

E R R A T A

Pg.	Ao invés de:	Leia-se:
12	3 pés (1,2m)	3 pés (0,9 m)
23	podeia-se	poderia-se
24	$\frac{1}{4\pi} \int \frac{\phi_+(\vec{\rho}') + \lambda \nabla \phi_+(\vec{\rho}') \cdot \vec{\Omega}}{R^2} \cos^2 \psi dA'$	$\frac{1}{4\pi} \int \frac{\phi_+(\vec{\rho}') + \lambda \nabla \phi_+(\vec{\rho}') \cdot \vec{\Omega}}{R^2} \cos^2 \psi dA'$
26	$\phi_-(\vec{\rho}) = \phi_+(\vec{\rho})$	$\phi(\vec{\rho}) = \phi_-(\vec{\rho}) = \phi_+(\vec{\rho})$
26	$\frac{1}{4\pi} \int \frac{\phi(\vec{\rho}') + \lambda \nabla \phi_+(\vec{\rho}') \cdot \vec{\Omega}}{R^2} \cos^2 \psi dA'$	$\frac{1}{4\pi} \int \frac{\phi(\vec{\rho}') + \lambda \nabla \phi_+(\vec{\rho}') \cdot \vec{\Omega}}{R^2} \cos^2 \psi dA'$
27	$\phi(\vec{\rho}') \left[K(u) + f(z) \right]$	$\phi(\vec{\rho}') \left[f(u) + f(z) \right]$
28	$K(u) = \frac{1}{\phi(u)} \frac{d\phi(u)}{du} \hat{e} \dots$	$K(u) \hat{e} \dots$
29	$+ \phi'(\rho) \frac{\gamma(1 + \gamma h)}{6} e^{-\gamma h}$	$+ \phi'(\rho) \frac{\lambda(1 + \gamma h)}{6} e^{-\gamma h}$
36	$\iint \psi(x,y) dx dy$	$\int_{-L_0/2}^{L_0/2} \int_{-L_0/2}^{L_0/2} \psi(x,y) dx dy$
36	neutrons dela emergentes	neutrons nela emergentes
39	$L_a = \frac{4}{\pi} \left[P_1(x) \phi(P) + \lambda P_3(x) \frac{\partial \phi}{\partial x} P \right] dy dx$	$L_a = \frac{4}{\pi} \int_0^x \int_0^{L_0} \left[P_1(x) \phi(P) + \lambda P_3(x) \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} P \right) \right] dy dx$
40	$L_a = \frac{8L_0}{\pi^2} \left[\int_0^x \dots + \int_0^x \dots \right]$	$L_a = \frac{8L_0}{\pi^2} \left[\int_0^x \dots + \int_0^x \dots \right]$

E R R A T A

Pg. Ao invés de:

Leia-se:

40 $\frac{3\lambda h}{3} \tan^{-1}(x/h)$

$\frac{3\lambda h}{3\pi} \tan^{-1}(x/h)$

40 x da ordem de L

x da ordem de $L_0/2$

41 $\dots \int_0^{\infty} \phi_p + \phi_p r \cos \theta e^{-r/\lambda} \dots$

$\dots \int_0^{\infty} (\phi_p + \phi_p r \cos \theta) e^{-r/\lambda} \dots$

42 $\dots \int_0^{L_0} \text{sen} \frac{\pi y}{L_0} dy =$

$\dots \int_0^{L_0} \text{sen} \frac{\pi y}{L_0} dy =$

61

15,2 (25%)	35,7 (11%)
------------	------------

35,7 (25%)	15,2 (11%)
------------	------------

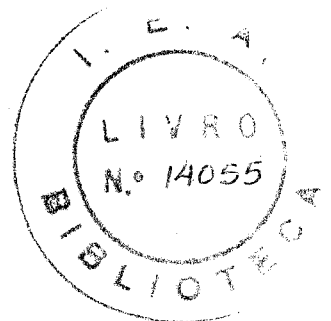
PAULO EMÍLIO GOMES DOS REIS FILHO

O EFEITO DA ABERTURA TRANSVERSAL
NA REATIVIDADE DE UNIDADES CRÍTICAS

Orientador: Prof. Dr. Roberto Y. Hukai

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de
São Paulo, para a obtenção do Tí
tulo de Mestre em Engenharia

São Paulo, 1975



À Yannick e a meus pais

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni, Superintendente do Instituto de Energia Atômica, por ter proporcionado as condições para a realização deste trabalho.

Ao Prof. Eng. Pedro Bento de Camargo, Coordenador Geral de Engenharia Nuclear, pelo apoio recebido.

Ao Prof. Dr. Roberto Y. Hukai, Orientador deste trabalho, que propôs o tema da dissertação e facultou os meios para sua realização, acompanhando com críticas, sugestões e constantes incentivos.

Ao Prof. Dr. Willem Jan Oosterkamp, que auxiliou de inúmeras maneiras, tanto no manejo dos programas de computação, como no encaminhamento do trabalho e na interpretação dos resultados.

Aos Operadores e Analistas da Coordenadoria de Processamento de Dados pela ajuda prestada na execução dos programas.

À Srta. Creusa Moreira Diniz pelo esmero dos trabalhos de datilografia.

Aos colegas da Coordenadoria de Engenharia Nuclear pelo apoio e interesse demonstrado.

RESUMO

Calculou-se a variação da reatividade de uma Unidade Crítica (reator de potência zero ou de baixo fluxo), moderada por grafita e do tipo mesa bi-partida (split-table), em função da distância de separação entre as mesas. Restringiu-se o trabalho na obtenção e análise de resultados para aberturas comparáveis com um livre caminho médio no moderador, embora pequenas em relação às dimensões do reator.

Utilizou-se inicialmente um método semi-numérico programado e baseado na Teoria da Difusão bidimensional corrigida. Em seguida, aplicou-se outro método de natureza numérica também programado e baseado na Teoria de Transporte bidimensional que, representando acuradamente a distribuição de fluxo nas vizinhanças da abertura, possibilitou uma clara visualização dos efeitos.

Compararam-se os resultados obtidos com os valores medidos experimentalmente e, finalmente, foi feita uma crítica sobre a natureza das aproximações de cálculo.

SIMBOLOGIA ADOTADA

<u>SÍMBULO</u>	<u>SIGNIFICADO</u>
γ^2	"Buckling" transversal
λ	Livre caminho médio de espalhamento
ϕ_+	Fluxo na face +
ϕ_-	Fluxo na face -
q	Corrente
J_+	Corrente no sentido positivo de Z
J_-	Corrente no sentido negativo de Z
L_a	Escape pela abertura
\tilde{J}_+	Excesso de corrente lateral
\tilde{L}	Excesso de escape lateral
L	Escape total

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO	1
1.1 - Prefácio.....	1
1.2 - Descrição Qualitativa dos Efeitos.....	2
2. A UNIDADE CRÍTICA DO IEA E SUAS SIMILARES	8
2.1 - A Unidade Crítica RPZ do IEA	8
2.2 - A Unidade Crítica CA-4 do Laboratório Nacional de Oak Ridge	12
2.2.1 - Instrumentação Nuclear.....	14
2.2.2 - Descrição do Carço do Reator moderado por Grafita.	14
2.3 - A Unidade Crítica moderada por grafita da General Atomic.	17
2.3.1 - A Matriz de Alumínio.....	17
2.3.2 - Mecanismo da Cama	17
2.3.3 - Elemento de Combustível.....	20
2.3.4 - Barras de Controle e Segurança.....	20
2.3.5 - Fonte de Partida.....	21
2.3.6 - Instrumentação Nuclear.....	21
3. O DESENVOLVIMENTO HISTÓRICO E OS MÉTODOS ANALÍTICOS	22
3.1 - Método de Goldberger, Goldberger e Wilkins com refinamento de S. Tamor.....	23
3.2 - A Reatividade da Abertura segundo S. Tamor	30
3.3 - Método de J. Chernick e I. Kaplan.....	32
3.4 - O Escape através da Abertura pelo Cálculo Direto.....	36
3.5 - Comparação do resultado do Reator Imagem com o Cálculo Direto.....	40

4. ANÁLISE NUMÉRICA DOS MÉTODOS ANALÍTICOS	43
5. DESENVOLVIMENTO DOS MÉTODOS DE CÁLCULO	55
5.1 - O Método Semi-Numérico	55
5.2 - O Método Numérico	58
6. RESULTADOS DOS CÁLCULOS	60
6.1 - Do Método Semi-Numérico	60
6.2 - Do Método Numérico.....	67
7. CRÍTICA DOS RESULTADOS FINAIS E RECOMENDAÇÕES	83
7.1 - Os Resultados Finais	83
7.2 - Recomendações	87
APÊNDICE 1 - Correção da Condição de Contorno ϕ'/ϕ na abertura através do Cálculo Direto	88
APÊNDICE 2 - Extratos referentes à aplicação do Método de S. Tamor para as Unidades Críticas Rápidas do Laboratório Nacional de Argonne	89
APÊNDICE 3 - Comparação do resultado do Reator Imagem derivado por J. Chernick e I. Kaplan com a absorção calculada pelo programa EXTERMINATOR-2	93
APÊNDICE 4 - Dados de entrada para o Cálculo dos Parâmetros M_i microscópicos	95
APÊNDICE 5 - Dados de entrada para o Cálculo do Reator.....	101
APÊNDICE 6 - Dados de entrada para o Cálculo da Reatividade da Abertura.....	105

APÊNDICE 7 - Dados de Entrada para o Cálculo dos Parâmetros Microscópicos	108
APÊNDICE 8 - Dados de Entrada para o Cálculo do Reator.....	112
APÊNDICE 9 - Dados de Entrada para o Cálculo da Reatividade da Abertura.....	114
APÊNDICE 10- Aplicação do Método Semi-Numérico (1º Método de Cálculo) e alguns Métodos unidimensionais para a Unidade Crítica da General Atomic	116
APÊNDICE 11- Referências Bibliográficas	130

1. INTRODUÇÃO

1.1 Prefácio

No segundo semestre de 1972 atribuiu-se à Coordenadoria de Engenharia Nuclear do Instituto de Energia Atômica a construção de uma unidade crítica de pesquisa. Dentre as várias opções, escolheu-se a de potência zero (baixo fluxo), moderada por grafita e do tipo mesa bi-partida, a qual batizou-se de "Reator de Potência Zero" ou abreviadamente "RPZ".

Desde a sua concepção há cerca de vinte anos aproximadamente, tem-se dado preferência às unidades críticas do tipo mesa bi-partida pelas características de projeto que se seguem:

- bastante flexibilidade para o estudo de diferentes configurações de reatores;
- facilidade de operação e controle;
- aspectos de segurança favoráveis consistentes com as características apresentadas.

Junto com vários dados de projeto que nortearam a escolha, após uma exaustiva análise de alternativas, o problema inspirou-se principalmente em questões de controle e segurança.

Por intermédio da abertura transversal consegue-se um controle fino* para a obtenção de criticalidade na fase final de aproximação das mesas. Por outro lado, dispõe-se de uma grande reserva de

* Reserva-se para o Capítulo seguinte os detalhes construtivos.

reatividade negativa (Reserve-shutdown) pelo afastamento relativamente rápido das mesas em casos de emergência.

Os estudos cinéticos relativos a uma unidade crítica do tipo mencionado envolvem o conhecimento de todas as variações de reatividade que possam ocorrer no sistema durante um transiente. Entre elas aparece a que ocorre com o afastamento das mesas. Conhecendo-se esse efeito, e admitindo-se falhas humanas somadas às do equipamento de controle e segurança, pode-se avaliar o comportamento do sistema em regime de acidente. Dada a variedade de hipóteses que podem ser consideradas, escolhe-se sempre a mais conservativa, e o sistema deve assegurar que as consequências não comprometam a integridade física do mesmo ou coloquem em risco a saúde do pessoal envolvido.

Os estudos de reatividade da abertura transversal das unidades críticas do tipo mesa bi-partida construídas até hoje são apresentadas nos respectivos relatórios de análise de segurança (Safety Analysis Report).

Necessita-se igualmente de um estudo, similar aos acima referidos, para a Unidade Crítica RPZ do IEA. O presente trabalho teve a finalidade de obter esse dado de segurança e, simultaneamente, pretendeu-se contribuir para a melhoria dos cálculos de reatividade de pequenas aberturas, como também possibilitar o entendimento da fenomenologia envolvida.

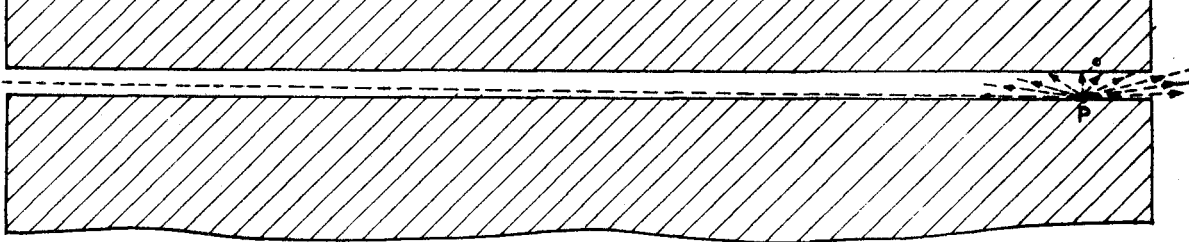
1.2 - Descrição qualitativa dos efeitos

Para afastamentos das mesas suficientemente pequenos, a

variação da reatividade deve-se tanto ao escape de neutrons pela abertura como pela deformação da distribuição de fluxo paralela à mesma nas suas vizinhanças, resultando num aumento do escape de neutrons do reator. O primeiro fato, como efeito de extremidade, seria importante somente dentro de um livre caminho médio da periferia, mas, ainda assim, tratando-se de uma abertura estreita, os neutrons que emergem - com ângulos suficientemente oblíquos escapam mesmo vindos do interior do reator. Portanto, a probabilidade de escape pela abertura dependerá da forma desta bem como da distribuição angular dos neutrons nela emergentes (ver Fig.1). O segundo fato deve-se a uma perturbação local numa certa zona de influência da abertura. A presença de uma abertura estreita torna a superfície lateral do reator que lhe é adjacente mais acessível aos neutrons. Em outras palavras, ela aumenta o livre caminho médio dos neutrons vindos do interior do reator, facilitando o escape (ver Fig.2).

À medida que se aumenta o afastamento, a importância relativa do escape de neutrons pela abertura cresce comparativamente ao aumento do escape pela superfície lateral do reator nas vizinhanças, pelo efeito da deformação paralela do fluxo. Nota-se, simultaneamente, uma pequena deformação da distribuição de fluxo perpendicular à abertura causando um aumento do escape de neutrons do reator pelas extremidades axiais que, contudo, pode-se desprezar. (Ver Fig. 3). Portanto os tres efeitos que contribuem para o escape de neutrons são:

- escape pela abertura (preponderante);
- aumento do escape por deformação da distribuição radial de fluxo;



P - ponto genérico na face de abertura

Fig.1- Distribuição angular de neutrons na abertura

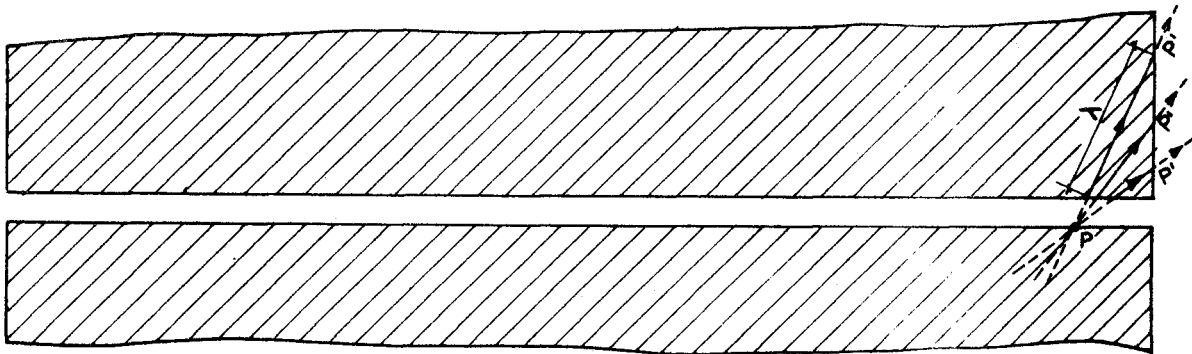
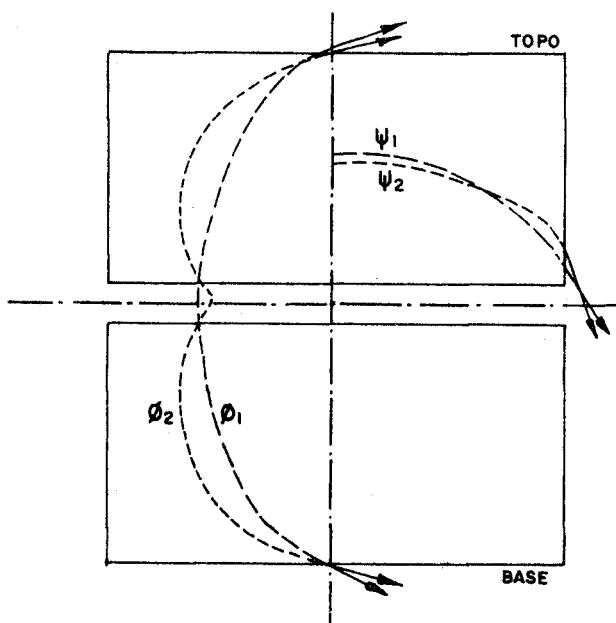


Fig.2 - Livre caminho médio dos neutrons no reator com abertura

λ - livre caminho médio no reator

P' - pontos genéricos na face do reator

P - ponto genérico na face da abertura



ϕ_1 - fluxo axial sem abertura

ψ_1 - fluxo trans. sem abertura

ϕ_2 - fluxo axial com abertura

ψ_2 - fluxo trans. com abertura

Fig.3- Distribuição dos fluxos axiais e radiais para um reator sem e com abertura

- aumento do escape por deformação da distribuição axial de fluxo .

Estes últimos efeitos são comparáveis em magnitude.

Em termos de energia dos neutrons, a principal contribuição na importância reativa da abertura deve-se aqueles de maior energia, isto é, cujo livre caminho médio no reator é maior. O escape dos neutrons de baixa energia só ocorre predominantemente perto das extremidades.

Do ponto de vista cinético cabem também algumas palavras. A população neutrônica de um reator compõe-se de neutrons gerados instantaneamente na fissão (neutrons prontos) e neutrons originários do decaimento de produtos de fissão (neutrons atrasados). A fração de neutrons atrasados é geralmente menor que 1/100 de todos os neutrons gerados e a sua vida média varia até perto de um minuto. Por outro lado, os neutrons prontos tem vida média da ordem de microssegundos.

Ao se variar o afastamento das mesas o efeito será sentido tanto pelos neutrons prontos como pelos neutrons atrasados. Os primeiros sentirão o efeito em microssegundos enquanto os atrasados demorarão até quase um minuto. Como a variação do afastamento influi principalmente no coeficiente de multiplicação (razão da densidade de neutrons entre duas gerações consecutivas), este praticamente vai depender dos neutrons prontos. Por outro lado, o nível de potência também variará e será função do coeficiente de multiplicação final, subcrítico ou supercrítico. Considerem-se duas situações: coeficiente de multiplicação próximo de um e afastado de um;

a - sendo o coeficiente de multiplicação próximo de um e afastado dele diferindo por uma fração menor que a fração dos neutrons

atrasados, a variação de potência ocorre em duas etapas : a primeira terá um pequeno período de frações de segundo durante a qual os neutrons prontos sentem o efeito diminuindo ou aumentando a potência, conforme o reator seja subcrítico ou supercrítico e, a segunda, após alguns segundos de transição, durante a qual a potência variará exponencialmente com um período proporcional à vida média efetiva dos neutrons atrasados e inversamente proporcional à diferença entre a unidade e o fator de multiplicação. Este período é geralmente da ordem de centenas de segundos (período estável do reator).

b - Sendo o coeficiente de multiplicação afastado de um (reator subcrítico), após o período de transição, o reator apresentará um período de aproximadamente 80 segundos (vida média do precursor de neutrons atrasados de decaimento mais lento). Caso contrário, sendo o coeficiente de multiplicação superior a um (supercrítico) por uma fração igual a dos neutrons atrasados haverá criticalidade pronta, isto é, a população de neutrons prontos será auto-sustentável independentemente da contribuição dos neutrons atrasados. Nessas condições o período do reator será determinado pela vida média dos neutrons prontos e, portanto, a potência poderá multiplicar-se repentinamente por um fator superior a 10 com sérios riscos de segurança.

Finalmente cabe ressaltar que durante o processo de aproximação entre as mesas ou mesmo separação por emergência, tudo se passa como se os neutrons vissem as duas mesas em repouso e com uma separação fixa entre elas. A razão desta imagem estacionária provem do fato que o tempo envolvido nos movimentos de aproximação e separação

é substancialmente maior do que o tempo de vida média dos neutrons.
(Em um segundo as mesas se separam muito menos que 1 cm enquanto a vida média dos neutrons é da ordem de 1 milisegundo).

2. A UNIDADE CRÍTICA DO IEA E SUAS SIMILARES

Neste Capítulo são apresentadas as descrições suscintas de tres Unidades Críticas relacionadas diretamente com o presente trabalho . A primeira, o Reator de Potência Zero do IEA, de cujo projeto nasceu a necessidade de se conhecer o valor da reatividade da abertura transversal que serviu de tema para esta pesquisa. Trata-se de um reator em fase inicial de construção no IEA. As duas outras Unidades, o CA-4 do Laboratório Nacional de Oak Ridge e o Reator de Potência Zero da General Atomic, ambos de configuração básica similar ao RPZ do IEA, serviram como instrumentos para a verificação experimental dos diferentes métodos de cálculo expostos neste trabalho, confrontando os resultados teóricos com o valores experimentais obtidos para estes reatores.

2.1 - A Unidade Crítica RPZ do IEA /Ref.6/

A componente mecânica básica do RPZ é composta de um conjunto de uma "cama" e duas "mesas" simétricas. Uma das mesas é estacionária e a outra, móvel, desliza sobre trilhos fixados ao longo da cama . Sobre as mesas montam-se dois reatores subcríticos perfazendo meia massa crítica cada um (Ver Fig. 4).

