUCK(IR)

```

C
C
C

***** CORRECAO DA CONCENTRACAO *****

```

IF(LCONC-99.010,9,0
9 SACK=2*0.05*(99.0-0.1*LCONC)
DONT=0.1*(0.047*(99.0-0.1*LCONC)
DUBS=0.00*(0.04*(99.0-0.1*LCONC)

```

0

```

DL2=-(DQSS/VS*(199.8-0.01*LCONC)
DPR=(VET*(VC/VM)+DQSS/DSS)**2
DFM=VC*SCC*DEL*(1.77)*3*(DF**2*FC*DSMT/VMC
DF=-PUT*VMC*(SMC*DFR+FFM*DSMC)/(VC*SCC*DEL)
DL2=DF-VM*DFM/(VC+VM*FFM)*VM*(DFM-FFM*DSMT/SMT)/(VC*SMT/SCT+VM
*FFM)
TERM=ADIF/(1.+ADIF*APLA)+ADIFR/(1.+ADIFR*APLA)
SERM=DPR+DF-DL2*ADIF*APLA/(1.+ADIF*APLA)-DLS2*ADIFR*APLA
1/(1.+ADIFR*APLA)
DLAP=SERM/TERM
DLAPC=APLA+DLAP
WRITE(3,0811)
8812 FORMAT(//,30X,' ***** CORRECOES ***** ',//)
WRITE(3,0805)DLAP,DL2,DF,DPR,DLS2,DQSS,DSMT,DSMC,DLAPC
8889 FORMAT(' LAPLACIANO',20X,F20.8,10X,' AREA DE DIFUSAO',15X,F20.4,
1,' UTILIZACAO TERMICA',12X,F20.5,10X,' ESCAPE RESS',19X,F20.5,/,
2,AREA DE MODERACAO',13X,F20.4,10X,' PODER DE MODERACAO',12X,F20.4
3,' SEC TRANSPORTE MODERADOR',6X,F20.4,10X,' SEC CAPTURA MODERADOI
4,9X,F20.4,/,30X,' LAPLACIANO CORRIGIDO ',F20.8,/)
9 ESPC = 3.14159 * CLO**2 * NVF
RELMC = VM/ESPC
RELAC = VG / ESPC
XMXC=VM/VC
XAXR=VG/VC
WRITE(3,400)D,NVF
400 FORMAT(// PASSO F20.1//11X NUMERO DE VARETAS DO FEIXE 16//)
WRITE(3,500)
500 FORMAT(7X,' VOL COMB',12X,' VOL RVES',12X,' VOL MODER',11X,' VOL
INT MOD',9X,' VOL EXT MOD')
WRITE(3,501)VC,VG,VM,VM1,VMC
501 FORMAT(5F20.5,/)
WRITE(3,502)
502 FORMAT(7X,' REL MOD/VCOMB',7X,' REL REV/VCOMB',7X,' RELMOD/VREA
10M',9X,' REL REV/VREALCOM')
WRITE(3,503)RELMC,RELAC,XMXC,XAXR
503 FORMAT(4F20.4,/)
WRITE(3,504)
504 FORMAT(7X,' UT TERMICA',10X,' ESC RESS',12X,' FIS RAPIDA',10X,'
1A',17X,' K INFINITO',10X,' LAPLA')
WRITE(3,505)PUT,PR,EPS,ETA,CAINF,APLA
505 FORMAT(5F20.5,F20.7)
WRITE(3,506)
506 FORMAT(7X,' SEC CHOQUE MOD',6X,' SEC CHOQUE DIF',6X,' COEF DFR
ZIDA',5X,' COEF DIF TERMICA',4X,' INTEGRAL RESS')
WRITE(3,501)S1,S2,D1,D2,EFI
WRITE(3,507)
WRITE(3,503)ADIFR,ADIF,FFM,F
WRITE(3,4001)GAMA,R,F,FL
4001 FORMAT(//,' RELACAO DE CAPTURAS'E15.7,10X,' RELACAO DE CAPTURAS R
1E15.7,/,', FLUXO MEDIO MOD/FLUXO MEDIO COMB'E15.7,10X,' RELACAO
2XO REV'E15.7)
GO TO 50
507 FORMAT(7X,' AREA DIF RAPIDA',5X,' AREA DIF TERMICA',4X,' REL FL
1 MOD/COMB',2X,' REL FLUXO REV/COMB')
CALL EXIT
END

```

A P Ê N D I C E D

PROGRAMA " D E N S "

Cálculo da Densidade de Moderação na Grafita.

// JOB

LOG DRIVE CART SPEC CART AVAIL PHY DRIVE
0000 1111 1111 0000

V2 M07 ACTUAL 16K CONFIG 16K

// FOR

*ONE WORD INTEGERS

*IOCS(CARD,1132PRINTER)

*LIST SOURCE PROGRAM

C

C CALCULO DA DENSIDADE DE MODERACAO

C UMA FONTE CENTRAL OU UMA CENTRAL E LATERAIS

C

 DIMENSION XJ(5),Z(51),QH(51,5),QNH(51,5),Q(51),A(5),QQ(5)

 READ(2,100)(XJ(J),J=1,5)

 READ(2,100)TAU,RG,ZZ

100 FORMAT(5F10.0)

 NFONL=4

 WRITE(3,4044)

4044 FORMAT(/,40X,'*** DENSIDADE DE MODERACAO NA GRAFITA ***',//)

 WRITE(3,111)TAU,RG,ZZ,NFONL

111 FORMAT(' IDADE='F10.2,5X,'RAIO DA GRAFITA='F10.2,5X,'COTA DA F
1 I='F10.2,5X,'NUMERO DE FONTES LATERAIS='I5,//)

 A=1./(6.2832*SQRT(3.1416*TAU)*RG**2)

 DO 11 J=1,5

 C=EXP(-(XJ(J)/RG)**2*TAU)

 CALL RESJ(AJ(J),1,AJ1,1.E-5,I1)

 IF(I1)30,43,30

30 WRITE(3,112)I1 ,J

112 FORMAT(' VALOR DE I1='I5,10X,'J='I5)

43 IF(NFONL)33,33,40

40 X(J)=.5454956*XJ(J)

 CALL RESJ(X(J),0,XJZ,1.E-5,I2)

 IF(I2)50,34,50

50 WRITE(3,113)I2 ,J

113 FORMAT(' VALOR DE I2='I5,10X,'J='I5)

34 D=1.+XJZ/.2640683

 QQ(J)=A*C*D/XJ1**2

 GO TO 11

33 QQ(J)=A*C/XJ1**2

11 CONTINUE

 DO 10 I=1,16

 Q(I)=0.0

 Z(I)=10.*(I-1)

 B=EXP(-(Z(I)-ZZ)**2/(4.*TAU))-EXP(-(Z(I)+ZZ)**2/(4.*TAU))

 DO 444 J=1,5

 QH(I,J)=B*QQ(J)

 QNH(I,J)=QH(I,J)/QH(I,1)

444 Q(I)=Q(I)+QH(I,J)

10 CONTINUE

 WRITE(3,115)(Z(I),QH(I,J),J=1,5),(QNH(I,J),J=1,5),Q(I),I=1,16

115 FORMAT(/,' COTA'F5.1,/, ' HARMONICOS'5E20,/,/, ' HARMONICOS'5E20,/,/,
1, ' DENS MODLR'F20,7)

 CALL EXIT

 END

A P Ê N D I C E E

PROGRAMA "F L U X O"

Cálculo dos Fluxos Rápido e Térmico

Nota: O trabalho de transcrição para a linguagem Fortran
foi realizado pelo eng. Edison Pereira de Andrade.

// JOB T

LOG DRIVE CART SPEC CART AVAIL PHY DRIVE
0000 1111 1111 0000

V2 M07 ACTUAL 16K CONFIG 16K

// FOR

*ONE WORD INTEGERS

*LIST SOURCE PROGRAM

*EXTENDED PRECISION

 SUBROUTINE SINH(X,Y)

 Y=(EXP(X)-EXP(-X))/2.

 RETURN

 END

FEATURES SUPPORTED

ONE WORD INTEGERS

EXTENDED PRECISION

CORE REQUIREMENTS FOR SINH

COMMON 0 VARIABLES 6 PROGRAM 32

END OF COMPILATION

// DUP

*STORE WS UA SINH

D 06 ENTRY POINT NAME ALREADY IN LET/FLET

// FOR

*ONE WORD INTEGERS

*LIST SOURCE PROGRAM

*EXTENDED PRECISION

 SUBROUTINE COSH(X,VZ)

 VZ=(EXP(X)+EXP(-X))/2.

 RETURN

 END

FEATURES SUPPORTED

ONE WORD INTEGERS

EXTENDED PRECISION

CORE REQUIREMENTS FOR COSH

COMMON 0 VARIABLES 6 PROGRAM 32

END OF COMPILATION

// DUP

*STORE WS UA COSH

D 06 ENTRY POINT NAME ALREADY IN LET/FLET

*LIST SOURCE PROGRAM

*EXTENDED PRECISION