Os reatores são montados pelo empilhamento de blocos de grafita em forma de paralelepípedo que agem como moderador e como suporte para os elementos combustíveis. Muitos dos blocos são perfurados e apresentam canais cilíndricos onde são alojadas as barras que contêm os combustíveis e materiais de simulação. Outros blocos são inteiriços e

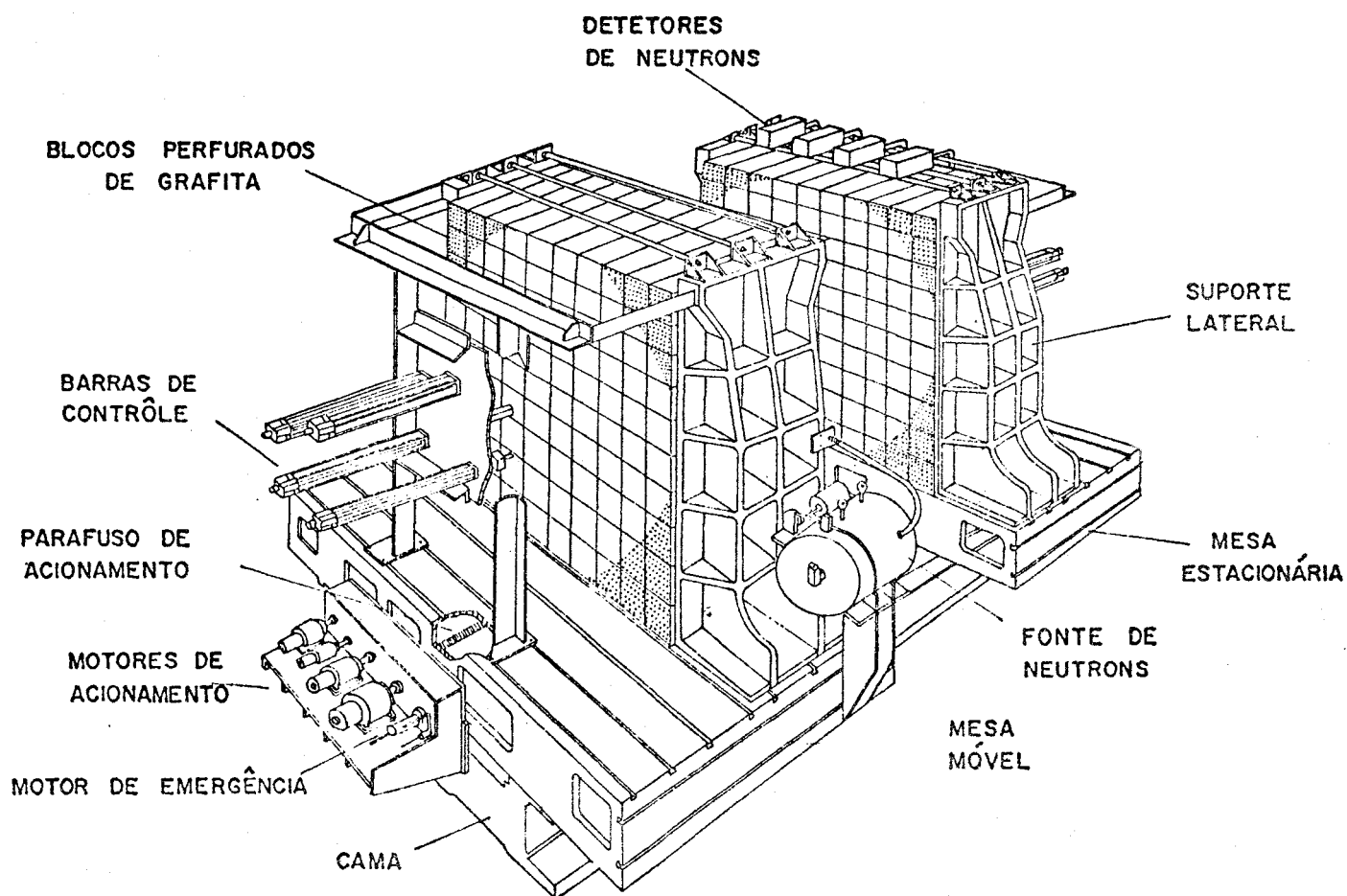


FIG. 4 - Concepção artística do RPZ

reservados unicamente para servir de refletores de neutrons.

As barras cilíndricas destinadas a preencher os vazios são de tres tipos: barras de grafita pura, barras contendo tório e barras contendo urânio enriquecido. A estrutura interna das barras de tório e urânio é similar à das barras do HTGR (High Temperature Gas Cooled Reactor). É formada de bastões de grafita em cujo interior estão dispersos grânulos de ThO_2 e UC_2 recobertos por fina camada de carbono pirolítico, cuja finalidade é formar uma barreira primária à passagem dos produtos de fissão.

As mesas são separadas convenientemente durante a operação de carregamento dos reatores. Duas fontes de neutrons rápidos são acionadas em cada metade. As barras de controle são posicionadas para entrar em operação durante a aproximação. As barras de segurança são posicionadas e entram em operação somente em casos de acidente. A mesa móvel é guiada em direção à estacionária pela ação de um sistema de motores de tres velocidades distintas, para movimentar para frente e uma para tras, convenientemente escolhidas. As mudanças de marcha, feitas manualmente, ocorrem em afastamentos determinados e obedecem a um controle pré-estabelecido. Durante todo o percurso acompanha-se o nível de fluxo neutrônico do sistema com a ajuda de detetores. Chegando-se à fase final de aproximação das mesas, com as barras de controle parcialmente inseridas, aciona-se o motor de velocidade extremamente baixa que permite um controle fino. Verificando-se o contacto das mesas, desliga-se o sistema acionador e ajustam-se as barras de controle para se obter a criticalidade (reação auto-sustentável).

Em caso de acidente, na hipótese de falhar o mecanismo de acionamento das barras de segurança, dispõe-se de um sistema para afas

tamento das mesas, que entra em operação 0,5 segundo após o sinal de alarme (scram), propiciando o desligamento do reator.

Segue-se agora um apanhado das principais dimensões da crítica RPZ e alguns dados importantes de projeto (Ver Quadro 1).

Quadro 1 - Alguns dados importantes do caroço do R P Z

Altura máxima do caroço	297 cm
Espessura máxima do caroço ativo.....	2 x 130 cm
Espessura do encamisamento de alumínio das barras de combustível	10 mls
Densidade da grafita de ligamento dos bastões.....	1,5 g/cm ³
Densidade da matriz de grafita (dos blocos e das barras de grafita pura).....	1,74 g/cm ³
Enriquecimento do urânio (razão atômica).....	93%
Comprimento total máximo de uma barra de combustível.....	65 cm

Uma descrição mais detalhada desta Unidade Crítica é apresentada na Referência /6/ das citações bibliográficas deste trabalho.

2.2 - A Unidade Crítica CA-4 do Laboratório Nacional de Oak Ridge/Ref.19/

O conjunto consiste basicamente de uma armação de alumínio de secção quadrada, dentro da qual os materiais do reator podem ser colocados. A estrutura quadrada tipo "favo de mel" divide-se em duas metades idênticas, sendo uma delas estacionária e a outra móvel, com uma separação máxima entre as mesmas de 5 pés (1.5 m). Parte dos materiais do reator são carregados em cada metade e a unidade torna-se crítica pelo ajuste das barras de controle após completada a aproximação entre as duas metades (Ver Fig. 5).

Cada célula é um tubo de alumínio de secção quadrada de 3 x 3 polegadas (7.5 x 7.5 cm), 3 pés (1.2 m) de comprimento e 0.047 polegadas (1.2 mm) de espessura de parede. Os tubos são empilhados formando um arranjo de 24 x 24 polegadas (61 x 61 cm) com 6 pés (1.8 m) de comprimento quando as duas metades estão juntas. A metade móvel é guiada por parafuso sem fim acionado por um motor com engrenagem. Os afastamentos das duas metades são indicados com uma precisão de 0.01 polegadas (0.254 mm) sobre todo o percurso de 5 pés (1.5 m). Separações menores que 1 polegada (2.54 cm) são indicadas com uma precisão de ± 0.001 polegada (0.025 mm). Na prática , a separação absoluta não pode ser determinada dentro do intervalo ± 0.01 polegadas (± 0.254 mm), devido às limitações no alinhamento da parte móvel bem como dos elementos do caroço.

As barras de controle são inseridas ou retiradas através de um parafuso acionado por um motor. As posições das barras de controle são indicadas com uma precisão de 0.01 polegadas (-0.254 cm). Há quatro barras de controle na unidade crítica, duas em cada metade. As barras de segurança são do tipo de remoção de elementos do caroço do reator e são acionadas por ar comprimido. Há um total de oito barras de segurança,

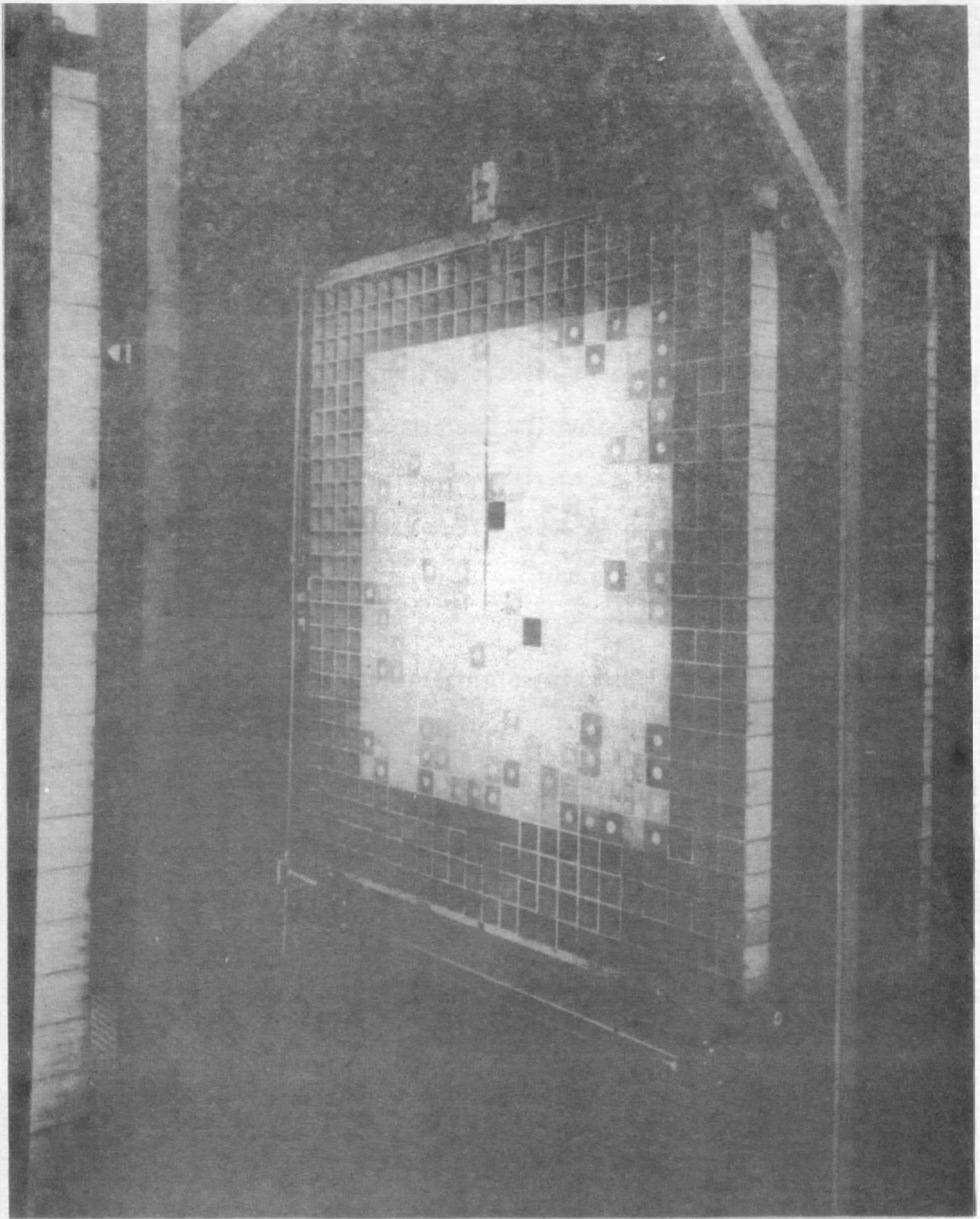


Fig. nº 5 - Interface da parte fixa da Unidade Crítica CA-4

quatro em cada metade, que são retiradas automaticamente no caso de nível de radiação exceder um valor pré-estabelecido. (Ver Fig. 6).

Uma fonte de polônio-berílio é montada em uma cápsula de aço inoxidável na extremidade de uma barra de alumínio. A fonte é inserida até o centro do reator durante a partida e é retirada após atingir-se a criticalidade.

2.2.1 - Instrumentação Nuclear

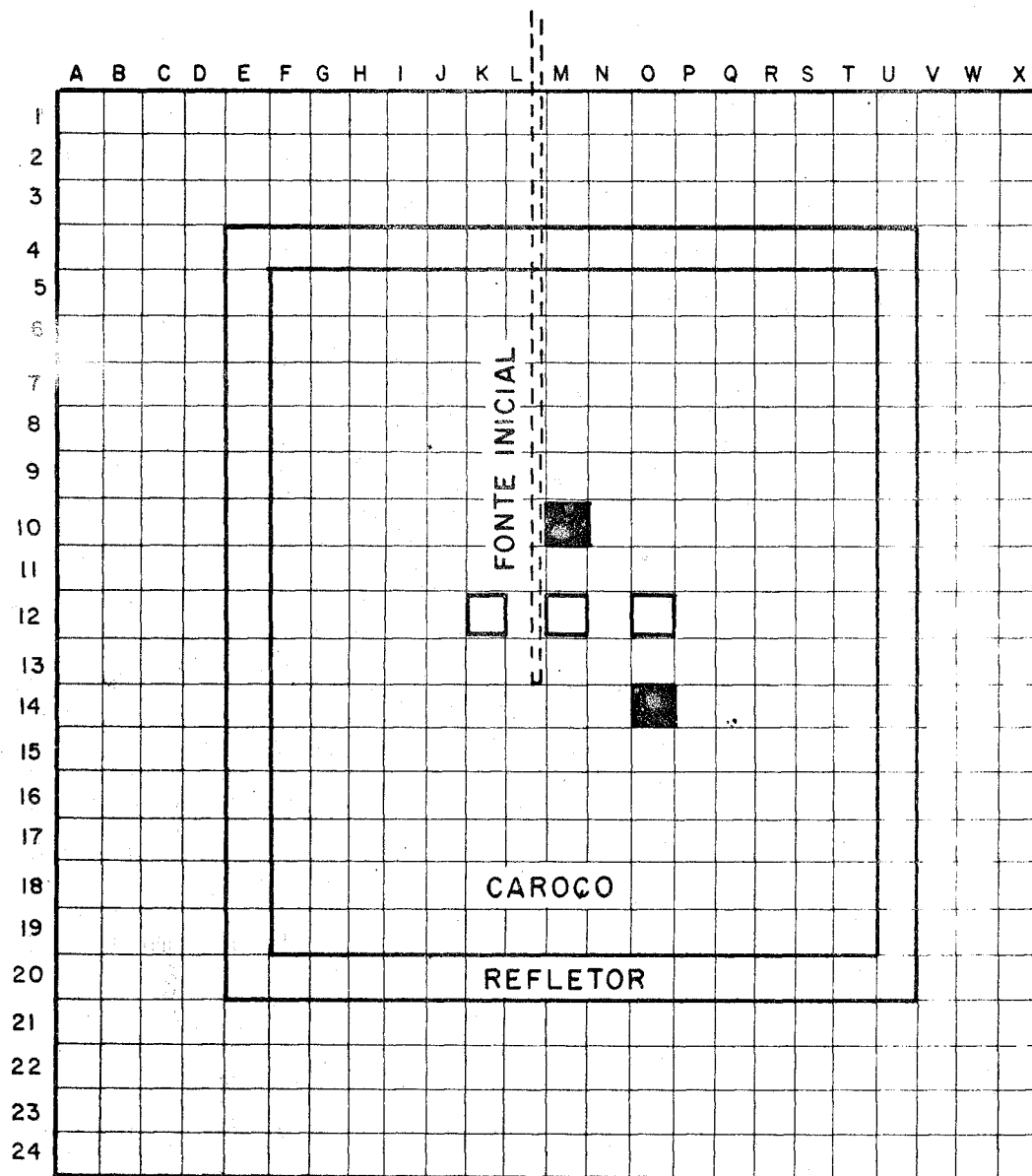
O nível de radiação do reator é monitorado através de oito instrumentos independentes: um contador de cintilação, uma câmara de fissão, e seis detetores de neutrons carregados com BF_3 , sendo dois contadores proporcionais e quatro câmaras de ionização.

2.2.2 - Descrição do Carço do Reator moderado por Grafita

Esta unidade crítica usa discos metálicos de urânio enriquecido em 93.3% de U-235 com 0.01 polegadas (0.254 mm) de espessura. Os discos são espaçados por intervalos de 4 polegadas (10 cm) entre os blocos de grafita (Ver Fig.7).

Dada a limitação de urânio disponível foi necessário adicionar 3 polegadas (7.5 cm) de refletor circundando o carço para atingir a criticalidade. O conjunto final tem a dimensão de 45x 45x 44.1 pol. (114 x 114 x 112 cm) para o carço e, com o refletor, mede 51 x 51 x 44.1 pol. (129.5 x 129.5 x 112 cm).

Outra unidade crítica que serviu para a verificação dos métodos de cálculo da reatividade expostos neste trabalho foi o reator de potência zero da General Atomic.



(A) O centro do arranjo M-12 é o eixo axial longitudinal da Unidade Crítica.

(B) O espaçamento da rede é 3" (~ 7.62cm).

(C) - Barra de controle.

(D) - Barra de segurança.

Fig. 6 - Interface da Unidade Crítica CA-4

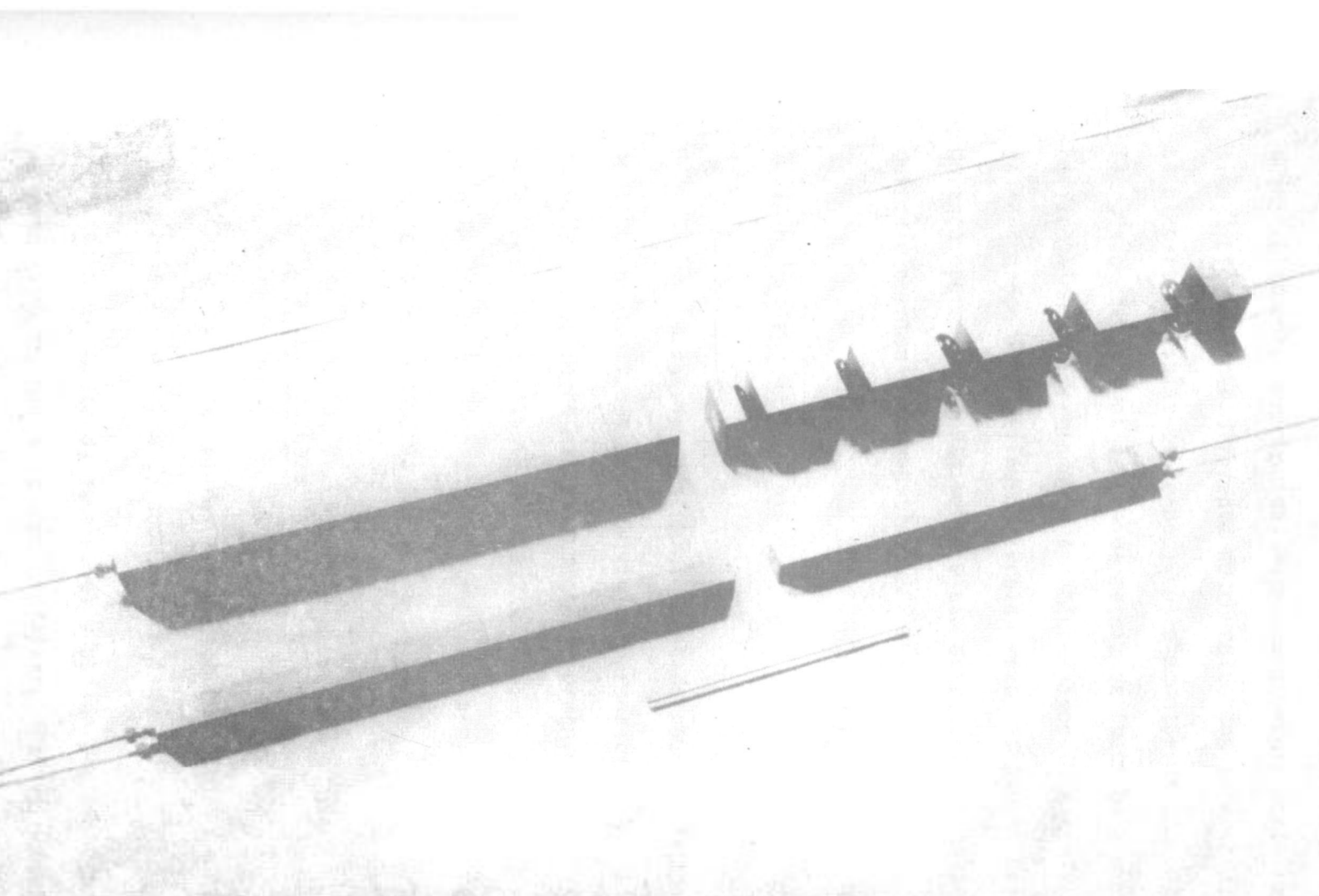


Fig. nº 7 - Detalhe do elemento do caroço da Unidade Crítica CA-4

2.3 - A Unidade Crítica Moderada por Grafita da General Atomic /Ref.16/

Esta unidade crítica é um reator heterogêneo carregado com urânio altamente enriquecido, moderado e parcialmente refletido por grafita. Ligeiramente diferente do conceito dos anteriores, é do tipo mesa bi-partida (split-table-bed). Os elementos de combustível, em cada metade, são localizados dentro da matriz de tubos de alumínio e carregados horizontalmente, formando um arranjo hexagonal. A configuração geométrica do caroço é um cilindro circular reto. As barras de controle e segurança operam horizontalmente e são estrategicamente instaladas em lugar de elementos de combustível.

2.3.1 - A Matriz de Alumínio

A matriz de alumínio montada sobre cada mesa consiste do empilhamento de tubos de alumínio de parede fina. São dispostos horizontalmente e soldados nas extremidades formando uma estrutura tipo " favo de mel". Cada pilha mede 7 x 7 x 3 pés (2.1 x 2.1 x 0.9 m) (Ver Figura 8). A divisão do conjunto em duas partes separadas assegura a subcriticalidade durante as operações de carga.

2.3.2 - Mecanismo da Cama

As duas metades da unidade crítica são montadas sobre mesas apoiadas numa cama de aço . (Ver Fig. 9).

O movimento da mesa móvel é obtido por um mecanismo hidráulico do tipo cilindro-pistão . O motor fornece tres velocidades distintas para a frente e uma para trás. O movimento da mesa é dividido em tres intervalos. A maior velocidade é usada para a partida e a mais baixa na

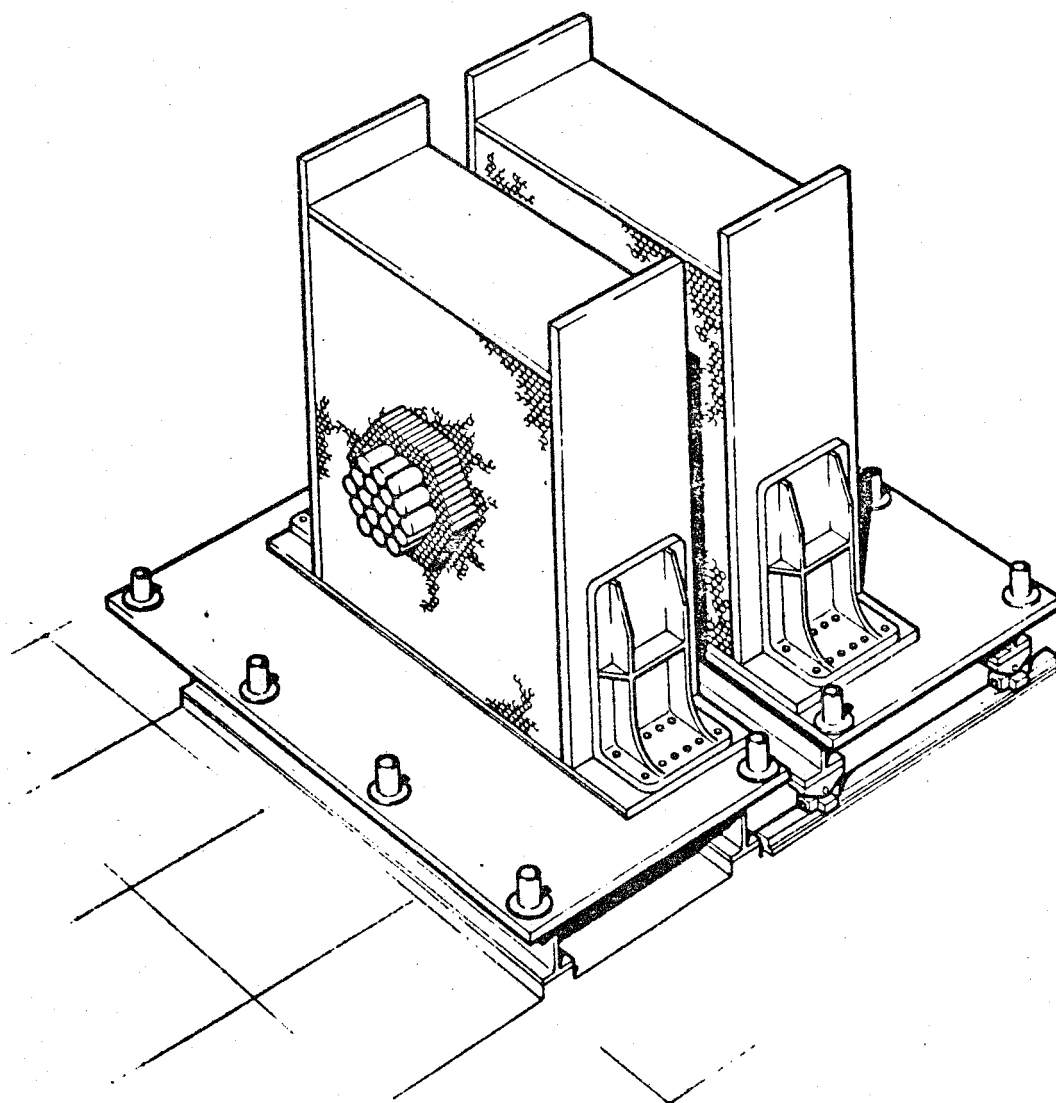


FIG. 8 - CONCEPÇÃO ARTÍSTICA DA UNIDADE CRÍTICA DA G.A.

PINOS DE FIXAÇÃO DA ESTRUTURA
DO CAROÇO

CAMA MOVEL

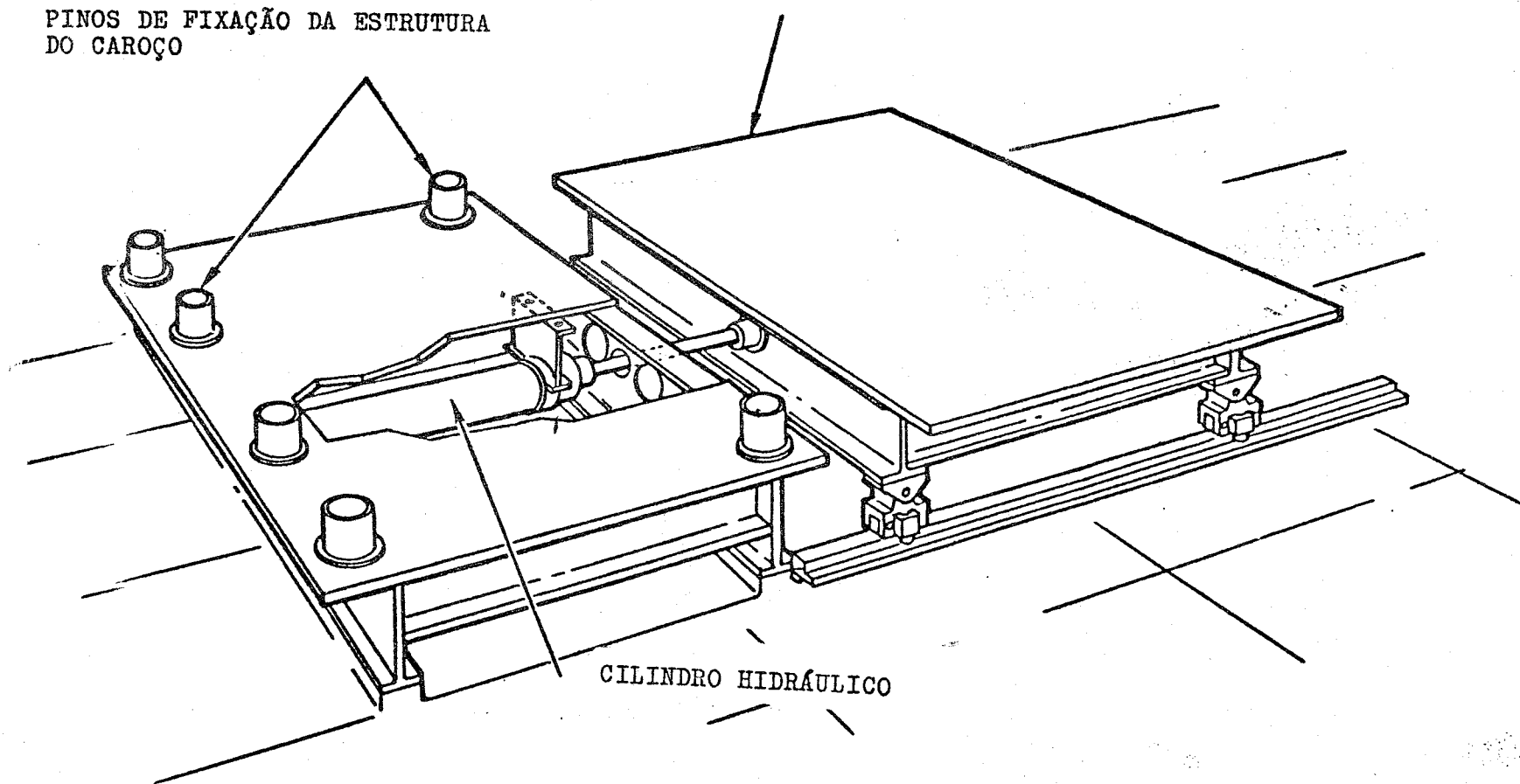


FIG. 9 - MECANISMO DA CAMA

Última fase de aproximação. As velocidades são (0.51 pol/seg (1.3 cm/s), 0.055 pol/seg (1.4 mm/s) e 0.007 pol/seg (0.2 mm/s)).

A precisão de justaposição das duas metades é de 0.0001 pol/ (0.003 mm).

2.3.3- Elemento de Combustível

Basicamente os elementos de combustível consistem de cilindros compactos de urânio-grafita, contidos em tubos de alumínio, fechados em uma extremidade e presos na outra por anéis de pressão. Os elementos têm um comprimento de 3 pés (0.9 m) e 1.555 pol. (4 cm) de diâmetro externo. O urânio utilizado é enriquecido em 93.9%.

2.3.4 - Barras de Controle e Segurança

Duas barras de controle são necessárias em cada metade. São feitas de porcelana ligadas a fitas de aço inoxidável, e distribuídas uniformemente, o que permite mudanças de concentração quando requerido no ajuste de absorção neutrônica.

As barras de segurança, dimensionalmente similares às barras de controle, são em número de oito, quatro em cada metade, e são inseridas horizontalmente. São feitas de pó de carbeto de boro encapsuladas em tubos de aço inoxidável. Na posição de operação, o absorvedor é distribuído em toda extensão do comprimento ativo do caroço, exceto a 1/2 pol (~ 1.3 cm) do centro. São introduzidas no caroço pela ação de mola comprimida.

2.3.5 - Fonte de Partida

Duas fontes de polônio-berílio com uma atividade inicial de 10^7 n/s são colocadas em cada metade.

2.3.6- Instrumentação Nuclear

O sistema utiliza sete canais independentes de medição neutrônica. Cinco deles são do tipo linear level-trip e dois são do tipo log N period-trip. Há duas câmaras de ionização para o level-trip e uma para period-trip, localizadas em cada metade.

3. O DESENVOLVIMENTO HISTÓRICO E OS MÉTODOS ANALÍTICOS

O assunto remonta a 1946 quando G. Breit (trabalho não publicado) e Goldberger, Goldberger e Wilkins /Ref.9/ adotaram um tratamento teórico baseado na Teoria da Difusão para um reator nuclear com uma abertura transversal variável. Posteriormente, em 1952, o trabalho de G. W. foi refinado por S. Tamor /Ref.18/.

Aplicaram-se os métodos analíticos de Goldberger, Goldberger e Wilkins, e S. Tamor à Unidade Crítica moderada por grafita, o CA-4, construída no Laboratório Nacional de Oak Ridge em 1950 e descrita no Capítulo anterior. Mostra-se no trabalho publicado no BNL-489 e Y-881 /Ref.19/ a comparação dos cálculos efetuados pelos dois métodos com os resultados experimentais para aberturas de até 1 cm.

Em 1955, J. Chernick e I. Kaplan /Ref. 4/ retomaram o assunto. O trabalho, baseado nos anteriores e nos estudos de F.L. Friedman (trabalho não publicado), era referente a um estudo comparativo entre os tratamentos da Teoria da Difusão e de Transporte aplicados ao cálculo da reatividade das aberturas transversais. Estimaram também a extensão do erro cometida nos tratamentos anteriores fazendo um cálculo direto do escape de neutrons.

A partir de 1960 outras unidades críticas do tipo mesa bipartida foram construídas nos EUA e no Japão.

Utilizou-se o método de S. Tamor nas estimativas do valor da reatividade para aberturas de até 8 cm. Seguem-se abaixo os exemplos:

- para a Unidade Crítica moderada por grafita da General Atomic /Ref. 1 e 16/, descrita anteriormente, fizeram-se os cálculos para aberturas de até 5 cm. Fez-se apenas referência verbal da comparação dos cálculos com os resultados experimentais.

- para a Unidade Crítica Rápida ZPR (Zero Power Reactor) - do Laboratório Nacional de Argonne, construída em 1961 para o desenvolvimento de reatores rápidos /Ref.11/, fizeram-se os cálculos para aberturas de até 8 cm. Compararam-se os resultados com os cálculos numéricos processados em computador através da utilização do código TDC (Two Dimensional Code) desenvolvido em 1959 e baseado na teoria de transporte de nêutrons /Ref.3/.

Mais tarde, em 1970, aplicou-se novamente o método de Tamor para aberturas de até 8 cm no ZPR-6 e 9 /Ref.12/ e fizeram-se algumas comparações dos resultados teóricos com os valores experimentais para aberturas menores que 1 cm.

Atualmente, apesar do contínuo aperfeiçoamento dos cálculos numéricos baseados na Teoria de Transporte de Nêutrons e dispondo-se de computadores de grande memória e rápido processamento, não há na literatura referências sobre cálculos da reatividade de aberturas relativamente pequenas.

3.1 - Método de Goldberger, Goldberger e Wilkins com refinamento de S. Tamor

Dada a falta de computadores de grande capacidade, os primeiros métodos necessariamente eram de natureza analítica.

Basicamente, Goldberger, Goldberger e Wilkins desenvolveram um método para calcular a depressão do fluxo na abertura. Uma vez obtida esta condição de contorno na mesma, poderia-se trocá-la por um absorvedor fino, a saber, que produzisse a mesma depressão no fluxo. Tornava-se então um simples problema de calcular a mudança de reatividade através da Teoria da Perturbação supondo-se que o fluxo adjunto para o reator fosse conhecido.

Com o objetivo de melhor esclarecer o desenvolvimento dessa teoria torna-se importante expor sucintamente a dedução da mesma.

Para isso considera-se um reator cilíndrico sem refletor, de comprimento l , cortado através de um plano transversal sendo as duas partes separadas pela distância h (Ver Fig. 10) . Por conveniência, admite-se o corte executado no plano médio do reator. Separa-se o fluxo obtido pela Teoria da Difusão Monoenergética de tal forma que, dentro do moderador, a parte longitudinal seja uma distribuição cossenoidal e a parte transversal satisfaça a equação de onda bidimensional $\nabla^2 \phi + \gamma^2 \phi = 0$ com condições de contorno apropriadas.

Supõe-se que a Teoria da Difusão forneça o fluxo correto na face do reator junto à abertura. Essa restrição implica que para reatores com grandes aberturas a teoria não é aplicável. Quer-se saber agora quantos neutrons deixam um elemento de área em \vec{p}' , vetor de posição do ponto P' na face +, e chegam em \vec{p} , vetor de posição do ponto genérico P na face - .

Se $\vec{\Omega}$ é um vetor unitário dirigido de \vec{p}' , na face + , para \vec{p} , na face - , a taxa de neutrons que deixam \vec{p}' , dentro de $d\Omega$ é tal que o número total de neutrons chegando em \vec{p} é dada por

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi} \int \left[\phi_+ (\vec{p}') + \lambda \nabla \phi_+ (\vec{p}') \cdot \vec{\Omega} \right] \cos \psi d\Omega \\ &= \frac{1}{4\pi} \int \frac{\phi_+ (\vec{p}') + \lambda \nabla \phi_+ (\vec{p}') \cdot \Omega}{R^2} \cos^2 \psi dA' \end{aligned} \quad (1)$$

onde dA' é o elemento de área contendo \vec{p}' . Deve-se igualar (1) com a corrente total entrando em \vec{p} que é :

$$\frac{\phi_- (\vec{p})}{4} + \frac{\lambda}{6} \frac{\partial \phi_- (\vec{p})}{\partial z} \quad (2)$$

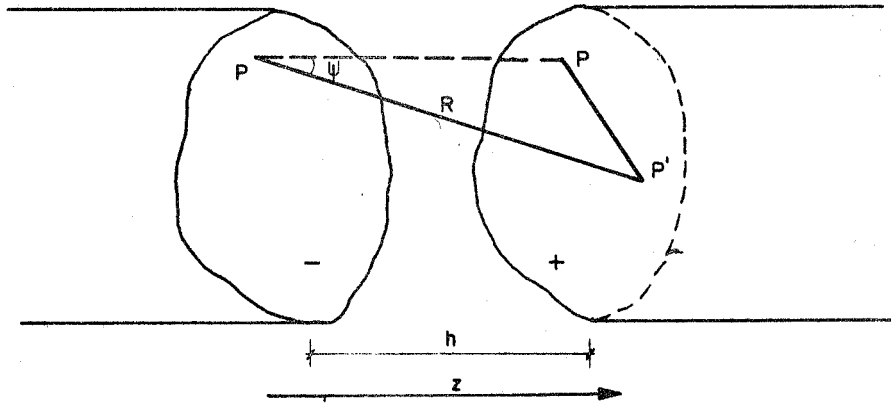


Fig.10 - Corte de um reator cilíndrico sem refletor sobre o plano médio

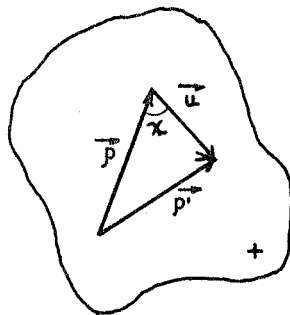


Fig.11 - Projeção da Fig. 10 sobre a face +

no sentido contrário à direção positiva de z (Derivação da Lei de Fick).

Fazendo-se uso da simetria do sistema sobre o plano médio

$$\phi_-(\vec{\rho}) = \phi_+(\vec{\rho}) \text{ e } \phi'(\vec{\rho}) \equiv \phi'_+(\vec{\rho}) \equiv \frac{\partial \phi_+(\vec{\rho})}{\partial z} = - \frac{\partial \phi_-(\vec{\rho})}{\partial z}$$

tem-se

$$q(\vec{\rho}) = \frac{\phi(\vec{\rho})}{4} - \frac{\lambda}{6} \phi'(\vec{\rho}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\phi(\vec{\rho}') + \lambda \nabla \phi_+(\vec{\rho}') \cdot \vec{\Omega}}{R^2} \cos^2 \psi dA' \quad (3)$$

Aqui se faz uma aproximação a mais (a outra foi a de assumir o reator suficientemente grande de tal forma que a Teoria da Difusão fosse aplicável e desse corretamente o fluxo emergente da face + . Assume-se que a abertura seja pequena comparada às dimensões transversais do reator. Essa é uma região de máxima importância e o fluxo entrante não será seriamente falsificado continuando-se a integração em (3) sobre o plano infinito. Ver-se-á que êsse artifício leva a uma grande simplificação, isto é, que a distribuição espacial do fluxo entrante reproduz aquela do fluxo emergente.

Escolhe-se o sistema de coordenadas arbitrariamente e \vec{u} é dirigido de $\vec{\rho}$ para $\vec{\rho}'$ e, então; (Ver Fig.11)

$$q(\vec{\rho}) = \frac{\phi(\vec{\rho})}{4} - \frac{\lambda}{6} \phi'(\vec{\rho}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\phi(\vec{\rho}') + \lambda \phi'(\vec{\rho}') \frac{h}{R} + \lambda \nabla \phi(\vec{\rho}') \cdot \frac{\vec{u}}{R}}{R^2} \cos^2 \psi dA' \quad (4)$$

Goldberger, Goldberger e Wilkins desprezaram o último termo no numerador do integrando da Eq.4 que agora será mantido (refinamento de S. Tamor). Isto é equivalente, fisicamente, a ignorar a assimetria azimutal do fluxo emergindo na face +. Desde que o fluxo é dirigido preferencialmente para as regiões de baixa densidade, a distribuição azimutal favorece aqueles neutrons indo contra a extremidade do reator contribuindo portanto, com uma corrente líquida para fora da abertura. Para aberturas suficientemente pequenas esse efeito é o predominante.

A Eq. 4 pode ser colocada na forma:

$$q(\vec{\rho}) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{h^2}{(h^2+u^2)^2} \left[\phi(\vec{\rho}') + \frac{\lambda h \phi'(\vec{\rho}')}{\sqrt{h^2+u^2}} + \frac{\lambda u}{\sqrt{h^2+u^2}} \frac{\partial \phi(\vec{\rho}')}{\partial u} \right] dA' \quad (5)$$

Mas, como o fluxo é separável, $\phi(\vec{\rho}') = \phi(u) \cdot \phi(z)$.

Donde,

$$\phi'(\vec{\rho}') = \phi(\vec{\rho}') \left[\frac{1}{\phi(u)} \frac{d\phi(u)}{du} + \frac{1}{\phi(z)} \frac{d\phi(z)}{dz} \right] = \phi(\vec{\rho}') \left[K(u) + f(z) \right]$$

onde :

$$f(z) = \frac{1}{\phi(z)} \frac{d\phi(z)}{dz} \quad \text{é constante sobre a face da a-}$$

bertura.

Portanto, a integral pode ser escrita na forma:

$\int K(u) \phi(\vec{\rho}') dA'$ onde $K(u) = \frac{1}{\phi(u)} \frac{d\phi(u)}{du}$ é explicitamente uma função de u .

Escolhendo o ponto $\vec{\rho}$ como nova origem, a transformada de Fourier-Bessel de $\phi(\vec{\rho}')$ pode ser escrita na seguinte forma:

$$\phi(\vec{\rho}') = \sum_t \int ds a_{st}(\vec{\rho}) J_t(su) \cos(tx + nt).$$

Substituindo em $\nabla^2 \phi + \gamma^2 \phi = 0$ e fazendo uso da propriedade de ortogonalidade, deduz-se que:

$$\int K(u) \phi(\vec{\rho}') dA' = 2\pi \phi(\vec{\rho}) \int K(u) J_0(\gamma u) u du \quad (6)$$

Com isso prova-se a afirmativa que o fluxo entrante $\phi(\vec{\rho})$ é proporcional ao fluxo emergente $\phi(\vec{\rho}')$ e, além disso, que a constante de proporcionalidade depende de h , γ e λ , mas é independente da geometria do sistema.

Retornando-se a integral (5) fica-se com:

$$q(\vec{\rho}) = \frac{\phi(\vec{\rho})}{2} \left[h^2 \int \frac{J_0(\gamma u)}{(u^2+h^2)^2} u du - h^2 \gamma \lambda \int \frac{J_1(\gamma u)}{(u^2+h^2)^{5/2}} u^2 du \right] + \frac{\phi'(\vec{\rho})}{2} \lambda h^3 \int \frac{J_0(\gamma u)}{(u^2+h^2)^{5/2}} u du.$$

As integrais são transformadas de Hankel:

$$\int_0^{\infty} \frac{J_0(\gamma u)}{(u^2+h^2)^2} u du = \frac{\gamma K_1(\gamma h)}{2h}$$

$$\int_0^{\infty} \frac{J_0(\gamma u)}{(u^2+h^2)^{3/2}} u du = \frac{\gamma^{3/2} K_{3/2}(\gamma h)}{2^{3/2} h^{3/2} \Gamma(5/2)} = \left(1 + \frac{1}{\gamma h}\right) \frac{\gamma e^{-\gamma h}}{3h^2}$$

$$\int_0^{\infty} \frac{J_1(\gamma u)}{(u^2+h^2)^{5/2}} u^2 du = \frac{\gamma^{3/2} K_{1/2}(\gamma h)}{2^{3/2} h^{1/2}} = \frac{\gamma e^{-\gamma h}}{3h}$$

onde as funções K são as usuais funções de Bessel do segundo tipo com argumento imaginário. Tem-se finalmente:

$$q(\vec{\rho}) = \frac{\phi(\vec{\rho})}{4} - \frac{\lambda \phi(\vec{\rho})}{6} = \phi(\vec{\rho}) \left[\frac{\gamma h}{4} K_1(\gamma h) - \frac{(\gamma \lambda)(\gamma h) e^{-\gamma h}}{6} \right] +$$

$$+ \phi'(\rho) \frac{\gamma(1+\gamma h)}{6} e^{-\gamma h} \quad \text{ou}$$

$$\frac{\phi'(\rho)}{\phi(\rho)} = \phi'/\phi = \frac{3}{2\lambda} \frac{1-\gamma h K_1(\gamma h) + 2/3(\gamma \lambda)(\gamma h) e^{-\gamma h}}{1 + (1+\gamma h) e^{-\gamma h}} \quad (7)$$

Nota-se que quando $h \rightarrow 0$, $\phi' \rightarrow 0$ e quando

$h \rightarrow \infty$, $\phi' / \phi \rightarrow \frac{3}{2\lambda}$, a usual condição de contorno da teoria de difusão.

O resultado de Goldberger, Goldberger e Wilkins é idêntico à Eq. 7 mas com a omissão do último termo no numerador. Para aberturas relativamente pequenas o último termo é linear em h , enquanto $1 - \gamma h k_1(\gamma h)$ começa como $(\gamma h)^2 j_1(\gamma h)$. Portanto, para h muito pequeno o último termo é o dominante. Para dimensões razoáveis do reator, as duas partes são comparáveis com $h \approx \lambda/3$ o que, para o moderador grafita, é aproximadamente igual a 1 cm. Para aberturas muito maiores que h o último termo pode ser desprezado.

3.2 - A Reatividade da Abertura segundo S. Tamor

Obtem-se o valor da reatividade admitindo-se que o fluxo e o seu adjunto para o sistema não perturbado sejam conhecidos. Isso é feito notando-se que a abertura pode ser trocada por um absorvedor fino equivalente. A presença da abertura causa uma corrente líquida de neutrons em direção à mesma a partir das duas faces do reator de valor igual a $2/3 \lambda \phi'$. Esses neutrons são efetivamente absorvidos pela abertura. Se o valor de ϕ' / ϕ é pequeno troca-se a abertura por um absorvedor cuja seção de choque é $\Sigma(z) = \theta \delta(z - z_0) / 8a$ onde z_0 define o plano no qual o reator é aberto. Então será absorvido um número de neutrons igual a:

$$\frac{2}{3} \lambda \phi' = \int \phi \Sigma(z) dz = \int \phi \theta \delta(z - z_0) dz = \phi(z_0) \theta$$

Donde:

$$\theta = \frac{2}{3} \lambda \phi' / \phi \quad (8b)$$

Vê-se que a secção de choque de absorção depende da energia através de λ (livre caminho médio).

No espírito do método multi-grupo considera-se o processo de moderação como uma sucessão de processos de difusão a uma dada velocidade (grupo de energia) cada grupo servindo como fonte para os seguintes de mais baixa energia. A cada energia a condição de contorno dada pela Eq. 7 é aplicável. Resolvendo-se então o problema de moderação para o reator não perturbado obtem-se a queda de reatividade a partir da Teoria de Pertubação. Tem-se pois:

$$\frac{\partial k}{k} = \int q(\vec{r}, u) \frac{\Sigma(z)}{\xi \Sigma t} q^+(\vec{r}, u) d\vec{r} du \quad (9)$$

onde $q(\vec{r}, u)$ é a densidade de moderação na letargia u e coordenada \vec{r} . O parâmetro $\Sigma(z)$ foi definido pela Eq. 8a e ξ e Σt são, respectivamente, perda média de letargia por colisão e secção de choque macroscópica total.