```
DIMENSION XN(5),A(5,5),B(5,1),BF1R(60),BF2R(60),BF1C(60),BF2C(60)
1F1RN1(60),F2RN1(60),F1CN1(60),F2CN1(60),F1CN2(60),F2CN2(60),F2CN3
160)
READ(2,5) (XN(J),J=1,5)
READ(2,6) RG,HP,HG,S1R,D1R,S2R,D2R,D1C,S1C,D2C,S2C,PC,XKIN,ZO
PI=3.14159
RO=0.5380*RG
VN=0.0
IF(VN)455,455,456
456 SL=1./(0.2499*VN)
GO TO 458
455 SL=1.
458 CONTINUE
TAUC=D1C/S1C
TAUR=D1R/S1R
XLRQ=D2R/S2R
XLCQ=D2C/S2C
EP1=TAUC*XLCQ
EP2=SQRT(EP1**2.+4.*(XKIN-1.)*TAUC*XLCQ)
DMQ=2.*TAUC*XLCQ
XMQ=(-EP1+EP2)/DMQ
XLQ=(EP1+EP2)/DMQ
S1=PC*S1C/(S2C*(1.+XLCQ*XMQ))
S2=PC*S1C/(S2C*(1.-XLCQ*XLQ))
XK1RQ=1./TAUR
XK2RQ=1./XLRQ
S3=S1R/(D2R*(XK2RQ-XK1RQ))
N1=4
N2=8
N3=20
N4=N2+1
DO 1001 I=1,N3
Z=10.*I
DO 1002 K=1,2
F1R=0.
F2R=0.
F1C=0.
F2C=0.
DO 1000 J=1,5
XP=(XN(J)/RG)**2.
GL=SQRT(XP-XMQ)
G2L=SQRT(XP+XLQ)
XQ=XN(J)*RO/RG
CALL EBESJ(XQ,0,VB0,1.E-06,IER)
CALL EBESJ(XN(J),1,VB1,1.E-06,IER)
C1SJ=(SL*VB0)**K/(SL*VB0)
C2SJ=RG**2.*VB1**2.*PI
XSJ=C1SJ/C2SJ
XBL=SQRT(XP+1./TAUR)
XB2L=SQRT(XP+1./XLRQ)
X1=XBL*ZO
D1=XSJ*EXP(X1)/(2.*XBL*D1R)
X2=GL*(HG-HP)
X3=G2L*(HG-HP)
X4=XBL*HP
X5=XB2L*HP
```

```

X6=XB2L*Z0
CALL SINH(X2,Y)
A(1,1)=Y
A(2,1)=S1*Y
CALL COSH(X2,VZ)
A(3,1)=-GL*D1C*VZ
A(4,1)=-D2C*S1*GL*VZ
A(5,1)=0.
CALL SINH(X3,Y)
A(1,2)=Y
A(2,2)=S2*Y
CALL COSH(X3,VZ)
A(3,2)=-G2L*D1C*VZ
A(4,2)=-D2C*S2*G2L*VZ
A(5,2)=0.
VEX4=EXP(X4)
A(1,3)=-VEX4
A(2,3)=-S3*VEX4
A(3,3)=-XBL*D1R*VEX4
A(4,3)=-D2R*S3*XBL*VEX4
A(5,3)=S3
VEX5=EXP(X5)
A(1,4)=0.
A(2,4)=-VEX5
A(3,4)=0.
A(4,4)=-D2R*XB2L*VEX5
A(5,4)=1.
A(1,5)=0.
A(2,5)=-EXP(-X5)
A(3,5)=0.
A(4,5)=D2R*XB2L*EXP(-X5)
A(5,5)=1.
B(1,1)=D1*EXP(-X4)
B(2,1)=S3*D1*EXP(-X4)
B(3,1)=-XBL*D1R*D1*EXP(-X4)
B(4,1)=-D2R*S3*XBL*EXP(-X4)*D1
CON1=(EXP(-X6)-EXP(X6))/XB2L
CON2=EXP(-X1)/XBL
B(5,1)=XSJ*S3*(CON1-CON2)/(2.*D1R)
CALL ESIMQ(A,B,5,KS)
VQ=XSJ*S3*EXP(-X6)/(2.*XB2L*D1R)
X7=GL*(HG-Z)
X8=G2L*(HG-Z)
X9=XBL*Z
X10=XB2L*Z
X11=2.*X6
C2=(VQ*(1.-EXP(X11))-(B(4,1)+B(5,1)))/S3
E2=B(4,1)-VQ
F2=-(E2+C2*S3)
IF(Z-HP) 201,201,202
201 IF(Z-Z0) 301,301,302
301 PF1R=C2*EXP(X9)
F1R=F1R+PF1R
PF2R=S3*PF1R+E2*EXP(X10)+F2*EXP(-X10)
F2R=F2R+PF2R
GO TO 1000
302 PF1R=B(3,1)*EXP(X9)+D1*EXP(-X9)
F1R=F1R+PF1R

```

```

PF2R=S3*PF1R+B(4,1)*EXP(X10)+B(5,1)*EXP(-X10)
F2R=F2R+PF2R
GO TO 1000
202 CALL SINH(X7,Y)
Y1=Y
CALL SINH(X8,Y)
Y2=Y
PF1C=A(1,1)*Y1+B(2,1)*Y2
F1C=F1C+PF1C
PF2C=S1*B(1,1)*Y1+S2*B(2,1)*Y2
F2C=F2C+PF2C
1000 CONTINUE
IF(K-1) 401,401,402
401 F1CC=F1C
F2CC=F2C
F1RC = F1R
F2RC=F2R
GO TO 1002
402 F1CL=F1C
F2CL=F2C
F1RL=F1R
F2RL=F2R
1002 CONTINUE
BF1R(I)=F1RC+VN*F1RL
BF2R(I)=F2RC+VN*F2RL
BF1C(I)=F1CC+VN*F1CL
1001 BF2C(I)=F2CC+VN*F2CL
DO 4001 I=1,N2
F1RN1(I)=BF1R(I)/BF1R(N1)
4001 F2RN1(I)=BF2R(I)/BF1R(N1)
DO 4002 I=N4,N3
F1CN1(I)=BF1C(I)/BF1R(N1)
4002 F2CN1(I)=BF2C(I)/BF1R(N1)
DO 4003 I=N4,N3
F1CN2(I)=BF1C(I)/BF1R(N2)
4003 F2CN2(I)=BF2C(I)/BF1R(N2)
DO 4004 I=N4,N3
F2CN3(I)=BF2C(I)/BF2R(N2)
WRITE(3,1)
1 FORMAT(/,35X,'VARIACAO DOS FLUXOS RAPIDO E TERMICO C/ A COTA',
WRITE(3,2)
2 FORMAT(13X,'VAR. DE Z',35X,'BF1R(I)',35X,'BF2R(I)',/)
DO 3 I=1,N2
Z=10.*I
3 WRITE(3,4) Z,BF1R(I),BF2R(I)
WRITE(3,12)
12 FORMAT(/,57X,'BF1C(I)',35X,'BF2C(I)',/)
DO 13 I=N4,N3
Z=10.*I
13 WRITE(3,4) Z,BF1C(I),BF2C(I)
4 FORMAT(13X,F9.3,51X,E15.7,27X,E15.7)
WRITE(3,4005)
4005 FORMAT(25X,'NORM FLUXOS EM REL. FLUXO RAPIDO NA FONTE',/)
DO 4006 I=1,N2
4006 WRITE(3,4008) I, F1RN1(I),F2RN1(I)
DO 4011 I= N4,N3
4011 WRITE(3,4008) I,F1CN1(I),F2CN1(I)
WRITE(3,4007)

```

*LIST SOURCE PROGRAM

*EXTENDED PRECISION

C
C CALCULO DA DISTRIBUICAO RADIAL DOS FLUXOS TERMICO E RAPIDO
C TEORIA A DOIS GRUPOS DE ENERGIA
C CONSIDERA O EFEITO DE UM REFLETOR AXIAL EM UMA DAS BASES DO DILI
C DRO
C

DIMENSION XN(5),A(5,5),B(5,1),BF1R(60),BF2R(60),F1RN(60),F2RN(60)
DIMENSION HARM(5)
READ(2,5) (XN(J),J=1,5)
READ(2,6) RG,HP,HG,S1R,D1R,S2R,D2R,D1C,S1C,D2C,S2C,PC,XKIN,ZO
PI=3.14159
Z=90.
R0=0.5380*RG
VN=0.0
IF(VN)455,455,456
456 SL=1./(0.2499*VN)
GO TO 458
455 SL=1.
458 CONTINUE
TAUC=D1C/S1C
TAUR=D1R/S1R
XLRQ=D2R/S2R
XLCQ=D2C/S2C
EP1=TAUC+XLCQ
EP2=SQRT(EP1**2.+4.*(XKIN-1.)*TAUC*XLCQ)
DMQ=2.*TAUC*XLCQ
XMQ=(-EP1+EP2)/DMQ
XLQ=(EP1+EP2)/DMQ
S1=PC*S1C/(S2C*(1.+XLCQ*XMQ))
S2=PC*S1C/(S2C*(1.-XLCQ*XLQ))
XK1RQ=1./TAUR
XK2RQ=1./XLRQ
S3=S1R/(D2R*(XK2RQ-XK1RQ))
DO 1001 I=1,10
RP = 10.*(I-1)
DO 1002 K=1,2
F1R=0.
F2R=0.
DO 1000 J=1,5
XP=(XN(J)/RG)**2.
GL=SQRT(XP-XMQ)
G2L=SQRT(XP+XLQ)
XQ=XN(J)*R0/RG
CALL EBESJ(XQ,0,VB0,1.E-06,IER)
CALL EBESJ(XN(J),1,VB1,1.E-06,IER)
C1SJ=(SL*VB0)**K/(SL*VB0)
C2SJ=RG**2.*VB1**2.*PI
XSJ=C1SJ/C2SJ
XBL=SQRT(XP+1./TAUR)
XB2L=SQRT(XP+1./XLRQ)
X1=XBL*ZO
D1=XSJ*EXP(X1)/(2.*XBL*D1R)
X2=GL*(HG-HP)
X3=G2L*(HG-HP)
X4=XBL*HP
X5=XB2L*HP

```

PF2R=S3*PF1R+VBFR*(E2*EXP(X10)+F2*EXP(-X10))
HARM(J)=PF2R
F2R=F2R+PF2R
GO TO 1000
302 PF1R=VBFR*(B(3,1)*EXP(X9)+D1*EXP(-X9))
F1R=F1R+PF1R
PF2R=S3*PF1R+VBFR*(B(4,1)*EXP(X10)+B(5,1)*EXP(-X10))
HARM(J)=PF2R
F2R=F2R+PF2R
GO TO 1000
202 CALL SINH(X7,Y1)
CALL SINH(X8,Y2)
PF1R=VBFR*(B(1,1)*Y1+B(2,1)*Y2)
F1R=F1R+PF1R
PF2R=S1*B(1,1)*Y1*VBFR+S2*B(2,1)*Y2*VBFR
HARM(J)=PF2R
F2R=F2R+PF2R
1000 CONTINUE
IF(K-1)401,401,402
401 F1RC=F1R
F2RC=F2R
WRITE(3,789)(HARM(J),J=1,5)
789 FORMAT(3X,5E20.7)
GO TO 1002
402 F1RL=F1R
F2RL=F2R
1002 CONTINUE
BF1R(I)=F1RC+VN*F1RL
BF2R(I)=F2RC+VN*F2RL
1001 CONTINUE
DO 505 I=1,10
F1RN(I)=BF1R(I)/BF1R(1)
505 F2RN(I)=BF2R(I)/BF1R(1)
WRITE(3,2001)
2001 FORMAT(1X,'TAB.VAR.FLUXOS RAP. E TERM.C/ O RAI0',//)
WRITE(3,2002)
2002 FORMAT(1X,'VAR.RP',20X,'BF1R(I)',20X,'BF2R(I)',20X,'F1RN(I)',20X,
1F2RN(I)')
DO 50 I=1,10
RP = 10.*(I-1)
50 WRITE(3,506) RP,BF1R(I),BF2R(I),F1RN(I),F2RN(I)
506 FORMAT(F6.2,12X,E15.7,12X,E15.7,12X,E15.7,12X,E15.7)
5 FORMAT(3F10.5)
6 FORMAT(8F10.5,/,6F10.5)
CALL EXIT
END

```

FEATURES SUPPORTED
ONE WORD INTEGERS
EXTENDED PRECISION
IOCS

CORE REQUIREMENTS FOR
COMMON 0 VARIABLES 1106 PROGRAM 1536

END OF COMPILATION

// XEQ