3.3 - Método de J. Chernick e I. Kaplan

J. Chernick e I. Kaplan estudando o reator nuclear cilíndrico de seção transversal retangular ou circular chegaram à mesma condição de contorno descrita por S. Tamor. Segue-se uma rápida descrição do desenvolvimento:

- considera-se uma área $d\sigma$ sobre qualquer ponto P, na face da abertura (ver Fig.12) . O número de neutrons espalhados - por segundo para a abertura através de $d\sigma$ é dada por $J_+ d\sigma$, onde

$$J_+ = \int \frac{\phi(x,y,z) e^{-r/\lambda} \cos \theta}{4\pi\lambda r^2} dV$$

Aqui $\phi(x,y,z)$ é o fluxo neutrônico num elemento de volume dV distanciado r de P, θ é o ângulo entre a direção do neutron e a normal em P e λ é o livre caminho médio de espalhamento no reator.

A integral de volume estende-se sobre o volume finito do reator mas costuma-se ampliar os limites de integração sobre o hemisfério completo.

Utilizando-se coordenadas esféricas r, θ, ψ a equação acima fica:

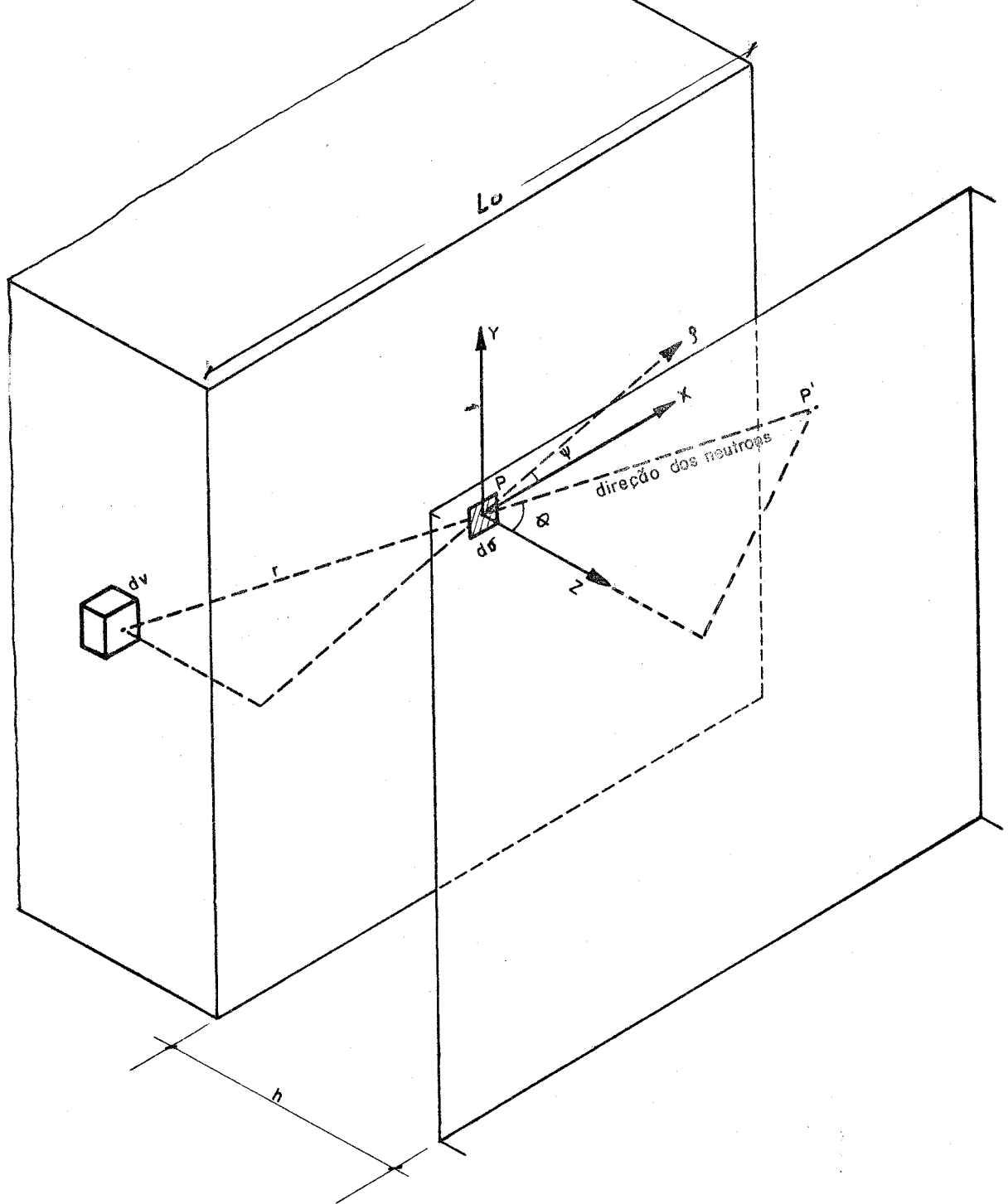


Fig.12 - Corte de um reator cilíndrico de secção transversal quadrada sobre o plano médio

$$J_+ = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\phi}{4\pi\lambda} e^{-r/\lambda} \cos\theta \sin\theta d\theta d\psi dr \quad (10)$$

A distribuição angular $F(P, \theta, \psi) d\theta d\psi$ dos neutrons entrando na abertura através de $d\sigma$ pode ser obtida expandindo-se $\phi(x, y, z)$ em série de Taylor sobre P como origem e fazendo a integração sobre r na Eq.10. Tem-se

$$F(P, \theta, \psi) = \frac{\sin\theta \cos\theta}{4\pi} \left\{ \phi(P) - \lambda \cos\theta \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} \right)_P + \lambda \sin\theta \left[\cos\psi \left(\frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_P + \right. \right. \\ \left. \left. + \sin\psi \left(\frac{\partial\phi}{\partial y} \right)_P \right] \right\} \quad (11)$$

Uma posterior integração sobre as duas outras variáveis leva ao bem conhecido resultado:

$$J_+(P) = \frac{\phi(P)}{4} - \frac{\lambda}{6} \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} \right)_P \quad (12)$$

A corrente de neutrons $J_-(P)$ cruzando a área $d\sigma$ sobre P a partir da face oposta da abertura é dada por

$$J_-(P) = \int \int d\sigma' \frac{\cos^4\theta}{4\pi h^2} \left[\phi(P') - \lambda \cos\theta \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} \right)_{P'} + \lambda \sin\theta \cos\psi \left(\frac{\partial\phi}{\partial x} \right)_{P'} + \right. \\ \left. + \lambda \sin\theta \sin\psi \left(\frac{\partial\phi}{\partial y} \right)_{P'} \right] \quad (13)$$

Se a distribuição de fluxo para o reator e sua imagem $\bar{\phi}$ é separável, então, como no método anterior, sabe-se que a abertura não afeta a distribuição de fluxo paralela (transversal) e a condição de contorno será independente da posição.

Calcula-se a integral (13) adotando-se procedimento similar ao do método anterior e chega-se a:

$$J_-(P) = 1/4 \phi(P)\gamma h K_1(\gamma h) - \frac{\lambda}{6} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_P (1 + \gamma h)e^{-\gamma h} - 1/6 \phi(P)\lambda\gamma^2 h e^{-\gamma h} \quad (14)$$

Então, a corrente líquida \bar{J} é dada por $J_+(P) - J_-(P)$ e supondo-se que a aproximação da Teoria da Difusão seja válida nas vizinhanças da abertura, chega-se finalmente a:

$$\frac{\phi'(z)}{\phi(z)} = -\frac{3}{2\lambda} \frac{1 - \gamma h K_1(\gamma h) + 2/3(\gamma\lambda)(\gamma h)e^{-\gamma h}}{1 + (1 + \gamma h)e^{-\gamma h}} \quad (15)$$

Baseado na Teoria da Difusão, o resultado do Reator Imagem (Image Pile Result) para o escape total através da abertura é obtido a partir das equações (12) e (14). Para pequenas aberturas tem-se:

$$L_a = 2 \int \int \left[J_+(P) - J_-(P) \right] d\sigma = \frac{1}{2} \phi(z)_{\text{abert}} \cdot \left[1 - \gamma h K_1(\gamma h) \right] +$$

$$+ \frac{2}{3} (\gamma \lambda) (\gamma h) e^{-\gamma h} \int \int \psi(x, y) dx dy .$$

Usando-se a aproximação $1 - \gamma h K_1(\gamma h) = \frac{\gamma^2 h^2}{2} \ln \frac{2}{\gamma h}$ como
 $\phi(z)_{\text{abert}} = 1$, $\gamma^2 h^2 = \frac{2\pi^2 h^2}{L_0^2}$ e com $\psi(x, y) = \cos \frac{\pi x}{L_0} \cos \frac{\pi y}{L_0}$ para
 um reator não perturbado de seção transversal quadrada, chega-se a

$$L_a = \frac{8\gamma h}{3} + 2h^2 \ln \frac{2}{\gamma h} \quad (16)$$

É interessante notar que o primeiro termo corresponde ao escape de neutrons através de uma faixa central de largura h para o sistema sem abertura.

3.4 - O Escape através da Abertura pelo Cálculo Direto

A probabilidade de um neutron escapar através da abertura depende da sua forma bem como da distribuição angular dos neutrons dela emergentes. A situação geométrica pode ser vista ilustrada na Fig.13.

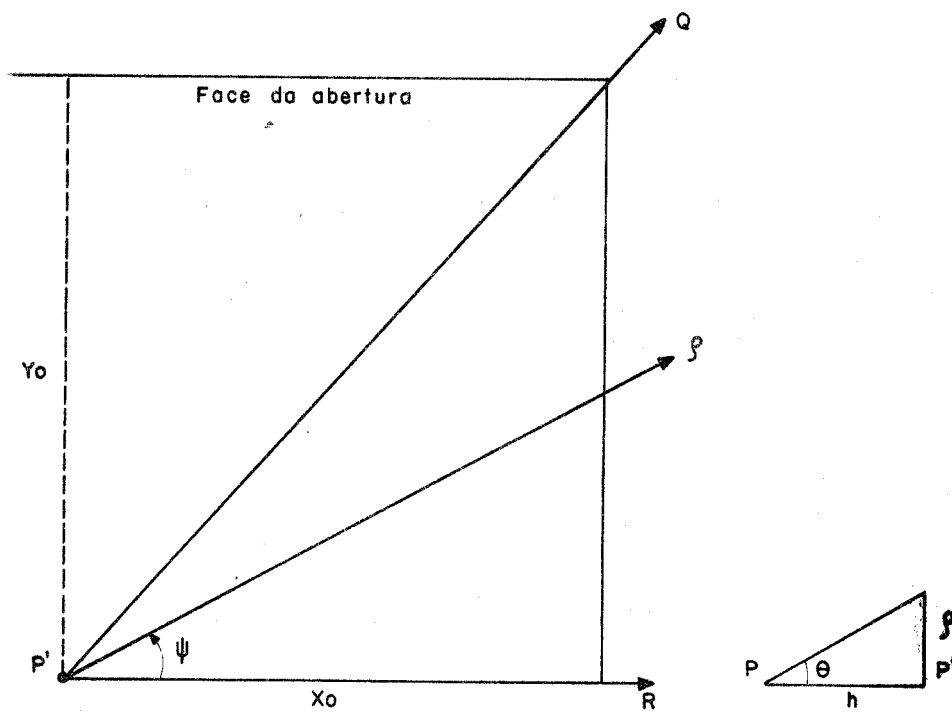


Fig.13- Direção seguida por um nêutron em escape pela abertura

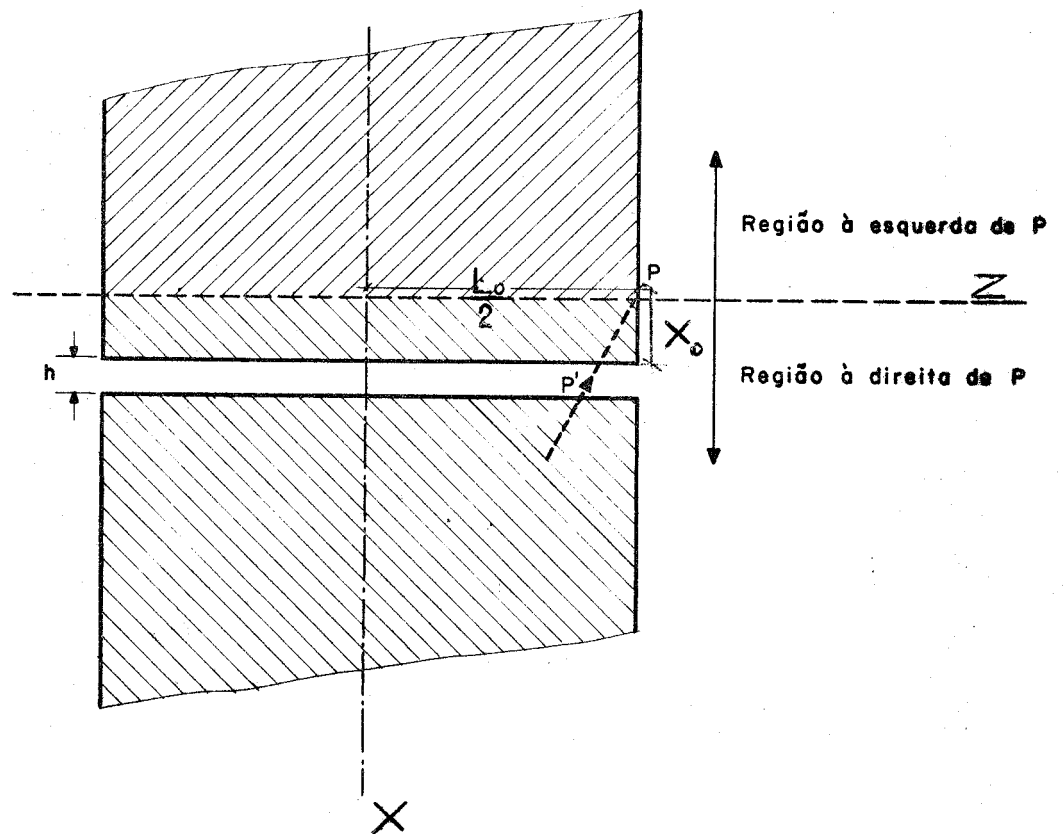


Fig. 14- Livre caminho medio dos nêutrons no reator com abertura

Seja P' um ponto oposto a P distanciado $\sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ do canto da abertura. A distribuição angular dos neutrons emergindo em P é dada pela Eq. 11 que separada em quatro distribuições da forma $f_n(\theta)g_n(\psi)d\theta d\psi$ pode ser representada por:

$$f_n(\theta) = \cos^n \theta \sin \theta.$$

$$g_n(\psi) = 1 \text{ para } n = 1, 2.$$

Obtêm-se o escape de neutrons adicionando-se os escapes parciais através dos setores do tipo QP'R, onde p_n , para $n = 1, 2, 3, 4$, são as probabilidades correspondentes de fuga para o setor QP'R. As integrações dão:

$$p_1 = \frac{1}{2} \left[\operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{y_0}{x_0} \right) - \frac{x_0}{\sqrt{x_0^2 + h^2}} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{y_0}{\sqrt{x_0^2 + h^2}} \right) \right] \quad (17.1)$$

$$p_2 = \frac{1}{3} \left[\operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{h y_0}{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + h^2}} \right) - \frac{h x_0 y_0}{(x_0^2 + h^2) \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + h^2}} \right] \quad (17.2)$$

$$p_3 = \frac{1}{3} \left[\frac{y_0}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2}} - \frac{y_0 x_0^2}{(x_0^2 + h^2) \sqrt{x_0^2 + y_0^2 + h^2}} \right] \quad (17.3)$$

$$p_4 = \frac{1}{3} \left[1 - \frac{x_0}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2}} - \frac{x_0}{\sqrt{x_0^2 + h^2}} + \frac{x_0}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2 + h^2}} \right] \quad (17.4)$$

Os cálculos de escape são simplificados para o caso limite de aberturas finas. As Eqs. 17 aplicam-se então para $y_0 \rightarrow \infty$. O termo mais importante é p_3 que dá a contribuição do gradiente paralelo à abertura. O termo p_2 representa o efeito do gradiente perpendicular à abertura e a contribuição p_4 se anula quando valores negativos bem como positivos de ψ são considerados.

Ignorando os efeitos de cantos as Eqs. 17 se reduzem a :

$$p_1 = \frac{\pi}{4} \left(1 - \frac{x_0}{\sqrt{x_0^2 + h^2}} \right) \quad (18)$$

$$p_3 = \frac{h^2}{3(x_0^2 + h^2)} \quad (19)$$

A fuga total através da abertura estreita é dada por:

$$L_a = \frac{4}{\pi} \left[p_1(x) \phi(P) + \lambda p_3(x) \frac{\partial \phi}{\partial x} \right]_{P} dy dx$$

(20)

3.5 - Comparação do resultado do Reator Imagem com o Cálculo Direto

Para se comparar os resultados, considera-se novamente uma abertura quadrada e uma distribuição de fluxo separável. Integrando-se Eq. 20 sobre y tem-se:

$$L_a = \frac{8L_0}{\pi^2} \int_0^x \frac{\pi}{L_0} \lambda P_3 \cos \frac{\pi x}{L_0} dx + \int_0^x P_1 \operatorname{sen} \frac{\pi(x+d)}{L_0} dx \quad (21)$$

onde é importante reter a distância extrapolada $d \approx \frac{2\lambda}{3}$ na segunda integral.

Substituindo-se $\cos \frac{\pi x}{L_0}$ pela unidade e $\operatorname{sen} \frac{\pi}{L_0} (x+d)$ por $\frac{\pi}{L_0} (x+d)$ na equação 21 e integrando-se sobre uma profundidade x_0 , o termo do gradiente paralelo resulta em $\frac{8\lambda h}{3} \tan^{-1}(x/h)$, que para valores de $x \gg h$ aproxima-se do valor $\frac{4\lambda h}{3}$.

Comparando-se com a Eq. 16 nota-se que o seu valor é somente a metade do resultado do reator imagem.

A contribuição de P_1 é $h^2 \ln \left(\frac{2x}{h} \right) + \frac{4\lambda h}{3}$ para x grande. Para valores de x da ordem de L , o primeiro termo tem a mesma forma mas com valor reduzido à metade do resultado do Reator Imagem. A segunda contribuição é inesperada. Ela provém do fato que o fluxo de neutrons não se anula na superfície de um reator sem refletor mas, na aproximação da Teoria

da Difusão, extrapola-se a zero para a distância de $2\lambda/3$ além da superfície do reator.

Tomando os resultados na face obtém-se, aproximadamente :

$$L_a = \frac{8\lambda h}{3} + h^2 \ln \frac{2}{\gamma h} \quad (22)$$

Mostra-se a seguir que uma abertura estreita aumenta também o escape de neutrons através de superfície lateral do reator.

Considere-se um ponto P localizada na superfície do reator a distância x_0 a esquerda da abertura (ver Fig.14).

Observa-se que o único gradiente importante é o normal a superfície. A corrente total da esquerda é

$$J_+ (\rightarrow) = \frac{1}{2} \left[\frac{\phi_p}{4} + \frac{\lambda}{6} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_P \right]$$

A corrente da direita, após simplificação, é dada por :

$$J_+ (\leftarrow) = \frac{1}{4\pi\lambda} \int_0^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\infty} \phi_p + \phi_p r \cos \theta e^{-r/\lambda} \cos \theta \sin \theta \, dr \, d\psi \, d\theta$$

$$+ \frac{h}{4\pi\lambda} \int_0^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{\infty} \phi_p e^{-r/\lambda} \cos^2 \theta \sec \psi \, dr \, d\psi \, d\theta$$

O primeiro termo \bar{e} é a contribuição usual na ausência de abertura. O segundo, denotado por $\bar{J}_+(x_0)$, é o excesso de corrente resultante da existência da abertura. Integrando sobre r tem-se:

$$\bar{J}_+(x_0) = \frac{h\phi'}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{-\frac{x_0}{\lambda \cos\psi \sin\theta}} \cos^2\theta \sec\psi d\psi d\theta$$

A seguir, seja $J_\infty = \int_0^\infty \bar{J}_+(x) dx$ o excesso de corrente resultante de uma camada fina, então $J_\infty = \frac{1}{12} h\lambda\phi'$. Para uma abertura estreita e quadrada o excesso de escape total através das superfícies do reator pode ser colocado na forma:

$$\bar{L} = 8 \frac{h\lambda}{12} \pi/L_0 \int_0^{L_0} \sin \frac{\pi\lambda}{L_0} dy = \frac{4\lambda h}{3} \quad (23)$$

Somando-se (22) e (23)

$$L = L_a + \bar{L} = \frac{12\lambda h}{3} + h^2 \ln \frac{2}{\gamma h} \quad (24)$$

Resumindo:

$$L_a = \frac{8\lambda h}{3} + 2h^2 \ln \frac{2}{\gamma h} \quad \text{Resultado do Reator Imagem} \\ \text{(Image Pile Result)}$$

$$L = L_a + \bar{L} = \frac{8\lambda h}{3} + h^2 \ln \frac{2}{\gamma h} + \frac{4\lambda h}{3} \quad \text{Resultado do Cálculo} \\ \text{Direto.} \\ \text{(Direct Leakage Result)}$$

4. ANÁLISE NUMÉRICA DOS MÉTODOS ANALÍTICOS

Neste Capítulo é feita uma análise numérica dos fatores que compõem a formulação dos métodos apresentados no Capítulo anterior e, ao mesmo tempo, apresentam-se os dados experimentais necessários à comparação com os resultados teóricos.

Obtiveram-se os parâmetros de entrada, a saber, as seções de choque, a partir dos programas de computação XSDRN (Gerador de Seções de choque baseado na Teoria de Transporte unidimensional) e DOT-2 (programa multigrupo para cálculo de criticalidade baseado na Teoria de Transporte bidimensional). Relega-se ao Capítulo seguinte a descrição desses programas.

Ilustra-se esta análise numérica escolhendo-se, principalmente, a Unidade Crítica CA-4, moderada por grafita, do Laboratório Nacional de Oak Ridge, cujos dados experimentais encontram-se disponíveis na literatura. Utiliza-se para complementar as observações presentes outra unidade crítica moderada por grafita, a da General Atomic.

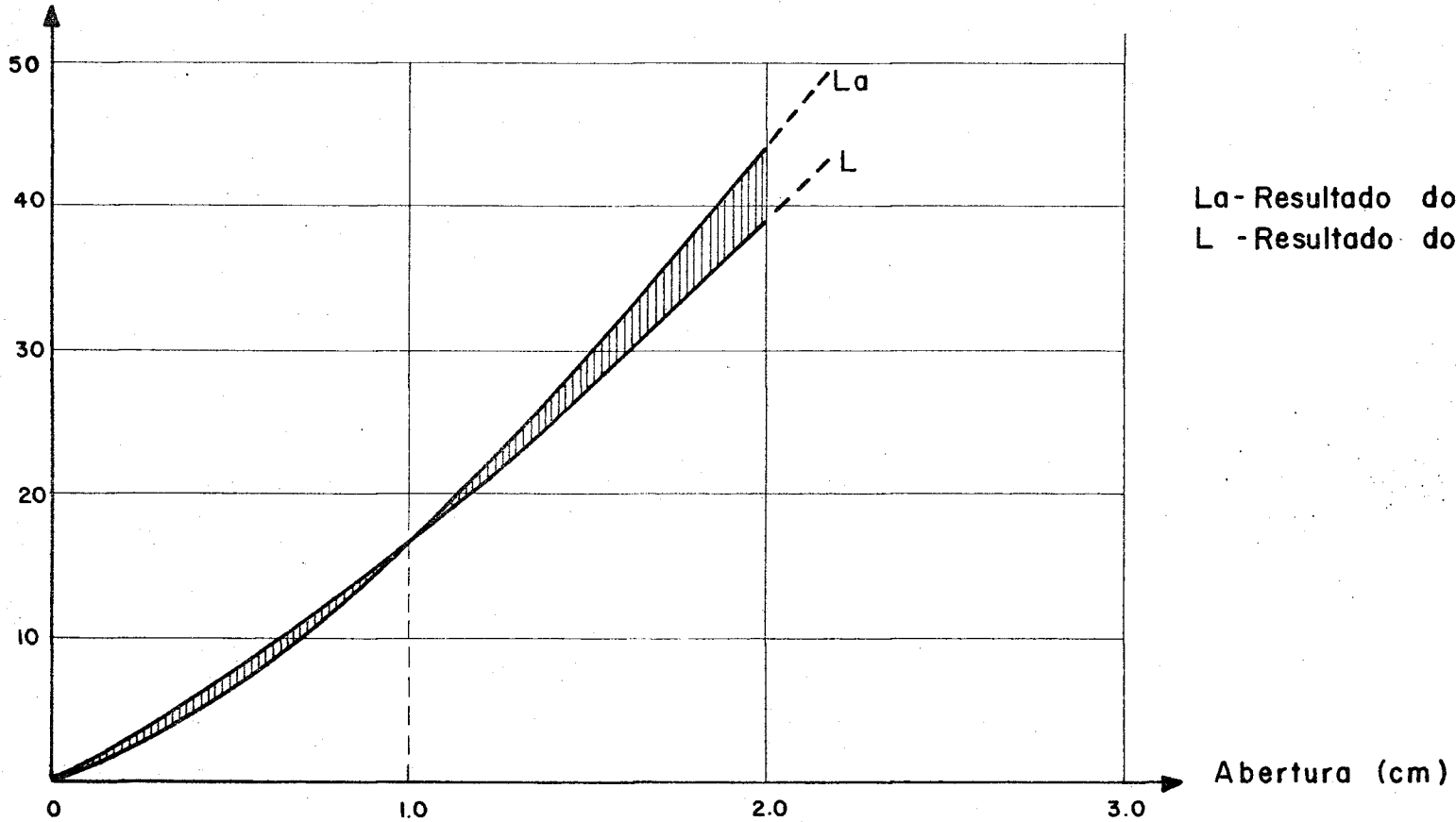
Calculam-se as taxas de escape de neutrons para a Unidade Crítica CA-4 variando-se a abertura de 0.1 a 5 cm e normalizando-se os fluxos neutrônicos centrais em $1 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$. Mostram-se os resultados da aplicação do Método do Reator Imagem e do Cálculo Direto no Quadro 2 e Fig. 15.

Quadro 2 - Taxa de escape de neutrons para fluxo(normalizada)em 1 n/cm²seg. Resultados comparativos dos Métodos do Reator Imagem e Cálculo Direto para a Unidade Crítica CA-4

Abertura (cm)	Resultados do Reator Imagem (n/seg)			Resultados do Cálculo Direto (n/seg)				
	Contribuição do gradiente de fluxo paralelo à abertura	Contribuição da distribuição de fluxo na abertura	Total La	Contribuição do gradiente de fluxo paralelo à abertura	Contribuição da distribuição de fluxo na abertura considerando a distância extrapolada ($2\lambda_{tr}/3$)	Excesso de escape pelas superfícies laterais do reator	Total L	
h	$\frac{8\lambda h}{3}$	$+ 2h^2 \lambda_n \frac{2}{\gamma h}$	=	$\frac{4\lambda h}{3}$	$+ h^2 \lambda_n \frac{2}{\gamma h} + \frac{4\lambda h}{3}$	$+ \frac{4\lambda h}{3}$	=	
0,1	0,828	0,129	0,957	0,414	0,065	0,414	0,414	1.307
0,5	4.138	2.415	6.553	2.069	1.208	2.069	2.069	7.415
0,8	6.620	5.581	12.201	3.310	2.791	3.310	3.310	12.721
1,0	8.275	8.279	16.554	4.138	4.140	4.138	4.138	16.554
2,0	16.550	27.585	44.135	8.275	13.793	8.275	8.275	38.618
5,0	41.375	126.316	167.691	20.688	63.158	20.688	20.688	125.222

Unidade Crítica CA-4

L, L_a
(Unidade arbitrária)



L_a - Resultado do Reator Imagem
 L - Resultado do Cálculo Direto

Fig.15- Comparação das taxas de escape de neutrons pelos Métodos do Reator Imagem e do Cálculo Direto

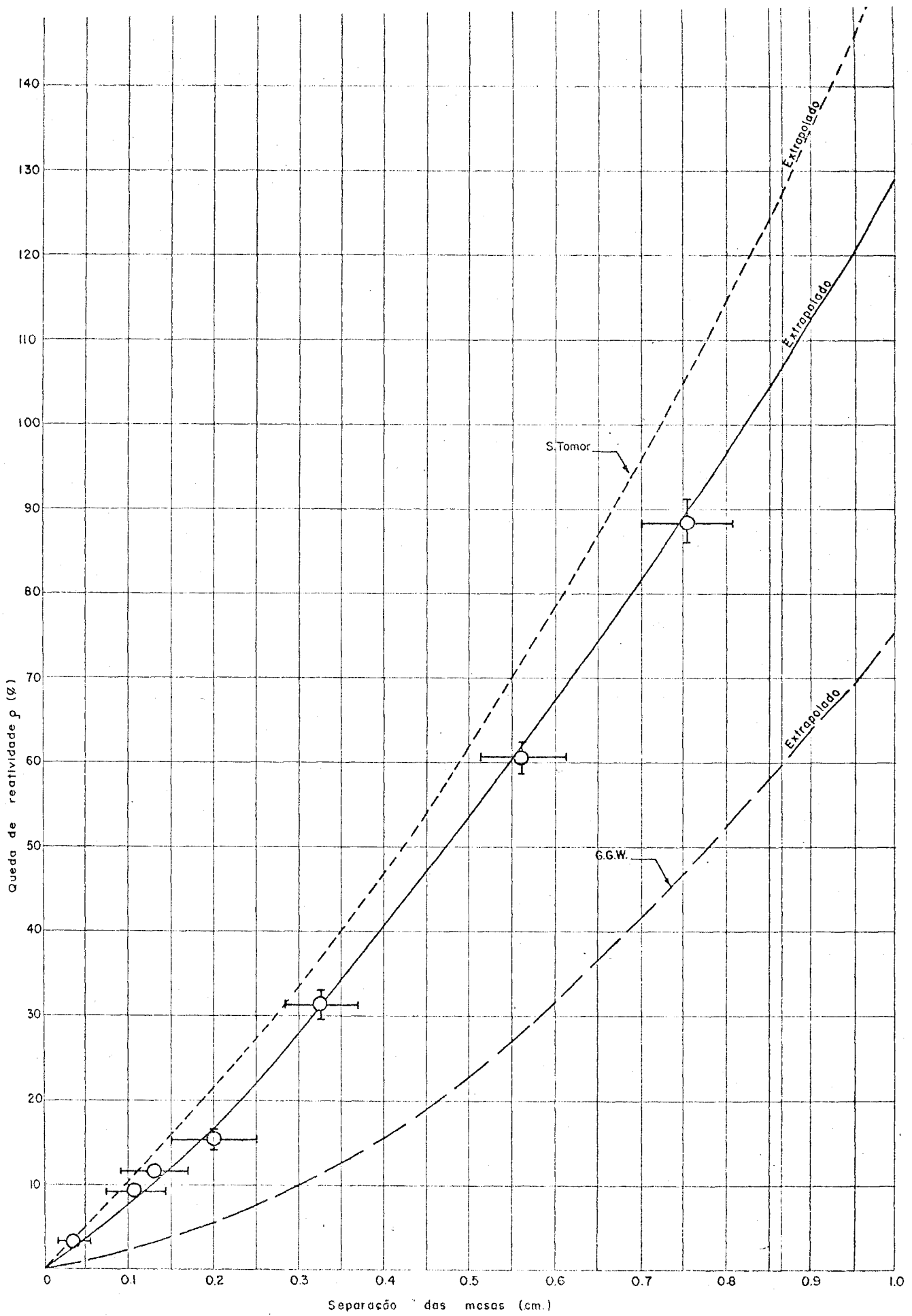
Verifica-se através dos cálculos e de acordo com J. Chernick e I. Kaplan que:

1- para aberturas pequenas (até 1 cm), comparadas com as dimensões do reator (112 cm de comprimento por 76 cm de raio), os resultados do Cálculo Direto são maiores que os obtidos pelo Método do Reator Imagem. Com uma abertura igual a 1 cm ambos os métodos apresentam o mesmo valor para a taxa total de escape (ver Fig.15) Esta igualdade foi prevista por S. Tamor que referiu-se à equivalência dos termos linear e quadrático em h na análise da Eq.7, para valores deste próximos de $\lambda/3$, que é aproximadamente igual a 1 cm no caso do moderador grafita.

2- Para valores de h superiores a 1 cm os valores da taxa total de escape pelo Método do Reator Imagem podem consideravelmente superestimar a influência da abertura. A propósito ver Apêndice 1 onde apresentam-se as correções necessárias derivadas pelo Cálculo Direto aplicadas ao Método do Reator Imagem.

Mostram-se na Fig.16 os dados experimentais da perda de reatividade em função da separação entre as mesas para a Unidade Crítica CA-4 juntamente com as previsões teóricas de G.G.W. e S. Tamor. Nota-se que, para separações extremamente pequenas, os resultados de S. Tamor concordam bem com a experiência e divergem substancialmente para aberturas maiores. Ver Ref.19 para maiores detalhes.

Mostram-se na Fig.17 os resultados para a Unidade Crítica da General Atomic. Calculou-se a perda de reatividade resultante da separação das mesas para várias composições do caroço do reator. Utilizou-se o método de S. Tamor para separações até 5 cm. Realizou-se uma verificação experimental semi-quantitativa e a discrepância indi-



$$1\beta = \frac{\partial k}{\partial R} = 0.000073$$

GGW.- Goldberger , Goldberger & Wilkins

Fig. 10- Queda de reatividade calculada e experimental para Unidade Crítica CA-4

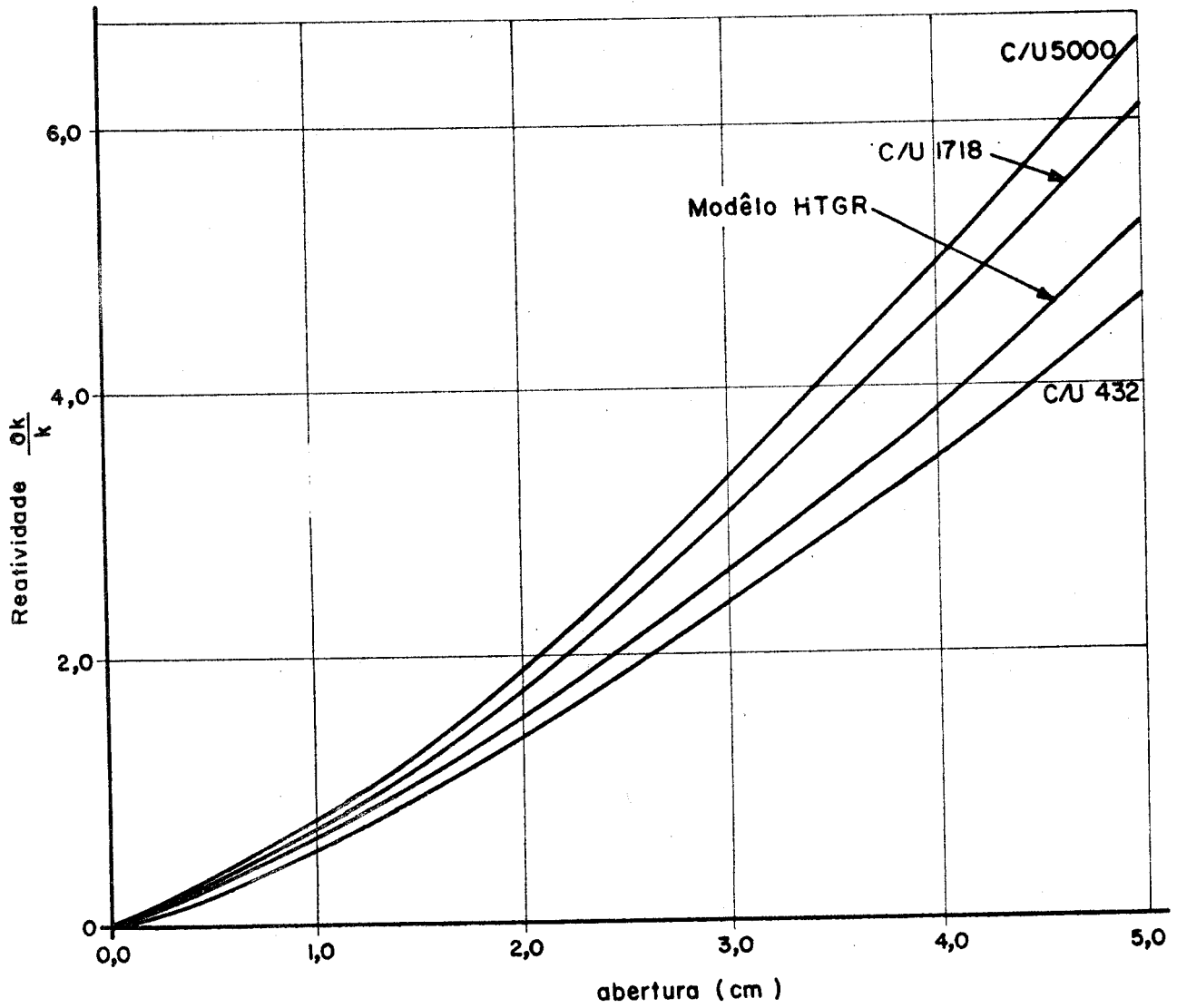


Fig.17- Queda da reatividade função de pequenas separações da cama para a Unidade Crítica da G.A.

cada foi que os valores calculados eram sistematicamente maiores que os medidos em aproximadamente 30%.

Apresenta-se no Apêndice 2 os resultados obtidos pela aplicação do método de S. Tamor para as Unidades Críticas Rápidas do Laboratório Nacional de Argonne.

Conclui-se dos resultados mostrados nas Figs. 16 e 17 que:

1- a aplicação do método de S. Tamor para a Unidade Crítica CA-4 apresenta bons resultados para aberturas de até 1 cm. Utilizou-se nesse método a Teoria da Pertubação, isto é, substituiu-se a abertura por um absorvedor fino equivalente tal que se produzisse uma deformação local do fluxo desprezível. Apesar de, como anunciado na descrição qualitativa, ignorar-se a deformação do fluxo paralelo à abertura, significativa em termos percentuais no intervalo considerado, com pensou-se o referido efeito com a aproximação inerente à Teoria da Pertubação dentro das incertezas experimentais.

2- A aplicação do método de S. Tamor para a Unidade da General Atomic, apesar das incertezas experimentais, demonstrou seguramente que, para aberturas superiores a 1cm, houve uma superestimação da reatividade da abertura. Esta superestimação deveu-se ao fato de não se considerar que o fluxo se anula além da superfície do reator ou a $\frac{2\lambda_{tr}}{3}$ desta e, portanto, exagerou-se a fuga através da abertura como previsto nos resultados comparativos do Método do Reator Imagem com os do Cálculo Direto. De fato, quantitativamente, a duplicação do termo qua -

drático, conforme mostra a Eq. 16 (Reator Imagem) comparada à Eq. 22 - (Cálculo Direto), tornou este termo preponderante para aberturas superiores a 1 cm. Note-se ainda que o aumento da fuga lateral dada por $\frac{4\lambda h}{3}$ através do Cálculo Direto foi pequena no intervalo considerado embora reflita mais a realidade dos fatos.

Finaliza-se a discussão acrescentando-se aos resultados já obtidos os da aplicação direta do programa bidimensional de transporte DOT-2 (ver Quadro 3) . Referem-se esses resultados a uma abertura variável deslocada do plano transversal central e necessitou-se, portanto, de uma pequena correção dada pela razão dos fluxos nos dois pontos. Para fins comparativos fez-se uma renormalização para um mesmo fluxo entre os resultados mostrados no Quadro 2 com os obtidos - pelo programa citado . Apresentam-se os cálculos comparativos no Quadro 4 e Fig.18.

14055
 Observa-se uma boa concordância entre os resultados obtidos pela Teoria de Transporte bidimensional e os do Cálculo Direto, como era de se esperar. Confirma-se assim ser a Teoria de Transporte bidimensional em multigrupos um poderoso instrumento de cálculo numérico atualmente disponível. Constata-se um desvio máximo de 6% ocorrido para uma abertura de 0.1 cm e causado pela aproximação efetuada no Cálculo Direto para o aumento da fuga lateral estimada em $\frac{4\lambda h}{3}$.

Resumem-se as conclusões desta análise no seguinte:

1- para aberturas de até 1 cm necessita-se, quer na aplicação do método de S. Tamor quer na aplicação do Método do Reator Imagem, de uma correção que leve em conta as perturbações não locais, isto é, o aumento dos escapes lateral e vertical do reator. Isto

Quadro 3 - Parcelas do aumento do escape (normalizadas) obtidas pelo Cálculo Bidimensional de Transporte				
Abertura (cm)	Escape pela abertura (n/s)	Aumento do escape lateral pelo reator. (n/s)	Aumento do escape axial pelo reator (n/s)	T o t a l (n/s)
0,1	0,00035 (57,5%)	0,00025 (42,5%)	- 0,00012 (0%) *	0,00048
0,5	0,00198 (73,6%)	0,00061 (22,7%)	0,00010 (3,7%)	0,00269
0,8	0,00343 (76,2%)	0,00080 (17,8%)	0,00027 (6,0%)	0,00450
1,0	0,00448 (78,5%)	0,00086 (15,1%)	0,00037 (6,4%)	0,00571
2,0	0,01076 (81,4%)	0,00138 (10,4%)	0,00108 (8,2%)	0,01322
5,0	0,03620 (84,2%)	0,00272 (7,3%)	0,00407 (9,5%)	0,04299

* O valor negativo representa a diminuição do escape axial devido ao aumento da dimensão axial do reator.

Quadro 4 - Comparação dos resultados(normalizados)da aplicação das Teorias da Difusão e Transporte

Abertura (cm)	Resultado do	Resultado do Cálculo Direto			Resultado do Cálculo Bidimensional de Transporte			
	Reator Imagem	(n/seg)			(n/seg)			
	Escape pela Abertura (n/s)	Escape pela Abertura (n/s)	Excesso de escape pelas superfícies laterais do reator	Total	Escape pela abertura La	Aumento do escape lateral do reator	Aumento do escape axial do reator	Total
0,1	0,00034	0,00031	0,00014	0,00045	0,00035	0,00025	- 0,00012	0,00048
0,5	0,00228	0,00186	0,00072	0,00258	0,00198	0,00061	0,00010	0,00269
0,8	0,00425	0,00328	0,00115	0,00443	0,00343	0,00080	0,00027	0,00450
1,0	0,00577	0,00433	0,00144	0,00577	0,00448	0,00086	0,00037	0,00571
2,0	0,01538	0,01057	0,00288	0,01345	0,01076	0,00138	0,00108	0,01322
5,0	0,05843	0,03642	0,00721	0,04363	0,03620	0,00272	0,00407	0,04299

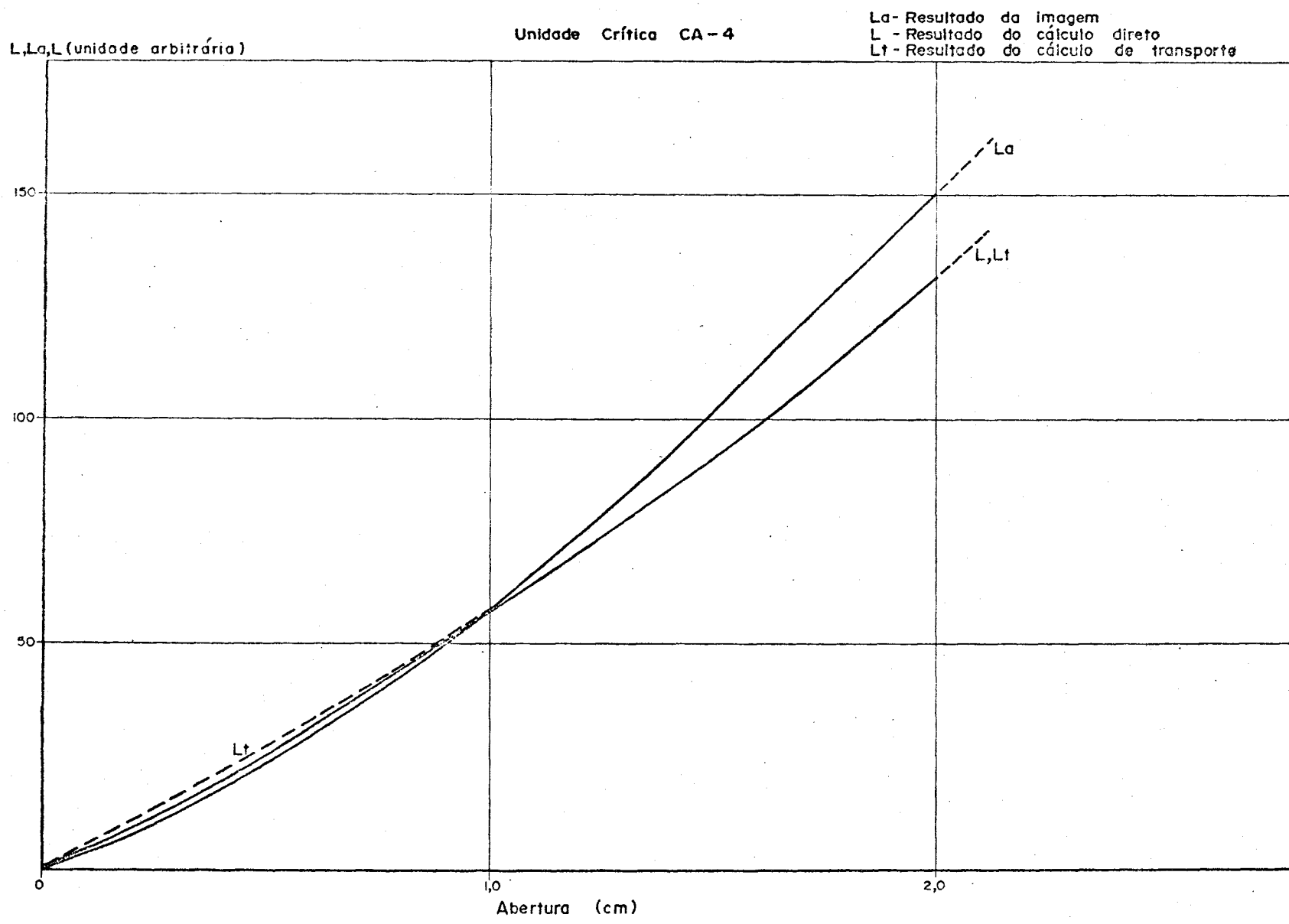


Fig. 18 - Comparação das taxas de escape de neutrons pelos Metodos do Reator Imagem
Calculo Direto e Transporte

porque ambos os métodos se preocupam essencialmente com os escapes pela abertura. A propósito, ver Apêndice 3, onde mostra-se a equivalência dos dois métodos, isto é, utilizando-se o programa bidimensional de difusão EXTERMINATOR-2 aplicado ao caso substituindo-se a abertura por um absorvedor equivalente através da condição de contorno ϕ'/ϕ ou calculando-se o escape pelo Método do Reator Imagem chega-se praticamente ao mesmo resultado.

2- Para aberturas superiores a 1 cm necessita-se na aplicação de qualquer dos dois métodos acima referidos, além da correção já mencionada, também da correção do termo quadrático derivado por J. Chernick e I. Kaplan.

Mostram-se no Capítulo seguinte os desenvolvimentos dos Métodos de Cálculo propostos.

5. DESENVOLVIMENTO DOS MÉTODOS DE CÁLCULO

No presente trabalho foram aplicados dois métodos numéricos para o cálculo do valor da reatividade da abertura transversal, utilizando-se programas de computação baseados nas Teorias da Difusão e Transportes de Nêutrons.

No primeiro método, o da Teoria da Difusão bidimensional, aplicou-se a condição de contorno ϕ'/ϕ junto à superfície da abertura transversal descrita pela Eq.7 ou Eq.15. Portanto, entende-se esse método como um tratamento semi-numérico do problema.