```

X6=XB2L*Z0
CALL SINH(X2,Y)
A(1,1)=Y
A(2,1)=S1*Y
CALL COSH(X2,VZ)
A(3,1)=-GL*D1C*VZ
A(4,1)=-D2C*S1*GL*VZ
A(5,1)=0.
CALL SINH(X3,Y)
A(1,2)=Y
A(2,2)=S2*Y
CALL COSH(X3,VZ)
A(3,2)=-G2L*D1C*VZ
A(4,2)=-D2C*S2*G2L*VZ
A(5,2)=0.
VEX4=EXP(X4)
A(1,3)=-VEX4
A(2,3)=-S3*VEX4
A(3,3)=-XBL*D1R*VEX4
A(4,3)=-D2R*S3*XBL*VEX4
A(5,3)=S3
VEX5=EXP(X5)
A(1,4)=0.
A(2,4)=-VEX5
A(3,4)=0.
A(4,4)=-D2R*XB2L*VEX5
A(5,4)=1.
A(1,5)=0.
A(2,5)=-EXP(-X5)
A(3,5)=0.
A(4,5)=D2R*XB2L*EXP(-X5)
A(5,5)=1.
B(1,1)=D1*EXP(-X4)
B(2,1)=S3*D1*EXP(-X4)
B(3,1)=-XBL*D1R*D1*EXP(-X4)
B(4,1)=-D2R*S3*XBL*EXP(-X4)*D1
CON1=(EXP(-X6)-EXP(X6))/XB2L
CON2=EXP(-X1)/XBL
B(5,1)=XSJ*S3*(CON1-CON2)/(2.*D1R)
CALL ESIMQ(A,B,5,KS)
VQ=XSJ*S3*EXP(-X6)/(2.*XB2L*D1R)
X7=GL*(HG-Z)
X8=G2L*(HG-Z)
X9=XBL*Z
X10=XB2L*Z
X11=2.*X6
C2=(VQ*(1.-EXP(X11))-(B(4,1)+B(5,1)))/S3
E2=B(4,1)-VQ
F2=-(E2+C2*S3)
XFRP=(XN(J)*RP)/RG
IF(I-1) 24,24,69
69 CALL EBESJ(XFRP,0,VBFR,1.E-06,IER)
GO TO 68
24 VBFR=1.
68 IF(Z-HP) 201,201,202
201 IF(Z-Z0)301,301,302
301 PF1R=C2*VBFR*EXP(X9)
F1R=F1R+PF1R

```



```

4007 FORMAT(25X,'NORM.FLUXOS A PARTIR DE N2 EM REL.FLUXO RAPIDO NO MO
1,EM N2',//)
      DO 5008 I=N4,N3
5008  WRITE(3,4008) I,F1CN2(I),F2CN2(I)
4008  FORMAT(25X,I3,10X,E15.7,10X,E15.7)
      WRITE(3,4009)
4009  FORMAT(25X,'NORM.FLUXO TERMICO A PARTIR DE N2 EM REL. FLUXO TERM
10 NO MODE,EM N2',//)
      DO 9010 I=N4,N3
      WRITE(3,4010)I,F2CN3(I)
9010  CONTINUE
4010  FORMAT(25X,I3,10X,E15.7)
      5 FORMAT(5F10.5)
      6 FORMAT(8F10.5,/,6F10.5)
      CALL EXIT
      END

```

FEATURES SUPPORTED
ONE WORD INTEGERS
EXTENDED PRECISION
IOCS

CORE REQUIREMENTS FOR
COMMON 0 VARIABLES 2370 PROGRAM 1912

END OF COMPILATION

// XEQ

A P Ê N D I C E F

PROGRAMA " K E F F "

Cálculo do fator de multiplicação efetivo.

```

C
FUNCTION VILEL(XKINF)
COMMON D1C,S1C,TAU,D2C,S2C,XLQ,PC,D1R,S1R,D2R,HG,HP,R,XJ,S2R
COTH(X)=(EXP(X)+EXP(-X))/(EXP(X)-EXP(-X))
A3=S1R/(D2R*(S1R/D1R-S2R/D2R))
GAMAR=SQRT((XJ/R)**2+S1R/D1R)
BETAR=SQRT((XJ/R)**2+S2R/D2R)
GCR=GAMAR*COTH(GAMAR*HP)
BCR=BETAR*COTH(BETAR*HP)
S=TAU*XLQ
P=TAU*XLQ
XN=PC*S1C/S2C
XL2=(S+SQRT(S**2+4.*(XKINF-1.)*P))/(2.*P)
XM2=(XKINF-1.)/(XL2*P)
A1=XN/(1.+XLQ*XM2)
A2=XN/(1.-XLQ*XL2)
BETAC=SQRT((XJ/R)**2+XL2)
IF((XJ/R)**2-XM2)69,69,90
90 GAMAC=SQRT((XJ/R)**2-XM2)
TETA=GAMAC*COTH(GAMAC*(HG-HP))
GO TO 13
69 GAMAC=SQRT(XM2-(XJ/R)**2)
TETA=GAMAC*(COS(GAMAC*(HG-HP))/SIN(GAMAC*(HG-HP)))
13 BCC=BETAC*COTH(BETAC*(HG-HP))
EPS=(-BCC*GCR*(A3*D1C*D2R+A2*D2C*D1R)+BCR*BCC*D1C*D2R*(A1+A
1BCR*GCR*D1R*D2R*(A1-A2))/(BCC*D1C*D2C*(A2-A1)+BCR*D1C*D2R*(A2+
2GCR*(A1*D1R*D2C+A3*D1C*D2R))
DIF=TETA-EPS
VILEL=DIF
RETURN
END

```