O segundo método resultou de uma aplicação direta de um programa de computação bidimensional baseado na Teoria de Transporte de Nêutrons.

Utilizou-se, em ambos os métodos, o modelo de quatro grupos de energia para todos os cálculos. A redução para o referido número de grupos, a partir dos multigrupos primários, foi executada pelos programas de geração de secções de choque indicados a seguir. Os limites de energia para os dois métodos propostos são definidos nos Apêndices 4 e 7.

5.1 - O Método Semi-Numérico

Neste método utilizou-se o programa EXTERMINATOR -2 - (Ref.8) de natureza bidimensional que é uma aplicação da Teoria da Difusão

são de Neutrons em multigrupos . Ele foi desenvolvido originalmente no Laboratório Nacional de Oak Ridge, tendo sido posteriormente adaptado ao computador IBM 370/155 do IEA. Através desse programa resolve-se a equação da difusão em duas dimensões nas geometrias X-Y, R-Z e R- θ . Além do cálculo normal de difusão, o programa prevê a utilização da opção especial para o caso da superfície exterior do reator sem refletor, onde substitui-se a condição usual de fluxo igual a zero pela utilização de um material absorvedor de espessura igual à distância extrapolada $2\lambda_{tr}/3$ circundando o reator. Nesse material o fluxo não é definido . Dá-se o nome de "região de barra absorvedora" a esta opção que irá tratar todos os escapes do reator equivalentemente por absorções.

Como saída dos cálculos , obtiveram-se o coeficiente de multiplicação de neutrons, os fluxos escalares em cada ponto nodal do reator e em cada grupo de energia , e as taxas de reação para cada composição especificada.

As secções de choque foram obtidas em multigrupos utilizando-se o programa de computação HAMMER (Ref.17) desenvolvido no Laboratório de Savannah River . Este programa possui uma biblioteca de dados de secções de choque em 54 grupos rápidos e 30 térmicos, compondo-se de tres sub-programas, a saber:

THERMOS : calcula a distribuição de fluxo térmico ($E < 0.625\text{eV}$) pela Teoria Integral unidimensional de Transporte e fornece as secções de choque média dos grupos, os parâmetros de difusão e as taxas de reação.

HAMLET: executa os mesmos cálculos que o anterior no intervalo energético compreendido entre 0.625eV e 10 MeV. Além dos parâmetros da região rápida correspondentes aos fornecidos pelo THERMOS, calculam-se a probabilidade de escape à ressonância, o fator de fissão rápida e o "buckling" da célula unitária (reticulado periódico).

FLOG : utiliza as seções de choque calculadas previamente pelo THERMOS e pelo HAMLET para proceder à pesquisa de criticalidade do reator finito.

Nesse primeiro método substituiu-se a abertura por um absorvedor equivalente definido pela condição de contorno ϕ'/ϕ na superfície da mesma e com as correções do Cálculo Direto a partir de $h = 1\text{cm}$, como mostra o Apêndice 1. A opção "região de barra absorvedora" permite esta substituição e aceita o valor de $\frac{D}{\phi} \frac{d\phi}{dz} = -Cr$ onde: Cr é um número positivo, D é o coeficiente de difusão do reator na região adjacente à abertura e a derivada do fluxo é tomada normal à fronteira com sentido voltado para a "região de barra". Para maiores detalhes ver Ref.7.

Calcularam-se o efeito global da queda de reatividade devido a existência da abertura e os escapes lateral e axial do reator.

Mostram-se nos Apêndices 4, 5 e 6 dessa dissertação os dados de entrada que definiram a Unidade Crítica CA-4 utilizada para a verificação experimental dos resultados calculados e apresentados no Capítulo seguinte.

5.2 - O Método Numérico

Determinaram-se os parâmetros macroscópicos utilizando-se o programa bidimensional de transporte DOT-2 desenvolvido no Laboratório Nacional de Oak Ridge (Ref.14) e recentemente adaptado ao computador IBM 370/155 do IEA. Resolve-se com esse programa a equação linear de Boltzman em duas dimensões para as geometrias X-Y, R-Z e R- θ , aproximando-se o termo gradiente na referida equação pela técnica de diferença finita conhecida como de ordenadas discretas ou Método Sn de Carlson (Ref.2). Aproxima-se a integral de espalhamento, dentro de um grupo de energia, expandindo-se a secção de choque diferencial em série de Legendre permitindo assim que o termo integral seja calculado por quadratura.

Obtiveram-se os dados de entrada em multigrupos a partir do programa XSDRN (Cross Section Dynamic Reactor Neutronics) (Ref.10), desenvolvido no Laboratório Nacional de Oak Ridge, que contém uma biblioteca de dados de secções de choque em 123 grupos de energia. Utiliza-se neste programa, baseado na Teoria de Transporte unidimensional, uma técnica de solução conhecida como Método Avançado de Ordenadas Discretas desenvolvida por Carlson e Lathrop (Ref.13). Calculam-se

os parâmetros microscópicos nas regiões rápida , de ressonância e térmica. Permite-se ainda tratar o problema com espalhamento anisotrópico na região rápida, combinando-se as características do programa - de computação ANISN (Ref.5) com o tratamento integral de Nordheim, onde utiliza-se espalhamento isotrópico na região de ressonância.

Nesse segundo método substituiu-se a abertura transversal pelo elemento carbono com características anisotrópicas e de concentração atômica igual a do ar ambiente.

Calcularam-se o efeito global da queda de reatividade e os escapes lateral e axial, bem como as correntes ao longo da superfície lateral do reator sem e com abertura.

Mostram-se nos Apêndices 7, 8 e 9 os dados de entrada para a Unidade Crítica CA-4 que permitiram os cálculos dos resultados calculados e apresentados no Capítulo seguinte.

6. RESULTADOS DOS CÁLCULOS

Apresentam-se neste Capítulo os resultados dos cálculos efetuados pela aplicação dos dois métodos descritos para a Unidade Crítica CA-4.

6.1 - Do Método Semi-Numérico

Mostra-se no Quadro 5 a variação da reatividade com a abertura transversal pela aplicação do Método Semi-Numérico. Substituiu-se a abertura por um absorvedor equivalente conforme descrito anteriormente.

Mostram-se parceladamente no Quadro 6 os diversos fatores que compõem a taxa de escape total bem como suas porcentagens de contribuição para a queda total de reatividade. Para melhor compreensão desses fatores ver Fig. 5.1 e 6.1 dos Apêndices 5 e 6 respectivamente.

Apresenta-se na Fig.19 a distribuição do fluxo, para o grupo 2, ao longo do eixo longitudinal para diferentes aberturas. Nota-se a variação do gradiente de fluxo no direção axial que resulta num aumento da taxa de escape axial com o aumento da abertura. Mostram-se nas Figs. 20, 21, 22 e 23, os detalhes da variação de fluxo axial perto da abertura segundo as condições de contorno dadas pelos parâmetros ϕ'/ϕ . Nota-se um maior gradiente do fluxo para o grupo rápido (Grupo 1) conforme esperado.

Quadro 5 - A variação da reatividade (em centavos de dólar) com a abertura transversal

h (cm)	Keff	ΔK_{eff}	$\rho (\varnothing)$
0	0.98494458	0	0
0.1	0.98433900	0.00060558	8.4
0.5	0.98085850	0.00408608	56.8
0.8	0.97734600	0.00759858	105.7
1.0	0.97474492	0.01019966	141.9
2.0	0.96605283	0.01889175	262.7
5.0	0.92545849	0.05948609	827.3

$$1 \varnothing = 0.000073$$

Quadro 6 - As componentes da queda de reatividade (em centavos de dólar) e as respectivas percentagens de contribuição à queda total

h (cm)	Escape pela abertura (\varnothing) $A_{(5)}/A_{total}$	Aumento do escape axial (\varnothing) $A_{(2)}/-A_{(2)}/A_{total}$	Aumento do escape lateral (\varnothing) $A_{(3)}/-A_{(3)}/A_{total}$	$\rho (\varnothing)$
0.1	5.6 (66%)	2.0 (24%)	0.8 (10%)	8.4
0.5	36.6 (65%)	14.1 (25%)	5.9 (10%)	56.6
0.8	68.1 (64%)	26.4 (25%)	11.2 (11%)	105.7
1.0	91.3 (64%)	15.2 (25%)	35.7 (11%)	142.2
2.0	170.3 (64%)	67.0 (25%)	28.3 (11%)	265.6
5.0	553.6 (64%)	225.1 (25%)	94.2 (11%)	872.9

$$A_{total} = \text{absorção sem abertura} = A_{(1)} + A_{(2)} + A_{(3)} + A_{(4)}$$

$$A_{(5)} = \text{escape pela abertura}$$

$$A_{(2)} - A_{(2)} = \text{aumento do escape axial do reator}$$

$$A_{(3)} - A_{(3)} = \text{aumento do escape radial do reator}$$

$$1 \varnothing = 0.000073$$

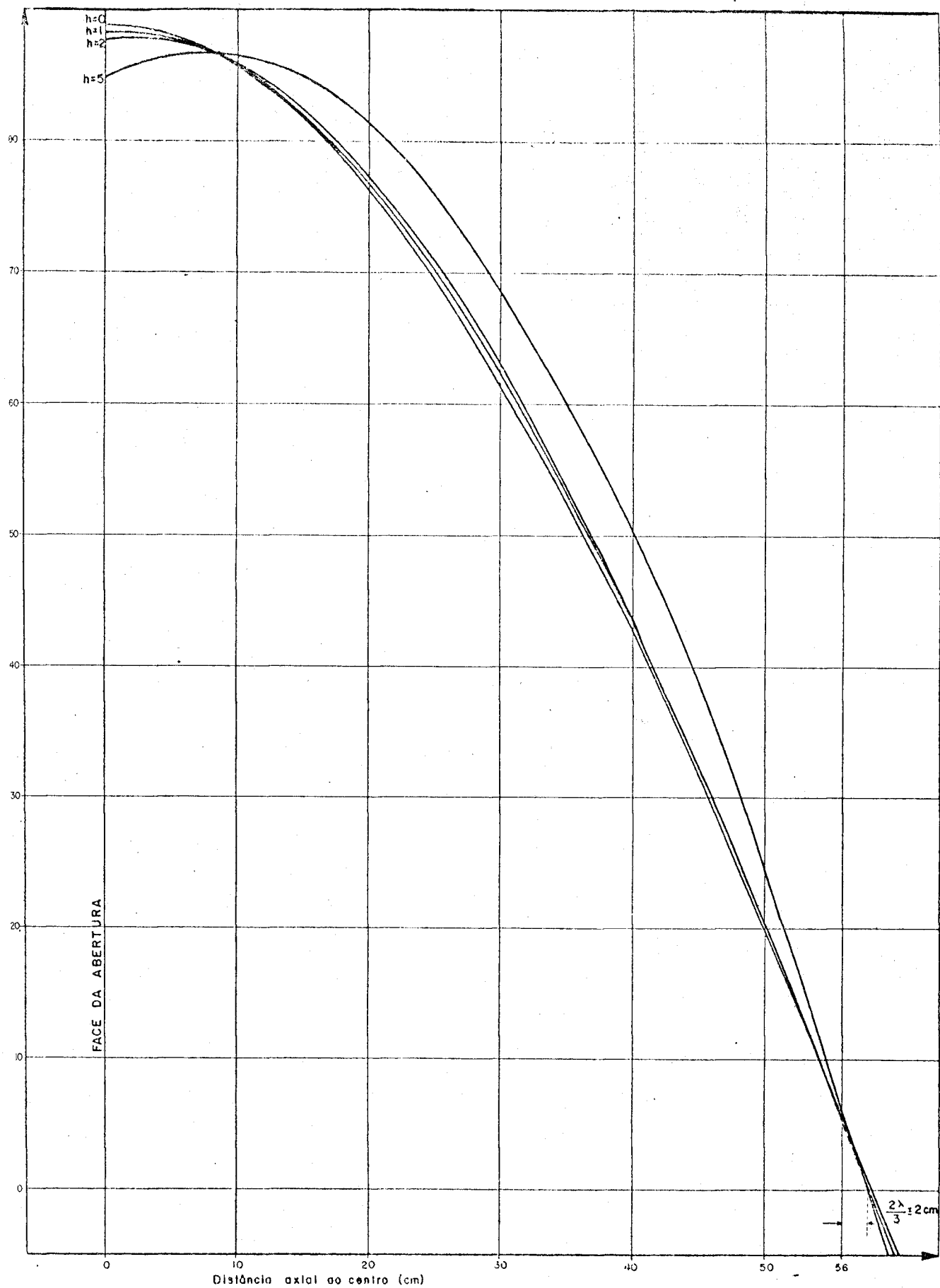


Fig.19- Fluxos axiais centrais para a Unidade Crítica CA-4 sem e com abertura
 Resultados fornecidos pelo programa bidimensional de difusão EXTERMINATOR-2
 no intervalo de energia 1.05 Mev. - 9.12 Kev. (Grupo 2)

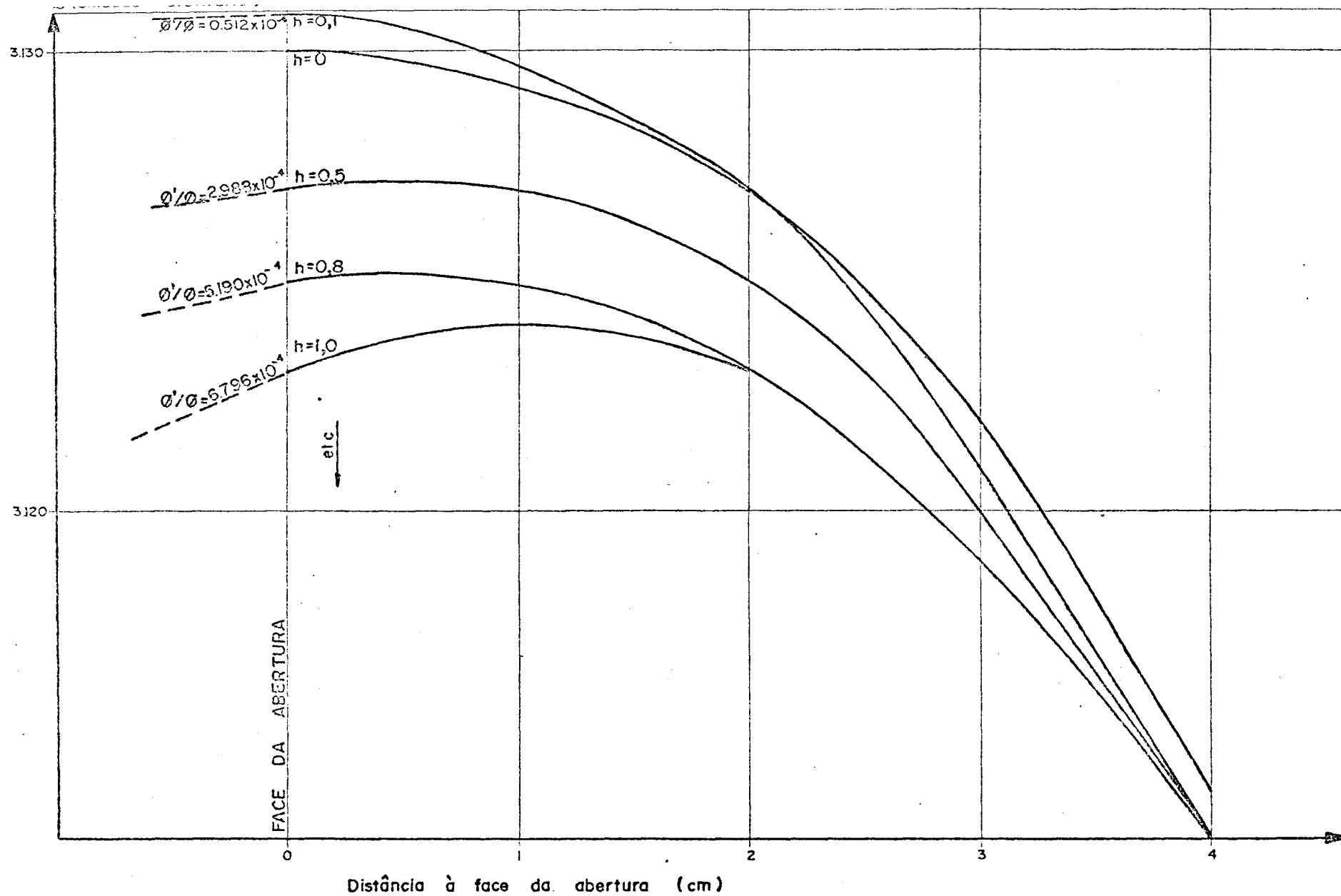


Fig. 20 - Fluxos axiais centrais próximos à abertura para a Unidade Crítica CA-4
 Resultados fornecidos pelo programa bidimensional de difusão
 ESTERMINATOR - 2 no intervalo de energia 10 Mev - 1.05 Mev (Grupo I)

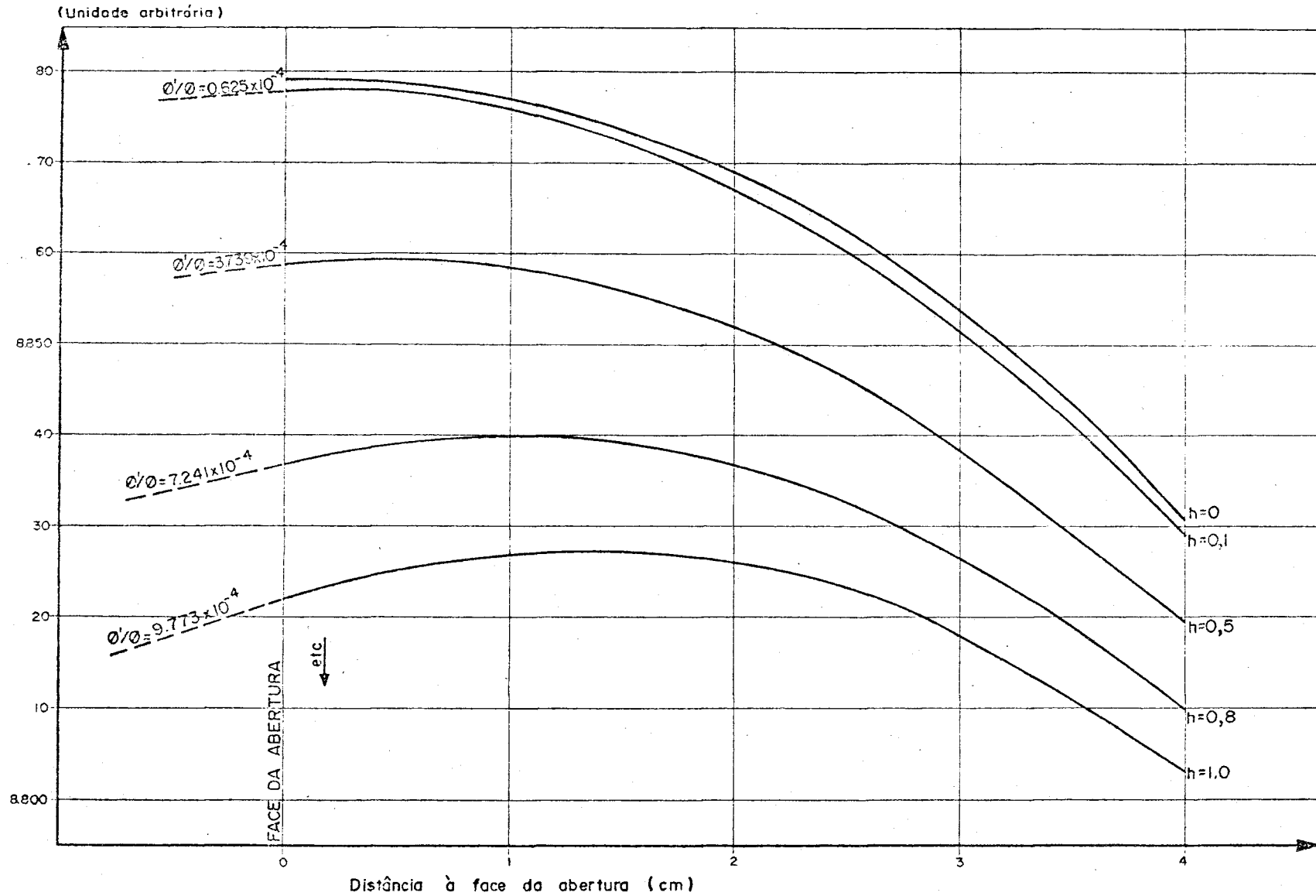


Fig. 21 - Fluxos axiais centrais próximos à abertura para a Unidade Crítica CA-4
 Resultados fornecidos pelo programa bidimensional de difusão
 ESTERMINATOR-2 no intervalo de energia 1,05 Mev.- 9,12 Kev.(Grupo 2)

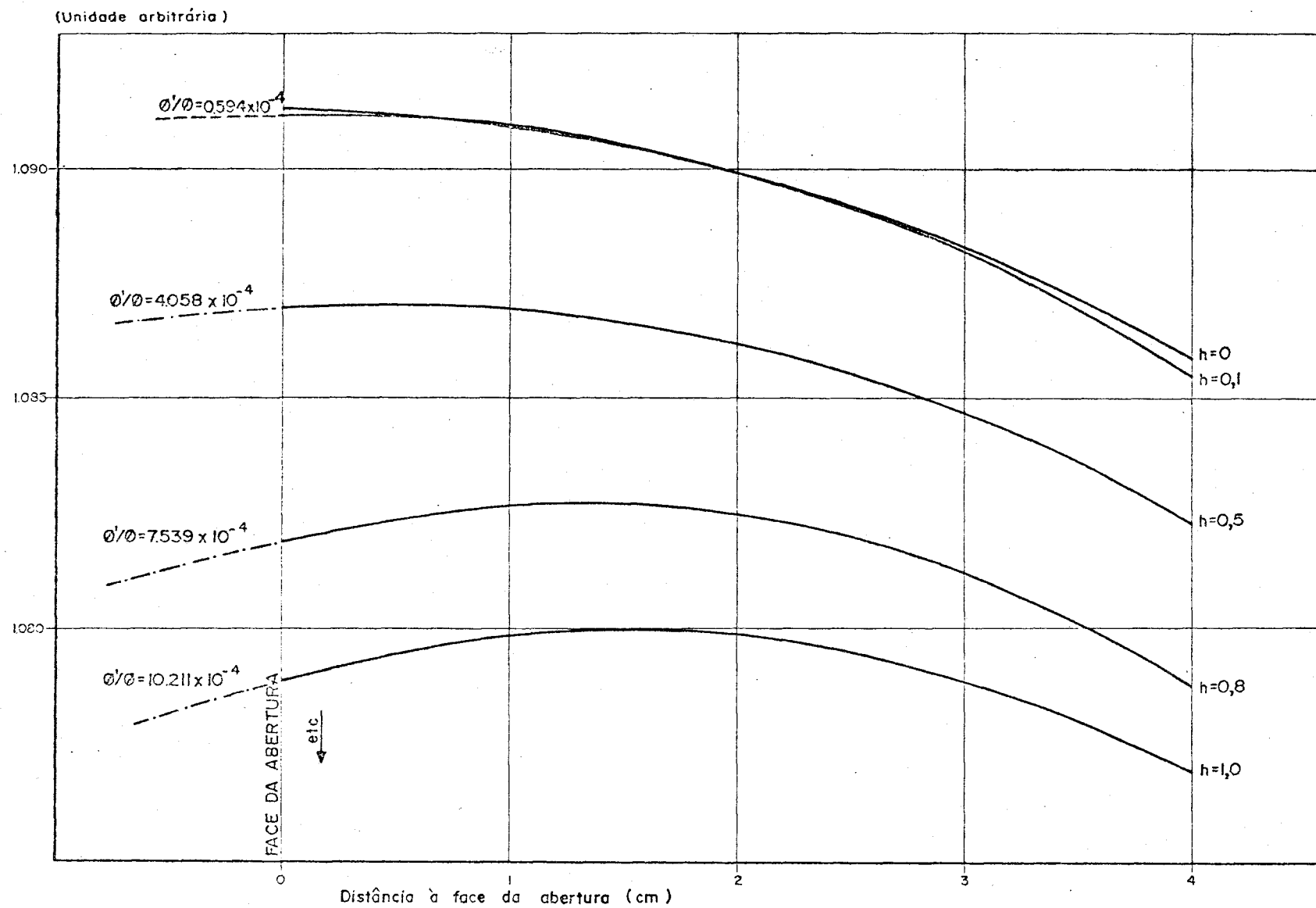


Fig. 22- Fluxos axiais centrais próximos à abertura para a Unidade Crítica CA-4
 Resultados fornecidos pelo programa bidimensional de difusão
 ESTERMINATOR - 2 no intervalo de energia 9,12 Kev. - 0,625ev. (Grupo 3)