```

C
C   PROGRAMA 'KEFF'
C   CALCULO DE K EFETIVO
C   DOIS GRUPOS - UMA DIMENSAO(AXIAL)
C

```

```

EXTERNAL VILEL
COMMON D1C,S1C,TAU,D2C,S2C,XLQ,PC,D1R,S1R,D2R,HG,HP,R,XJ,S2R
101 READ(2,101)D1R,S1R,D2R,S2R,HG,HP,R,XJ
WRITE(3,99)
99  FORMAT(47X,' COMBUSTIVEL S R L')
WRITE(3,102)HG,HP,R
102 FORMAT(41X,' CARACTERISTICAS GEOMETRICAS',/,',', ' ALTURA TOTAL',F:
116X,' ALTURA GRAFITA',F 8.1,4X,' RAO GRAFITA',F20.1)
READ(2,100)D1C,S1C,D2C,S2C,PC,YKINF,PASS,NVF
100 FORMAT(7F10.0,I2)
WRITE(3,103)D1C,D2C,S1C,S2C,PC,YKINF,PASS,NVF
103 FORMAT(/,/,41X,' CARACTERISTICAS DO RETICULADO',/,',', ' COEFICIENTE
1DIFUSAO RAPIDA',F16.4,20X,' COEFICIENTE DE DIFUSAO TERMICA',F
2/,',', ' SECCAO CHOQUE RAPIDA',10X,F15.6,20X,' SECCAO CHOQUE TERMI
3X,F15.6,/,', ' ESCAPE A RESSONANCIA',10X,F15.4,20X,' K INFINITO
4TICULADO',6X,F15.4,/,', ' PASSO DO RETICULADO',11X,F15.1,20X,' N
5 DE VARETAS DO FEIXE',14X,I4,/)
TAU=D1C/S1C
XLQ=D2C/S2C
XL=1.22
XR=1.23
NIT=50

```

```

60 CALL RTMI(XKINF,F,VILEL,XL,XR,1.E-4,NIT,IER)
   IF(ITER-1)10,40,57
40  NIT=NIT+50
   IF(NIT-600)60,60,70
57  XL=XR
   XR = XR+.02
   IF(XR-3.00)60,60,50
50  WRITE(3,80)
80  FORMAT(50X,'NAO HA ZERO NO INTERVALO CONSIDERADO')
   GO TO 110
70  WRITE (3,90)
90  FORMAT(50X,'PRECISAO NAO ALCANCADA )
10  CONTINUE
   XKEF=YKINF/XKINF
   XN=1./(1.-XKEF)
   WRITE(3,104)XKINF,XKEF,XN
104 FORMAT(' K INFINITO CRITICO',F12.6,8X,' K EFETIVO',F12.6,5X,' F/
1R DE MULTIPLICACAO',7X,F15.4,///)
110 CONTINUE
    CALL EXIT
    END

```

A P Ê N D I C E G

PROGRAMA " E K T O R "

Cálculo do fator de multiplicação efetivo.
(método heterogêneo)

```

DIMENSION X(25),Y(25)
COMMON N,MA,SMC,DIFUS,QSI,BAXIL,TAU1,TAU2,R,ICASO,PASS,PRESS
COMMON ETA(25),GAMA(25),NJ(25)
COMMON GF(35,25),APF(35,25),A(35,25)
COMMON APJ(35,217),GFE(35,217)
6000 READ(1,2)N,NSN,MA,NVF
    IF(N)744,744,731
731  READ(1,1)QSI,SMC,TAU1,TAU2,DIFUS,PRESS,PASS,BAXIL,EPSO,REV,CAPT:
    1,RINF
    READ(1,1)(X(I),I=1,N)
    READ(1,1)(Y(I),I=1,N)
    MB=N
    IF(NBN)18,18,19
19  MT=MB+1
    MB=MB+NSN
    READ(1,1)(X(I),I=MT,MB)
    READ(1,1)(Y(I),I=MT,MB)
18  IF(MA)12,13,12
12  MT=MB+1
    MB=MB+MA
    READ(1,1)(X(I),I=MT,MB)
    READ(1,1)(Y(I),I=MT,MB)
1  FORMAT(8F10.0)
2  FORMAT(4I5)
    GO TO 1333
13  MT=MB
1333 DO 68 I=1,MB
    IF(I-N)14,14,15
14  X(I)=X(I)*PASS
    Y(I)=Y(I)*PASS
    GO TO 68
15  IF(I-MT)68,68,17
17  X(I)=X(I)*PASS
    Y(I)=Y(I)*PASS
68  CONTINUE
    R =SQRT(VU/3.14159)
    WRITE(3,3)QSI,SMC,TAU1,TAU2,DIFUS,PRESS,PASS,BAXIL,R
3  FORMAT(52X,'DADOS DE ENTRADA',//,' COEFICIENTE DE ANISOTROPIA'
13,'//,' SECCAO DE CHOQUE DE CAPTURA DO MODERADOR'F15.6,/,
2,' IDADE A RESSONANCIA'F10.3,/, ' IDADE
3EMISSAO NA RESSONANCIA)'F10.3,/, ' COEFICIENTE DE DIFUSAO RADIA
40.4,/, ' ESCAPE A RESSONANCIA'F10.5,/, ' PASSO DO RETICULADO'F10
5,' LAPLACIANO AXIAL'F15.7,/, ' RAIO DA BARRA'F10.2)
    WRITE(3,736)EPSO,NVF
736 FORMAT(' FISSAO RAPIDA'F10.5,/, ' NUMERO DE VARETAS DO FEIXE'I1
1/)
C
C  IRESS=0, NAO LEVA EM CONTA A RESSONANCIA. * * * * *
C  IRESS=1, CALCULA LEVANDO EM CONTA A RESSONANCIA. * * * * *
C  IFLUX=0 * * * NAO CALCULA OS FLUXOS * * *
C  ICASO = 0 , ANULA EM ETA. ICASO = 1 , ANULA EM GAMA.
C
    IT=0
    IRESS=0
    IFLUX=1
    ICASO=0
    WRITE(3,888)
888  FORMAT(//,17X,'COORDENADAS',//,19X,'BARRAS',/,10X,'ABCISSAS',
1ORDENADA',10X,'FATOR DE REGENERACAO',10X,'CAPTURA',/)
    WRITE(3,889)(X(I),Y(I),ETA(I),GAMA(I),I=1,MT)
889  FORMAT(F18.3,F19.3,10X,F15.4,F21.4)
    IF(MA)558,558,559

```

```

559 WRITE(3,890)
890 FORMAT(/,19X,'PONTOS',/)
MM=MT+1
WRITE(3,4455)(X(I),Y(I),I=MM,MB)
4455 FORMAT(F18.3,F19.3)
558 CONTINUE
N=12
MT=N-NBN
DO 1312 I=1,MT
IF(I-N)10,10,11
10 ETA(I)=2.0
GAMA(I)=CAPT
GO TO 1312
11 ETA(I)=0.0
GAMA(I)=1.E-15
1312 CONTINUE
N=N+NBN
CALL HECTA(X,Y,MMAX,IRESS,NBN)
WRITE(3,22)MMAX
22 FORMAT(/,10X,'NUMERO TOTAL DE BARRAS'I4,/)
XINF=0.50
XSUP=0.55
ACRES=0.05
CALL HECTO(IFLUX,XINF,XSUP,ACRES,IRESS)
WRITE(3,188)ICASO
C
C SE ICASO FOR DIFERENTE DE 1,NAO HA ZERO NO INTERVALO OU A PREC
C NAO FOI ATINGIDA. PASSA PARA O CASO SEGUINTE.
C
188 FORMAT(/,50X,'ICASO'I5)
IF(ICASO-1)187,187,8000
187 ADIF=DIFUS/SMC
B=.52504*PASS
B=B*B
R=R*R
GBOIS=(ALOG(B/R)+2.*R/B-.5*(R*R)/(B*B)-1.4975)/(1.-R/B)
G=ALOG(B/R)/(1.-R/B)+.5*R/B-1.4975
WRITE(3,1423)GBOIS,G
1423 FORMAT(/,10X,'G (BAILLY DU BOIS)',F15.7,10X,'G (GALANI)',F15.
10X,' OS CALCULOS PROSSEGUEM COM G (GALANI) ',/)
G=(G*B)/(4.*ADIF)
B=GAMA(1)*SMC*3.14159*(B-R)+G
F=1./(1.+B)
XKINF=ETA(1)*F
ETAH=(ETA(1)*(1.+REV))/EPSO
EL2=ADIF*(1.-F)
FH=F/(1.+REV)
TAU=TAU1+TAU2
EM2=EL2+TAU
B2=(XKINF-1.)/EM2
BETA=B2-BAXIL
IT=0
81 IF(IT-10)85,85,90
85 IT=IT+1
AUX=EXP((QSI*BAXIL+BETA)*TAU)
YKINF=(1.+QSI*EL2*BAXIL+EL2*BETA)*AUX
DK=XKINF-YKINF
DB2=DK/EM2
BETA=BETA+DB2
IF(ABS(DK)-.0001)80,80,81
80 B2=(3.0/(2.0+QSI))*(QSI*BAXIL+BETA)
ZKINF=(YKINF*(1.+TAU*B2))/AUX

```

```

XKEFF=RINF/XKINF
WRITE(3,734)
734  FORMAT(10X,40(' '), 'PARAMETROS', 40(' '), //)
      WRITE(3,735) B2, BETA, BAXIL, ETA(1), ETAH, F, FH, XKINF, EL2
735  FORMAT(5X, 'LAPLACIANO MATERIAL' F15.6, 5X, 'LAPLACIANO RADIAL' F15.
1X, 'LAPLACIANO AXIAL' F15.6, //, 5X, 'ETA HETEROGENEO' F19.5, 5X, 'ETA
20GENEO' F19.5, //, 5X, 'UTILIZACAO TERMICA HETER' F10.5, 5X, 'UTILIZAC
3TERMICA HOMOG' F 8.5, //, 5X, 'K INFINITO HETER' F18.5, 5X, 'AREA DE D
1SAO', F17.3)
      WRITE(3,5437) ZKINF, XKEFF
5437  FORMAT(/, 5X, 'K INFINITO CORRIGIDO' F14.5, 5X, 'K EFETIVO' F22.5, //)
      GO TO 8000
90   WRITE(3,86) IT
86   FORMAT(' INTERROMPIDO APOS', I4, ' ITERACOES NO CALCULO DE B2')
      IF(IT) 589, 589, 591
589  R=2.1424
      IT=IT+1
      GO TO 558
591  IF(IRESS) 592, 592, 744
592  IRESS=1
      R=2.42
      IT=0
      GO TO 558
744  CONTINUE
      CALL EXIT
      END

```

C

```

SUBROUTINE ROS12(I, J, AM, SOMA)
COMMON N, MA, SMC, DIFUS, QSI, BAXIL, TAU1, TAU2, R, ICASO, PASS, PRESS
COMMON ETA(25), GAMA(25), NJ(25)
COMMON GF(35, 25), APJ(35, 25), A(35, 25)
COMMON APJ(35, 217), GFE(35, 217)
LC=1
LE=0
SOMA=0.0
DO 6 K=1, N
S=0.0
T=0.0
L=NJ(K)
LE=LE+L
IF(L-6) 1, 2, 4
1  M=LE
S=GFE(I, M)*AM
T=APJ(J, M)
SOMA=SOMA-12.*T*S
GO TO 6
2  DO 3 M=LO, LE
S=S+GFE(I, M)*AM
3  T=T+APJ(J, M)
SOMA=SOMA-3.*T*S
GO TO 6
4  DO 5 M=LO, LE
S=S+GFE(I, M)*AM
5  T=T+APJ(J, M)
SOMA=SOMA-T * S
6  LC=LO+L
RETURN
END

```



```

SUBROUTINE ROSA1(I,J,AM,SOMA)
COMMON N,MA,SMC,DIFUS,QSI,BAXIL,TAU1,TAU2,R,ICASO,PASS,PRESS
COMMON ETA(25),GAMA(25),NJ(25)
COMMON GF(35,25),APF(35,25),A(35,25)
COMMON APJ(35,217),GFE(35,217)
LO=1
LE=0
SOMA=0.0
DO 1 K=1,N
  L=NJ(K)
  LE=LE+L
  T=0.0
  S=0.0
  DO 2 M=LO,LE
    S=S+GFE(I,M)*AM
    T=APJ(J,M)
    SOMA=SOMA-T*S
  1 LO=LO+L
  RETURN
END
C
SUBROUTINE HECTO(IFLUX,XINF,XSUP,ACRES,IRESS)
EXTERNAL VEDET
DIMENSION Z(20,20),LL(20),MM(20)
DIMENSION FI(35)
COMMON N,MA,SMC,DIFUS,QSI,BAXIL,TAU1,TAU2,R,ICASO,PASS,PRESS
COMMON ETA(25),GAMA(25),NJ(25)
COMMON GF(35,25),APF(35,25),A(35,25)
COMMON APJ(35,217),GFE(35,217)
MB=N+MA
IF(IRESS)50,50,75
75 TAU=TAU1
NA=1
SERIE=0.0
AUX=(PASS*PASS)/(4.*TAU)
DO 101 I=1,NA
  G=EXP(-I*I*AUX)
  M=I
  SERIA=0.0
  DO 100 J=1,NA
    SERIA=SERIA+EXP(-(J*J-M*J)*AUX)
    G=G*SERIA
  100 IF(ABS(G)-1.E-10)103,103,102
  102 SERIE=SERIE+G
  NA=NA+1
  101 CONTINUE
  103 CONTINUE
  SERIE=SERIE+G
  SERIA=0.0
  DO 109 I=1,NA
    SERIA=SERIA+EXP(-I*I*AUX)
    SERIE=1.+3.*SERIE+3.*SERIA
    AM=(1.-PRESS)*(12.56636*TAU)/SERIE
    WRITE(3,504) AM
  109 504 FORMAT(/,30X,' AM ',E15.7,/)
  DO 79 I=1,MB
  DO 79 J=1,N
  IF(NJ(J)-6)76,77,78
  76 CALL ROSA1(I,J,AM,SOMA)
  GO TO 79
  77 CALL ROSA6(I,J,AM,SOMA)
  GO TO 79

```