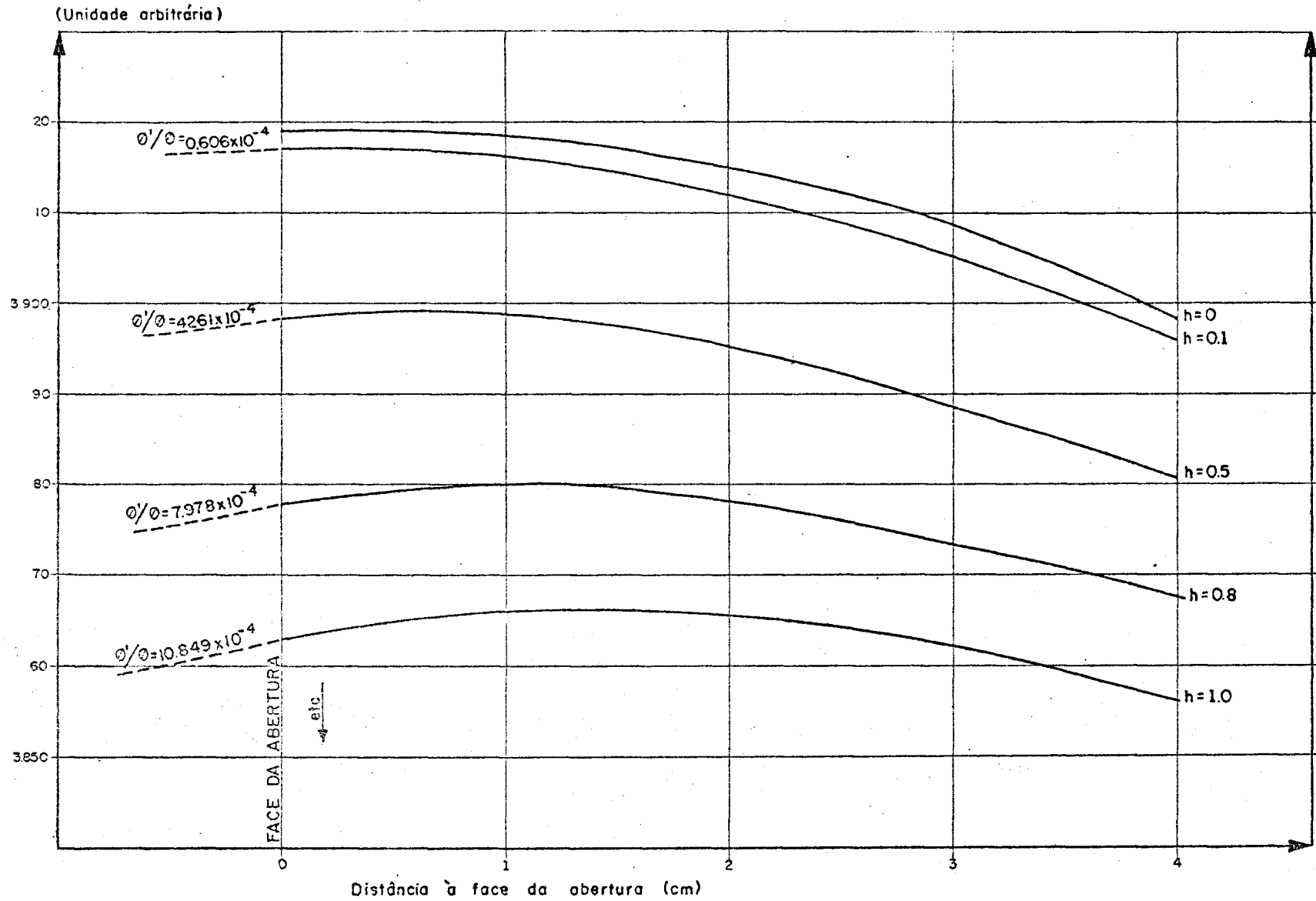


Fig. 23 - Fluxos axiais centrais proximos a abertura para a Unidade Critica CA-4
 Resultados fornecidos pelo programa bidimensional de difusão
 ESTERMINATOR-2 no intervalo de energia 0.625 eV.- (Grupo 4)

Finalmente, na Fig.24 apresenta-se a distribuição de fluxo radial central para o grupo 2. Nota-se aqui também um aumento do escape lateral com o aumento da abertura, consequência do aumento do gradiente radial de fluxo na superfície lateral adjacente à mesma.

6.2 - Do Método Numérico

Mostra-se no Quadro 7 a variação da reatividade com a abertura transversal pela aplicação do Método Numérico. Substituiu-se a abertura por carbono anisotrópico com concentração atômica igual a do ar ambiente conforme descrito anteriormente.

Apresentam-se no Quadro 8 as componentes da queda de reatividade bem como as respectivas porcentagens de contribuição à queda total. Note-se que no programa DOT-2 a queda de reatividade é dividida em duas parcelas.

a) $\frac{\Delta L}{L+A}$ - Queda aparente de reatividade .

b) $\Delta K_{\text{eff}} \frac{L}{L+A}$ - Queda proveniente de uma parcela corretiva para renormalização do programa.

Apresentam-se no Quadro 9 os valores finais comparativos das quedas de reatividade pelos Métodos do Reator Imagem, do Cálculo Direto e de Transporte, bem como as contribuições de cada tipo de escape na reatividade total, levando-se em conta a renormalização

(Unidade Arbitrária)

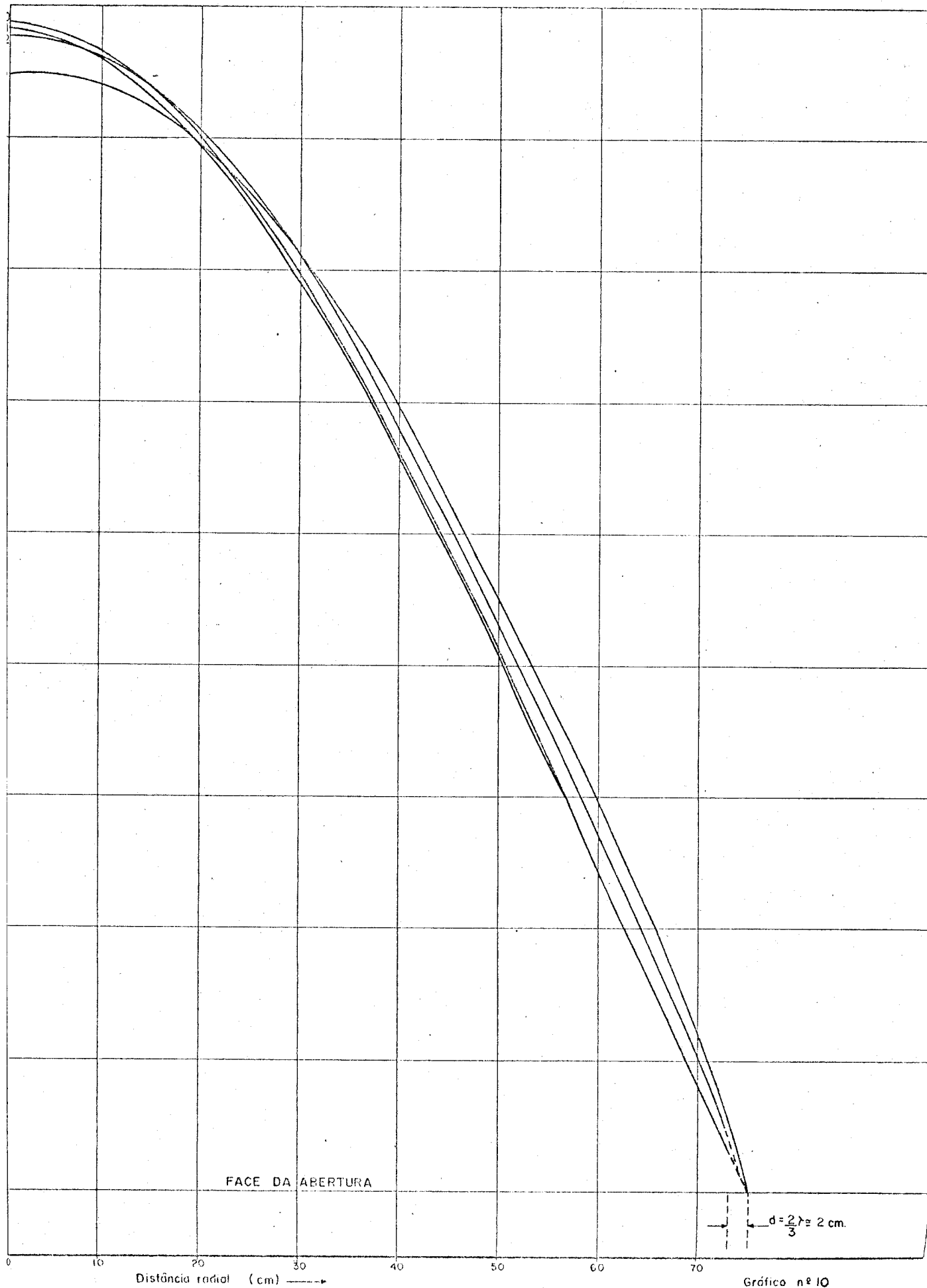


Fig.24 - Fluxos radiais na face da abertura para a Unidade Crítica CA-4
Resultados fornecidos pelo programa bidimensional de difusão
EXTERMINATOR-2 no intervalo de energia 1.05 Mev. - 9.12 Kev. - (Grupo 2)

Quadro 7- A variação da reatividade(em centavos de dólar)com a abertura transversal

h(cm)	K_{eff}	ΔK_{eff}	ρ (¢)
0	1.00646	0	0
0.1	1.00562	0.00084	11.5
0.5	1.00175	0.00471	64.5
0.8	0.99845	0.00801	109.7
1.0	0.99617	0.01029	141.0
2.0	0.98287	0.02359	323.2
5.0	0.92944	0.07702	1055.1

$$1 \text{ ¢} = 0.000073$$

Quadro 8 - As componentes da queda de reatividade (em centavos de dólar) e as respectivas percentagens de contribuição à queda total

h(cm)	$\Delta L/L+A$ (¢)	$\Delta K_{eff}L/L+A$ (¢)	ρ (¢)
0.1	6.58 (57%)	4.92 (43%)	11.5
0.5	36.8 (57%)	27.6 (43%)	64.5
0.8	61.7 (57%)	48.0 (43%)	109.7
1.0	78.3 (57%)	60.0 (43%)	138.7
2.0	181.4 (57%)	138.5 (43%)	319.9
5.0	589.6 (57%)	452.2 (43%)	1041.8

$$1 \text{ ¢} = 0.000073$$

$$\rho = \frac{\Delta L}{L+A} + \Delta K_{eff} \frac{L}{L+A}$$

ΔL = aumento do escape total do reator

ΔK_{eff} = queda de reatividade

L = escape do reator sem abertura

A = absorção do reator sem abertura

Quadro 9 - Os resultados comparativos das contribuições de cada tipo de escape à queda de reatividade de total (em centavos de dólar)

Abertura (cm)	Resultado do Reator Imagem.	Resultado do Cálculo Direto			Resultado do Cálculo Bidimensional de Transporte			
	$\rho_a = \frac{L_a}{L+A} (\%)$	$\rho_a = \frac{L_a}{L+A} (\%)$	$\tilde{\rho} = \frac{\tilde{L}}{L+A} (\%)$	Total (%)	$\rho_a = \frac{L_a}{L+A} (\%)$	$\rho_1 = \frac{L_1}{L+A} (\%)$	$\rho_2 = \frac{L_2}{L+A} (\%)$	Total (%)
0.1	8.2	7.5	3.4	10.9	8.4	6.0	- 2.9	11.5
0.5	54.8	44.7	17.3	62.0	47.6	14.6	2.3	64.5
0.8	102.1	78.8	27.6	106.4	82.4	20.3	7.0	109.7
1.0	138.7	104.1	34.6	138.7	107.7	21.7	8.9	138.3
2.0	369.4	254.0	69.2	323.2	258.6	33.2	28.1	319.9
5.0	1404.2	875.3	173.3	1048.6	870.0	70.0	101.8	1041.8

L_a - Escape pela abertura

\tilde{L} - Excesso do escape pelas superfícies laterais do reator

L_1 - Aumento do escape pelas superfícies laterais do reator

L_2 - Aumento do escape pelo topo e base do reator

L - Escape total sem abertura

A - Absorção total sem abertura

ρ_a - Reatividade da abertura

$\tilde{\rho}$ - Reatividade devida ao excesso de escape pelas superfícies laterais do reator

ρ_1 - Reatividade devida ao aumento de escape pelas superfícies laterais do reator.

ρ_2 - Reatividade devida ao aumento de escape pelo topo e base do reator.

$k\beta = 0.000073$

mencionada. Comparando-se os resultados do Cálculo Direto e de Transporte verifica-se a estreita concordância entre os mesmos.

Mostra-se na Fig. 25 a distribuição do fluxo radial central, para o grupo 2, onde nota-se, como já mencionado no método anterior, o aumento do gradiente radial do fluxo com a abertura, proporcionando um maior escape lateral de nêutrons do reator.

Comparam-se na Fig. 26 as correntes radiais totais, isto é, integradas nos quatro grupos de energia, ao longo da superfície lateral do reator com aberturas variando até 5 cm. Nota-se que à medida que aumentam as aberturas crescem acentuadamente as correntes radiais totais, principalmente as que dão os escapes pelas aberturas e vizinhanças. De fato, pode-se observar que há uma faixa, em cada lado da abertura e, sob influência da mesma, na qual as correntes radiais totais variam significativamente. Essa variação pode ser melhor notada na Fig. 27 que mostra os detalhes nas proximidades da abertura. Verifique-se ainda que além dessa faixa a variação da corrente é pequena.

Mostra-se no Quadro 10 a distribuição axial dos pontos nodais utilizados para o cálculo das correntes radiais totais, pelo programa DOT-2 para diferentes aberturas. Mantiveram-se os espaçamentos dos pontos nodais nas vizinhanças da abertura para efeito de comparação.

Nos Quadros subsequentes de nºs. 11a, 11b, 11c, 11d, 11e e 11f, mostram-se os valores das correntes radiais em cada ponto nodal e em cada grupo de energia. Além desses resultados computaram-se os valores de:

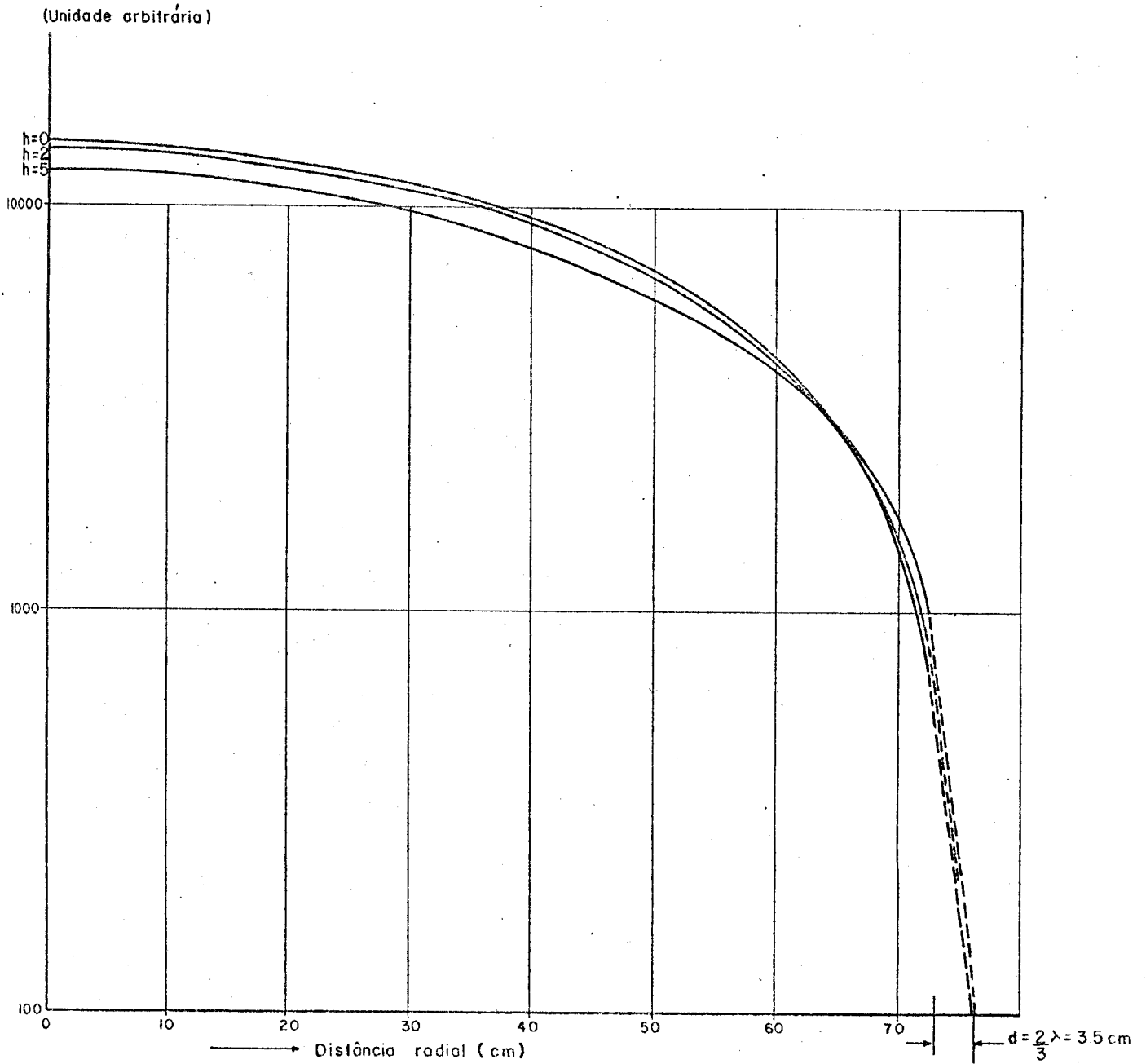


Fig.25- Fluxos radiais na face da abertura para a Unidade Crítica CA-4
 Resultados fornecidos pelo código bidimensional de Transporte DOT-2
 no intervalo de energia 0.82 Mev. - 9.12 Kev.- (Grupo 2)