```

78 CALL ROS12(I,J,AM,SOMA)
79 GF(I,J)=GF(I,J)+SOMA
50 DO 81 I=1,MB
   DO 81 J=1,N
81 A(I,J)=GF(I,J)
   NIT=50
11 CALL RTMI(ALFA,ANA,VEDET,XINF,XSUP,1.E-05,NIT,IRTM1)
   IF(IRTM1-1)18,12,15
12 NIT=NIT+50
   IF(NIT-600)11,11,13
13 WRITE(3,14)NIT
14 FORMAT(50X'PRECISAO NAO ATINGIDA COM',I4,' ITERACOES')
   GO TO 90
15 XINF=XSUP
   XSUP=XSUP+ACRES
   IF(XSUP-2.)11,11,16
16 WRITE(3,17)
17 FORMAT(50X'NAO HA ZERO NO INTERVALO')
   GO TO 90
18 IF(ICASO)400,400,401
401 DO 19 I=1,N
19 GAMA(I)=ALFA*GAMA(I)
   WRITE(3,20)ALFA,ANA
20 FORMAT(/,,' ALFA'E15.7,/, ' VALOR DO DETERMINANTE CRITICO'E15.
150X,'GAMA')
   WRITE(3,200)(GAMA(I),I=1,N)
200 FORMAT(/, ' 8E15.7)
   GO TO 402
400 DO 403 I=1,N
403 ETA(I)=ETA(I)*ALFA
   U=ETA(1)
   WRITE(3,404)ALFA,ANA,U
404 FORMAT(/,,' ALFA'E15.7,/, ' VALOR DO DETERMINANTE CRITICO'E15.
1' ETA'E15.7,/)
402 IF(IFLUX)23,23,22
23 RETURN
22 NV=N
   N=N-1
   U=-BAXIL*(TAU1+TAU2)
   U=EXP(U)
   DO 2 I=1,NV
   DO 2 J=1,NV
   A(I,J)=ETA(J)*GF(I,J)*U-APF(I,J)
   IF(I-J)2,1,2
1 A(I,J)=A(I,J)-GAMA(I)
2 CONTINUE
   DO 3 I=1,N
   DO 3 J=1,N
3 Z(I,J)=A(I+1,J+1)
   CALL MINV(Z,N,DET,LL,MM)
   FI(1)=DET
   IF(FI(1))33,31,33
31 WRITE(3,32)
32 FORMAT(50X,'FI(1)=ZERO')
   GO TO 90
33 DO 4 I=2,NV
   FI(I)=0.0
   DO 5 J=1,N
   DO 5 L=1,N
5 Z(J,L)=A(J+1,L+1)
   DO 6 J=1,N
6 Z(J,I-1)=-A(J+1,I)

```

```

CALL MINV(Z,N,DET,LL,MM)
FI(1)=DET
8 CONTINUE
S=FI(1)*GAMA(1)
IF(MA)30,30,9
9 NI=NV+1
DO 41 I=NI,MB
FI(I)=0.
DO 40 J=1,NV
40 FI(I)=FI(I)+FI(J)*(ETA(J)*GF(I,J)*U-APF(I,J))
41 FI(I)=FI(I)/S
30 DO 120 I=1,NV
120 FI(I)=FI(I)*GAMA(I)/S
N=NV
WRITE(3,53)
53 FORMAT(10X,'NUMERO DA BARRA',20X,'FLUXO',/)
WRITE(3,59)(I,FI(I),I=1,N)
59 FORMAT(16X,I3,24X,E15.7)
IF(MA)145,145,146
146 WRITE(3,60)
60 FORMAT(/,10X,'NUMERO DO PONTO',20X,'FLUXO',/)
WRITE(3,59)(I,FI(I),I=NI,MB)
145 RETURN
90 CONTINUE
ICASO=100
RETURN
END

```

C

```

FUNCTION VEDET(ALFA)
DIMENSION Z(21,21),LL(21),MM(21)
COMMON N,MA,SMC,DIFUS,QSI,BAXIL,TAU1,TAU2,R,ICASO,PASS,PRES
COMMON ETA(25),GAMA(25),NJ(25)
COMMON GF(35,25),APF(35,25),A(35,25)
COMMON APJ(35,217),GFE(35,217)
U=-BAXIL*(TAU1+TAU2)
U=EXP(U)
IF(ICASO)3,3,4
4 DO 2 I=1,N
DO 2 J=1,N
Z(I,J)=ETA(J)*A(I,J)*U-APF(I,J)
IF(I-J)2,1,2
1 Z(I,J)=Z(I,J)-GAMA(I)*ALFA
2 CONTINUE
GO TO 5
3 DO 6 I=1,N
DO 6 J=1,N
Z(I,J)=ALFA*ETA(J)*A(I,J)*U-APF(I,J)
IF(I-J)6,7,6
7 Z(I,J)=Z(I,J)-GAMA(I)
6 CONTINUE
5 CALL MINV(Z,N,DET,LL,MM)
VEDET=DET
RETURN
END

```

C

```

SUBROUTINE HECTA(X,Y,MMAX,IRESS,NBN)
DIMENSION X(1),Y(1),XT(12),YT(12)
COMMON N,MA,SMC,DIFUS,QSI,BAXIL,TAU1,TAU2,R,ICASO,PASS,PR
COMMON ETA(25),GAMA(25),NJ(25)
COMMON GF(35,25),APF(35,25),A(35,25)
COMMON APJ(35,217),GFE(35,217)
MB=N+MA

```

```

MT=N-NBN
TAU11=4.*TAU1*EXP(-QSI*BAXIL*TAU1)
DENO=3.14159*TAU11
SC=SMC+DIFUS*QSI*BAXIL
ADIF=DIFUS/SC
DO 3 I=1,MB
XA=X(I)
YA=Y(I)
M=0
DO 3 J=1,N
APF(I,J)=0.
GF(I,J)=0.
NORD=J
CALL SYM12(KO,XT,YT,NORD,X,Y)
NJ(J)=KO
DO 3 K=1,KO
M=M+1
GFE(I,M)=0.
APJ(I,M)=0.
MMAX=M
XB=XT(K)
YB=YT(K)
D=SQRT((XA-XB)*(XA-XB)+(YA-YB)*(YA-YB))
IF(D)1,1,2
1 D=R
2 IF(IRESS)4,4,5
5 IF (J-MT)220,220,4
220 ICAS=1
TAU=TAU2
GO TO 10
4 ICAS =2
TAU=TAU1+TAU2
10 Z=-QSI*BAXIL*TAU
TAU=TAU*EXP(Z)
Z=(D*D)/(4.*TAU)
IF(Z-0.9)6,7,7
6 T=-Z
S=-Z
DO 8 KK=2,5
ANA=1.*KK
S=-S*Z*(ANA-1.)/(ANA*ANA)
8 T=T+S
EI=T+.577216+ALOG(Z)
GO TO 9
7 IF(Z-60.)13,13,14
14 EI=0.0
ANA=0.0
GO TO 9
13 ANA=EXP(-Z)
EI=- ANA * (.250621+2.334733*Z+Z*Z)/(Z*(1.681534+3.330657*Z+Z
9 T=.5*EI*(1.+D*D/(4.*ADIF))
S=TAU*ANA/(2.*ADIF)
T=T+S
S=D/SQRT(ADIF)
S=FBKO(S)
T=T+S
S=EXP(TAU/ADIF)/(6.28318*ADIF*SC)
AMISS=T*S
GO TO (11,12),ICAS
11 GFE(I,M)=AMISS
Z=(D*D)/TAU11
IF(Z-60.)16,16,17
17 APJ(I,M)=0.0

```

```

16 GO TO 4
APJ(I,M)=EXP(-Z)/DENO
GO TO 4
12 GF(I,J)=GF(I,J)+AMISS
ERMI=D/SORT(ADIF)
ERMI=FBKO(ERMI)/(6.28318*ADIF*SC)
3 APF(I,J)=APF(I,J)+ERMI
RETURN
END

```

C

```

SUBROUTINE SYM12 (KO,XT,YT,I,X,Y)
DIMENSION X(1),Y(1),XT(12),YT(12)
U=X(I)
V=Y(I)
U1=0.5*U
U2=0.8660254*U
V1=0.5*V
V2=0.8660254*V
IF(V)7,2,7
2 IF(U)5,4,5
4 KO=1
XT( 1)=0.
YT( 1)=0.
GO TO 1
5 KO=6
GO TO 6
7 ANUS=0.5773500*U
ANA=ABS(V-ANUS)
IF(ANA-0.01)8,8,3
3 KO=12
XT(12)= U1-V2
YT(12)=-U2-V1
XT(11)=-U
YT(11)= V
XT(10)= U1+V2
YT(10)= U2-V1
XT( 9)=-U1-V2
YT( 9)=-U2+V1
XT( 8)=-U1+V2
YT( 8)= U2+V1
XT( 7)= U
YT( 7)=-V
6 XT( 6)= U1+V2
YT( 6)=-U2+V1
XT( 5)=-U
YT( 5)=-V
XT( 4)= U1-V2
YT( 4)= U2+V1
XT( 3)=-U1+V2
YT( 3)=-U2-V1
XT( 2)=-U1-V2
YT( 2)=+U2-V1
XT( 1)=U
YT( 1)=V
GO TO 1
8 KO=6
XT( 6)= +U
YT( 6)= -V
XT( 5)= -U
YT( 5)= -V
XT( 4)= 0.
YT(4)=U2+V1

```

```

XT( 3)= 0.
YT(3)=-U2-V1
XT( 2)= -U
YT( 2)=  V
XT( 1)=  U
YT( 1)=  V
1  RETURN
   END

C
FUNCTION FBKO(X)
CALL BESK(X,0,BJ,IER)
IF(IER)20,10,20
10  FBKO=BJ
   RETURN
20  IF(IER-3)30,40,30
40  FBKO=0.0
   RETURN
30  WRITE(3,100) IER
100 FORMAT(/' ERRO',I4,' NA FUNCAO FBKO')
   CALL EXIT
   END

C
SUBROUTINE ROSA6(I,J,AM,SOMA)
COMMON N,MA,SMC,DIFUS,OSI,BAXIL,TAU1,TAU2,R,ICASO,PASS,PRES
COMMON ETA(25),GAMA(25),NJ(25)
COMMON GF(35,25),APF(35,25),A(35,25)
COMMON APJ(35,217),GFE(35,217)
LO=1
LE=0
SOMA=0.0
DO 6 K=1,N
S=0.0
T=0.0
L=NJ(K)
LE=LE+L
IF(L-6)1,2,4
1  M=LE
S=GFE(I,M)*AM
T=APJ(J,M)
SOMA=SOMA-6.*T*S
GO TO 6
2  DO 3 M=LO,LE
S=S+GFE(I,M)*AM
3  T=T+APJ(J,M)
SOMA=SOMA-T*S
GO TO 6
4  DO 5 M=LO,LE
S=S+GFE(I,M)*AM
5  T=T+APJ(J,M)
SOMA=SOMA-.5*T *S
6  LO=LO+L
   RETURN
   END

```

BIBLIOGRAFIA

- A1. Amouyal, A., Benoist, P. and Horowitz, J. "A New Method of Determining the Thermal Utilization Factor of a Cell", Nucl. Sci. Eng. 6, 79 (1957)
- B1. Bailly, J. - "Idées Générales pour la Realization d'un Ensemble Sous Critique à Eau Lourde", DEP/PM/69/70.E (1969)
- B2. Boivineau, A. et Chabrillac, M. - "Le Code Hector", Note CEA-N 523 (1965)
- G1. Girard, Y. et al. - "Physics of Natural U-D₂O Lattices", P/336, Vol. 12, PUAE (1958)
- G2. Galanin, A.D. - "Thermal Coeficient in Heterogeneous Reactor", P/666, Vol. 5, PUAE (1955)
- L1. Lamarsh, J.R. - "Introduction to Nuclear Reactor Theory", Addison Wesley (1966)
- L2. Lôbo, A.R. e Paes, E.V. - "Curso de Métodos de Cálculo Físico de Reatores", Nota GT-INF-6, IPR (1969)
- M1. Meier, R.W. et al. - "MINOR, A Subcritical Facility for Heavy Water Lattices Studies", Vol. II, Symposium of Amsterdam
- N1. Naudet, R. - "Interpretation d'un Nouvel Ensemble de Mesures de Laplaciens dans Aquilon", Rapport SPM 571 (1959)

Pl. Placzek, G. et al. - "Introduction to the Theory of Neutron Diffusion", Los Alamos Scientific Laboratory (1953)

Tl. Thie, J.A. - "Heavy Water Exponential Experiments Using ThO_2 and UO_2 ", Pergamon Press (1961)

Wl. Wade, J.W. - "Neutron Age in Mixtures of D_2O and H_2O ", Nucl. Sci. Eng. 4, 12 (1958).

INSTITUTO DE PESQUISAS RADIOATIVAS - UFMG/CNEN

DR-53

DIVISÃO DE REATORES

Fevereiro 1972

PROJETO NEUTRÔNICO
DA SUBCRÍTICA "CAPITU"

Leonardo M.Vilela Ribeiro

Tese submetida ao Corpo Docente
do Curso de Ciências e Técnicas Nucleares da UFMG/CNEN
como parte dos requisitos necessários para a obtenção
do grau de Mestre em Ciência (M.Sc.)

©

Belo Horizonte

Apresentada em Outubro, 1971