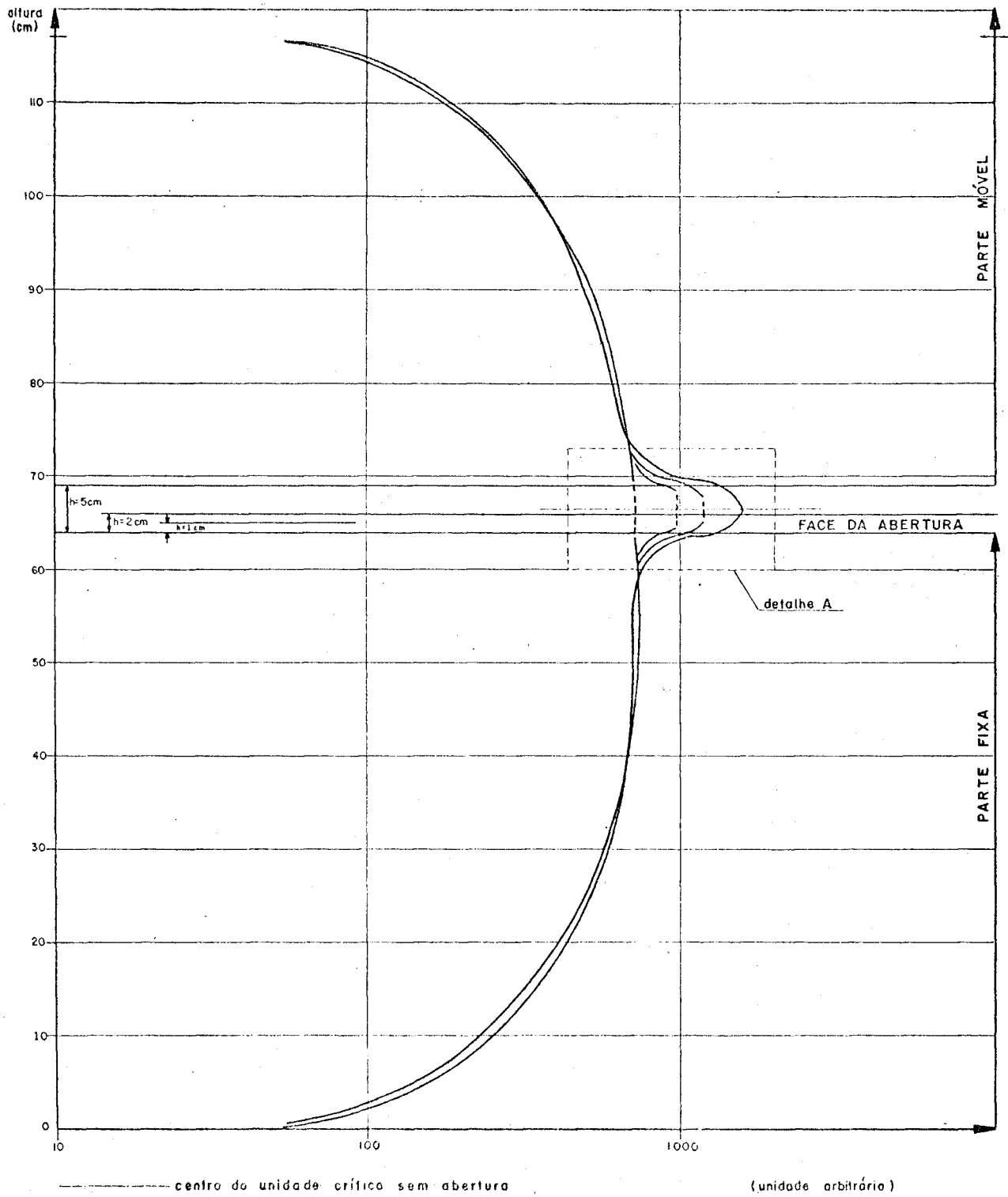
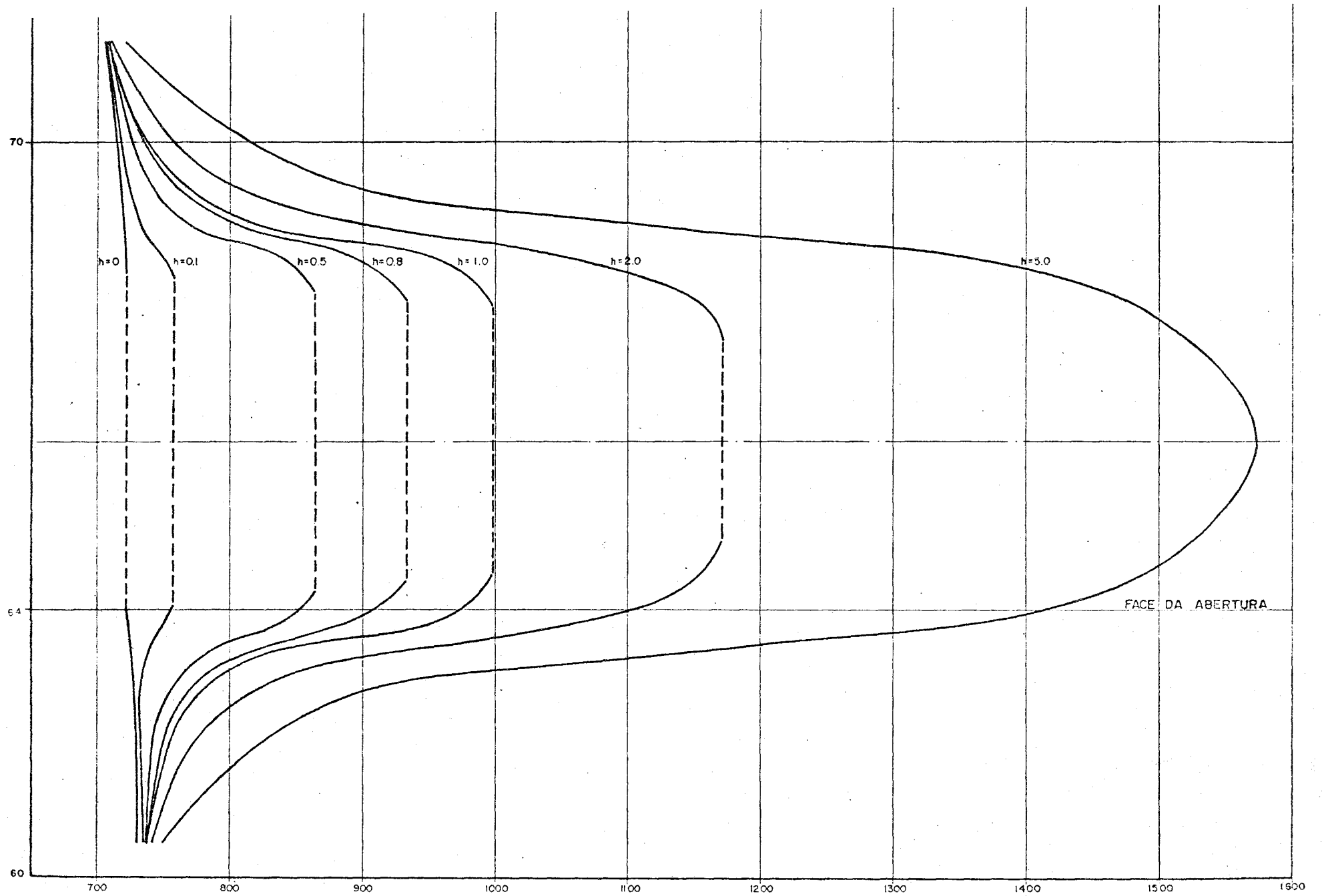
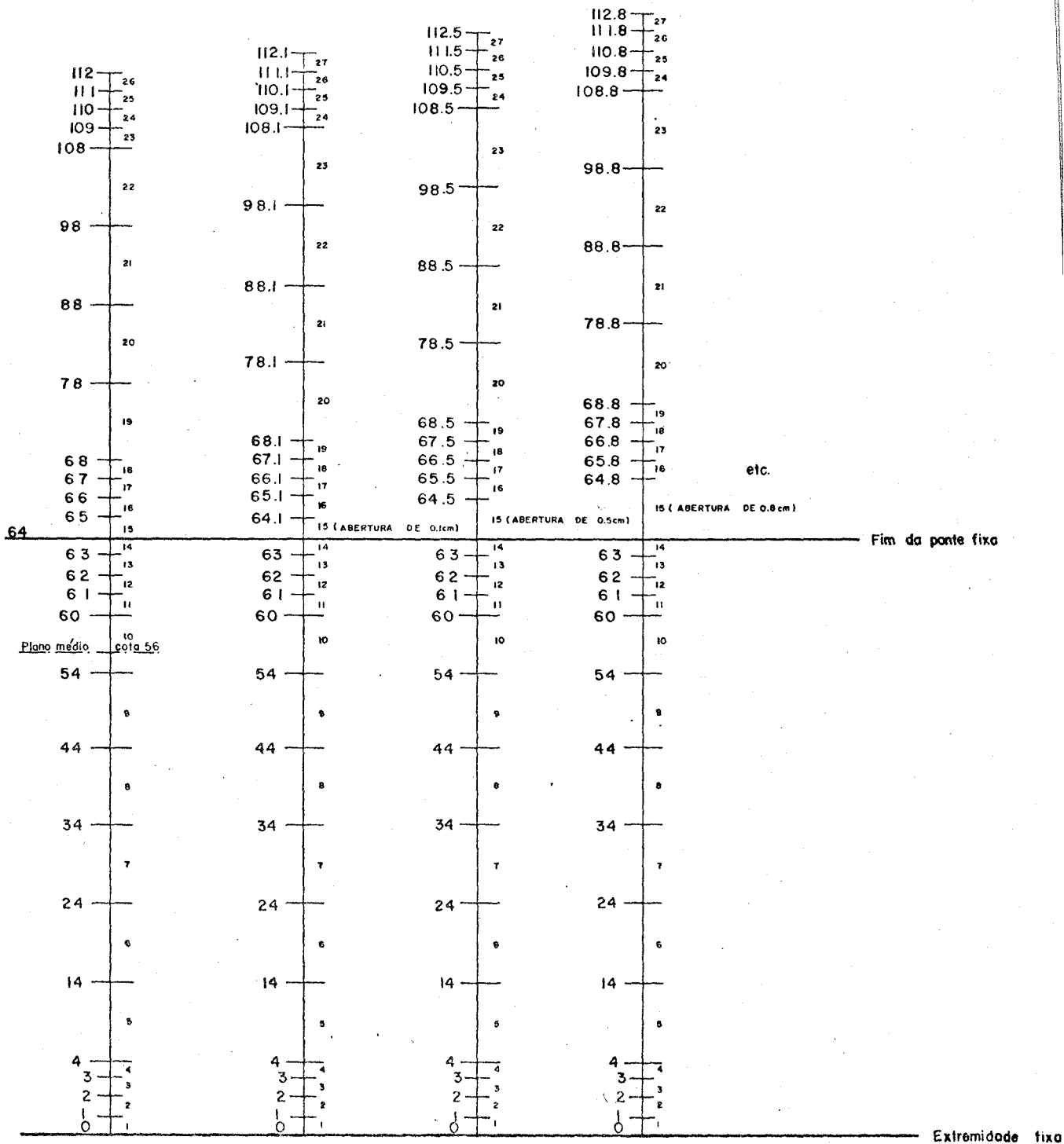


Fig. 26- Comparação das correntes totais (direção lateral) da Unidade Crítica CA-4 sem e com aberturas até 5 cm. Resultados fornecidos pelo programa bidimensional de transporte DOT-2



Quadro nº10. Divisão axial da unidade crítica CA-4 sem e com abertura



QUADRO II-A

Comparação dos escapes laterais JAZ (unidade arbitrária) sem e com abertura de 0,1 cm

Resultados obtidos a partir das correntes radiais totais J fornecidas pelo programa bidimensional de Transporte DOT-2

SEM ABERTURA

ABERTURA DE 0,1cm.

SEM ABERTURA					ABERTURA DE 0,1cm.						
GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL	J x AZ		GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL
7.63064 x 10 ⁻⁸	24.7595 x 10 ⁻⁸	17.0846 x 10 ⁻⁸	5.67500 x 10 ⁻⁸	55.1497 x 10 ⁻⁸	J 1	I	7.62561 x 10 ⁻⁸	24.6087 x 10 ⁻⁸	17.0259 x 10 ⁻⁸	5.65135 x 10 ⁻⁸	55.0017
9.01693	34.6177	25.1052	8.44916	77.1893	J 2	I	9.01950	34.6254	25.1112	8.45049	77.2060
10.5090	44.4974	33.0631	11.2389	99.3134	J 3	I	10.5115	44.4582	33.0123	11.2137	99.1957
12.0161	53.7265	40.4957	13.9503	120.0836	J 4	I	12.0189	53.7457	40.5153	13.8566	120.1365
39.1726	157.6011	115.7546	39.2137	351.7420	TOTAL-PARCIAL		39.1755	157.5280	115.6646	39.1723	351.5404
201.853	1004.69	781.355	272.780	2263.68	J 5	10	201.893	1004.21	783.664	272.448	2262.22
343.241	1791.19	1419.87	437.731	4052.03	J 6	10	343.363	1790.99	1419.26	497.381	4051.01
464.587	2441.61	1939.75	601.298	5527.25	J 7	10	464.819	2441.71	1939.23	600.948	5526.71
554.356	2914.37	2314.78	813.130	6596.64	J 8	10	554.739	2915.25	2314.92	813.034	6597.93
605.276	3181.46	2526.03	837.165	7199.93	J 9	10	605.673	3182.21	2525.93	886.960	7200.77
2169.313	1133352	898479	3152.104	2563953	TOTAL-PARCIAL		2170.507	1133437	898300	3150.761	2563064
371.6340	1953.330	1550.724	564.5924	4420.280	J 10	6	372.2424	1955.010	1551.540	544.7676	4423.560
61.7391	324.501	257.633	90.4800	734.353	J 11	I	61.9334	324.901	257.776	90.5010	735.111
61.5258	323.402	256.768	90.1780	731.874	J 12	I	61.8400	324.658	257.654	90.4751	734.627
61.2730	322.084	255.732	89.8158	728.905	J 13	I	61.6976	323.596	256.504	90.0306	731.829
60.9839	320.559	254.528	89.3954	725.465	J 14	I	61.7838	327.737	261.063	91.7955	742.389
2455218	1290346	1024661	3598692	2920598	TOTAL-PARCIAL		247.2548	1300.892	1032.997	362.8032	2943.947
DESLOCAMENTO TEÓRICO PARA COMPARAÇÃO					J 15	0,1	6.20200	33.3737	26.7687	9.43769	75.7821
60.6436	318.800	253.142	89.9117	721.502	J 16	I	61.4658	326.047	259.728	91.3300	738.5708
60.2541	316.800	251.571	89.3528	716.998	J 17	I	60.7000	318.335	252.356	88.5816	719.9726
59.8403	314.588	249.830	87.7547	712.014	J 18	I	60.1825	315.854	250.720	88.0634	714.7899
59.3214	312.163	247.923	87.0894	706.557	J 19	I	59.5809	312.565	248.066	87.1101	707.3220
240.1349	1252.351	1002.466	352.1186	2857.071	TOTAL-PARCIAL		241.9092	1272.801	1010.870	355.0751	2880.655
555.933	2923.47	2322.45	815.940	6617.85	J 20	10	556.864	2925.66	2323.40	816.999	6622.02
466.609	2452.81	1949.19	634.739	5593.39	J 21	10	466.878	2453.17	1948.95	631.515	5593.51
345.093	1801.37	1428.34	500.899	4075.61	J 22	10	345.409	1802.40	1428.85	500.880	4077.60
203.074	1011.99	789.572	274.651	2278.59	J 23	10	203.255	1011.43	789.604	274.590	2278.88
1570.769	8183.77	6489.55	2276.159	18525.23	TOTAL-PARCIAL		1572.466	8192.66	6490.80	2276.084	18532.01
12.0926	54.0883	40.7788	13.9505	120.9012	J 24	I	12.1110	54.1841	40.8667	13.9814	121.1472
10.5759	44.7977	33.3013	11.3240	99.9933	J 25	I	10.5899	44.8045	33.2895	11.3079	99.9818
9.07444	34.8518	25.2723	8.51076	77.7133	J 26	I	9.08572	34.8596	25.3145	77.8112	
7.67942	24.9273	17.2053	5.71618	55.5282	J 27	I	7.68343	24.8973	17.1700	5.70055	
39.4224	158.6651	116.5677	39.4978	354.1530	TOTAL-PARCIAL		39.4701	158.7747	116.6317	39.5115	354.3060
675.968 (8.5%)	24344.58 (44.2%)	19204.51 (35.0%)	6763.533 (12.3%)	55068.59 (100%)	TOTAL BY GRUPO		4689.227 (8.5%)	22405.41 (44.2%)	18328.27 (35.0%)	6777.612 (12.3%)	55200.52 (100%)
AUMENTO DA FUGA RADIAL							100% 113.259 (10.4%)	100% 160.831 (46.1%)	100% 143.76 (33.2%)	100% 114.077 (10.6%)	100% 1131.93 (100%)
FUGA PELA ABERTURA							148.8% 6.202 (6.2%)	134.9% 33.37 (44.0%)	161.5% 26.77 (33.3%)	16.7% 9.438 (12.5%)	157.8% 75.78 (110%)

QUADRO 11 - B

Comparação dos escapes laterais JAZ sem e com abertura de 0,5 cm.
 Resultados obtidos a partir das correntes radiais totais J fornecidas pelo programa bidimensional de Transporte DOT-2

SEM ABERTURA

ABERTURA DE 0,5 cm

SEM ABERTURA					ABERTURA DE 0,5 cm						
GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL	J x ΔZ		GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL
7.63064 x 10 ⁶	24.7595 x 10 ³	17.0246 x 10 ³	5.67520 x 10 ³	55.1497 x 10 ³	J 1	I	7.58624 x 10 ³	24.1147 x 10 ³	16.9830 x 10 ³	5.63163 x 10 ³	54.3206 x 10 ³
9.01693	34.6177	25.1052	8.44946	77.1893	J 2	I	9.05979	35.0228	25.1767	8.46339	77.7233
10.50900	44.4974	33.0691	11.2389	99.3144	J 3	I	10.5849	44.6987	33.0786	11.2212	99.5734
12.01610	53.7265	40.4957	13.8503	120.0666	J 4	I	12.0448	53.7825	40.6298	13.8829	120.3460
39.1726	157.6011	115.7546	39.2136	351.7420	TOTAL-PARCIAL		39.2757	157.6147	115.8731	39.1997	351.9632
01.853	1004.59	781.355	272.780	2263.69	J 5	IO	202.644	1007.44	784.655	272.476	2267.22
43.241	1791.19	1419.87	497.731	4052.03	J 6	IO	344.485	1795.48	1420.57	497.282	4057.82
64.587	2441.61	1939.75	681.298	5527.25	J 7	IO	465.771	2445.31	1938.69	679.990	5529.76
54.356	2914.37	2314.78	813.130	6596.64	J 8	IO	555.236	2915.06	2311.08	810.754	6592.13
05.276	3181.46	2526.03	897.165	7199.93	J 9	IO	605.184	3175.95	2516.16	892.405	7179.70
59.313	11333.32	6994.79	3152.104	25639.53	TOTAL-PARCIAL		2173.320	11339.24	8971.16	3142.907	25626.63
71.6340	1953.330	1550.724	544.5924	4420.280	J 10	6	372.9456	1953.378	1546.926	542.3704	4415.628
51.7391	324.501	257.633	90.4800	734.353	J 11	I	62.4343	325.829	257.709	90.3358	736.308
51.5258	323.402	256.768	90.1700	731.874	J 12	I	62.7214	327.359	258.940	90.7046	739.805
51.2730	322.084	255.732	89.8158	728.905	J 13	I	63.1695	330.162	260.363	91.1903	744.885
50.9939	320.559	254.528	89.3954	725.466	J 14	I	64.4042	331.362	262.259	92.5250	757.550
5.5218	1290.546	1024.661	359.8692	2920.598	TOTAL-PARCIAL		252.7294	1334.712	1059.271	371.8357	3018.548
DESLOCAMENTO TEÓRICO PARA COMPARAÇÃO					J 15	0,5	32.8923	188.6045	155.115	55.184	431.7958
10.6486	318.800	253.142	88.9117	721.502	J 16	I	64.1541	349.936	281.119	99.1252	734.334
10.2641	316.900	251.571	88.7628	716.998	J 17	I	62.2123	324.988	256.268	89.7601	733.223
19.8408	314.588	249.830	87.7547	712.014	J 18	I	61.0656	318.576	252.019	88.3697	720.030
19.3814	312.163	247.923	87.0894	706.557	J 19	I	60.0898	313.474	247.992	86.9445	706.502
0.1349	1262.351	1002.466	352.1186	2857.071	TOTAL-PARCIAL		247.5218	1306.974	1037.398	364.2005	2956.094
5.993	2923.47	2322.45	819.940	6617.85	J 20	IO	557.335	2920.66	2314.46	811.821	6604.28
6.609	2452.84	1949.19	634.739	5553.38	J 21	IO	465.574	2447.67	1938.68	650.086	5529.01
5.093	1801.37	1428.34	500.909	4075.61	J 22	IO	345.333	1800.18	1424.95	498.963	4065.44
3.074	1011.09	789.572	274.651	2278.39	J 23	IO	203.157	1010.02	787.690	273.626	2275.30
0.769	8183.77	6439.55	2276.139	16823.23	TOTAL-PARCIAL		1571.399	8176.33	6465.78	2264.518	16476.03
2.02260	54.0993	40.7788	13.2505	120.9102	J 24	I	12.1131	54.0937	40.8933	13.8802	121.8663
2.57590	44.7977	33.3013	11.3204	99.9053	J 25	I	10.6341	44.9410	33.2421	11.2811	100.0983
2.07444	34.8518	25.2323	8.51076	77.7193	J 26	I	9.08441	35.0579	25.2887	8.50511	77.9361
2.67942	24.9273	17.2053	5.71618	55.8282	J 27	I	7.63974	24.3357	17.0895	5.66706	54.7330
1.4224	158.6551	116.5677	39.4978	354.1530	TOTAL-PARCIAL		39.4713	158.4293	116.5136	39.4335	353.8447
5.968 (8,5%)	24344.58 (44,2%)	19284.51 (35%)	6763.535 (12,3%)	58088.59 (100%)	TOTAL P/GRUPO		4729.555 (8,5%)	24615.28 (44,2%)	19466.04 (35,0%)	6819.657 (12,3%)	55632.53 (100%)
					AUMENTO DA FUGA RADIAL		(100%) 53.587 (8,6%)	(100%) 270.70 (48,0%)	(100%) 183.53 (32,5%)	(100%) 56.122 (10,0%)	(100%) 563.94 (100%)
					FUGA PELA ABERTURA		(61,4%) 32.892 (7,6%)	(69,7%) 188.60 (43,7%)	(64,6%) 155.12 (35,9%)	(98,3%) 55.184 (12,8%)	(76,6%) 431.80 (100%)

QUADRO II - C

Comparação dos escapes laterais JAZ (unidade arbitraria) sem e com abertura de 0,8 cm

Resultados obtidos a partir das correntes radiais totais J fornecidas pelo programa bidimensional de Transporte DOT-2

SEM ABERTURA

ABERTURA DE 0.8 (cm)

GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL	J x AZ (cm)		GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL
763064 x 10 ⁻⁸	24.7595 x 10 ⁻⁸	17.0946 x 10 ⁻⁸	5.67500 x 10 ⁻⁸	55.1497 x 10 ⁻⁸	J 1	1	7.56609 x 10 ⁻⁸	23.8276 x 10 ⁻⁸	15.9207 x 10 ⁻⁸	5.23158 x 10 ⁻⁸	52.5460
101.693	346.177	25.1052	8.44946	77.1893	J 2	1	9.12698	35.5118	25.8184	8.69963	79.1568
105.090	44.4974	33.0691	112.589	99.3144	J 3	1	10.5996	44.4572	32.7331	11.0720	98.8619
120.181	53.7265	40.4957	138.503	1200886	J 4	1	12.1053	54.2694	40.8721	13.9652	121.2120
39.1726	157.6011	115.7546	39.2137	351.7420	TOTAL-PARCIAL		39.3980	158.0660	115.3443	38.9684	351.7767
101.853	100.469	784.355	272.780	226.368	J 5	10	203.300	1009.77	784.973	272.300	2270.34
143.241	1791.19	141.987	49.7731	4052.03	J 6	10	3.45500	1789.60	1421.07	496.976	4063.15
164.587	24.4161	1939.75	681.298	552.225	J 7	10	4.66647	2448.03	1937.47	678.894	5531.04
154.356	291.437	2314.78	813.130	6596.64	J 8	10	5.55744	2915.29	2307.28	808.614	6586.93
108.276	3181.46	252603	887.165	7199.93	J 9	10	60.4857	3170.74	2507.59	878.451	7161.64
2169.313	1133332	8994.79	3152.104	25639.53	TOTAL-PARCIAL		2176.048	11343.43	8958.38	3155.235	25613.09
7.16340	1953.330	1550.724	544.5924	4420.280	J 10	6	373.4604	1952.526	1543.206	540.4596	4409.652
11.7391	32.4501	257.633	90.4800	734.353	J 11	1	62.7938	326.459	257.715	90.2254	737.193
11.5258	323.402	256.768	90.1780	731.874	J 12	1	63.3698	329.550	260.070	91.0853	744.075
11.2730	322.084	225.732	89.8158	728.905	J 13	1	64.2547	335.347	263.570	92.1891	755.360
10.9839	320.559	254.528	89.3954	725.466	J 14	1	66.2916	368.393	297.647	105.149	837.471
15.5218	1290.546	1024.661	359.8692	2920.598	TOTAL-PARCIAL		256.7099	1359.739	1079.002	378.648	3074.099
DESLOCAMENTO TEÓRICO PARA COMPARAÇÃO					J 15	0.8	54.67008	324.6312	270.5592	96.7040	746.5645
0.6486	318.800	253.142	889.117	721.502	J 16	1	66.0922	367.153	296.651	104.799	834.635
0.2641	316.000	251.571	883.629	716.998	J 17	1	63.3268	330.238	259.512	90.7704	743.847
0.8408	314.588	249.830	87.7547	712.014	J 18	1	61.7291	320.778	253.153	88.6733	724.333
9.3814	312.163	247.920	87.0899	706.557	J 19	1	60.4542	314.083	247.978	86.8312	709.346
40.1349	1262.351	1002.466	352.1186	2857.071	TOTAL-PARCIAL		251.6023	1332.252	1057.294	371.074	3012.222
55.993	2923.47	2322.45	815.940	6617.85	J 20	10	557.647	2917.07	2306.87	808.227	6589.81
66.609	2452.84	1949.19	684.739	5553.38	J 21	10	464.595	2437.42	1929.28	676.061	5507.36
450.93	1801.37	1420.34	500.809	407.561	J 22	10	345.277	1798.55	1420.95	497.115	4061.69
030.74	1011.09	7895.72	27.4651	2278.39	J 23	10	203.113	1009.97	785.535	272.608	2271.23
70.769	8189.77	6489.55	2276.138	18525.23	TOTAL-PARCIAL		1570.632	8163.01	6442.64	2254.011	18430.29
1.0926	540893	407738	139505	1209102	J 24	1	12.1453	54.4271	41.0149	14.0215	121.6988
15.759	447977	333013	113204	999953	J 25	1	10.6248	44.5963	32.5660	11.1242	99.2113
074.44	348518	252823	851076	777193	J 26	1	9.12505	35.4499	25.7343	8.69387	79.0631
142.24	249273	172053	571618	555282	J 27	1	7.60241	23.9628	16.0284	5.27116	52.8648
19.4224	158.6651	116.5977	39.4978	354.1530	TOTAL-PARCIAL		39.4976	158.4361	115.7036	39.1107	352.7480
5.968(8.5%)	24344.58(44.2%)	19284.51(35.0%)	6763.535(12.3%)	55068.59(100%)	TOTAL P/GRUPO		4762.018(85%)	24792.09(44.3%)	19582.13(35.0%)	6854.211(12.3%)	55930.45(100%)
					AUMENTO DA FUGA RADIAL		(100%) 86.050(9.3%)	(100%) 447.51(46.5%)	(100%) 297.62(32.3%)	(100%) 190.676(9.8%)	(100%) 1921.85(100%)
					FUGA PELA ABERTURA		(63.5%) 54.670(12.3%)	(27.4%) 324.631(21.2%)	(15.0%) 270.559(13.6%)	(5.5%) 96.704(2.7%)	(17.2%) 746.564(13.5%)

QUADRO II-D

Comparação dos escapes laterais JAZ (unidade arbitrária) sem e com abertura de 1,0 cm
 Resultados obtidos a partir das correntes radiais totais J fornecidas pelo programa bidimensional de Transporte DOT-2

SEM ABERTURA

ABERTURA DE 1,0 CM

GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL	J x ΔZ (cm)	GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL PARCIAL
7.63064 x 10 ⁻⁸	24.7595 x 10 ⁻⁸	17.0846 x 10 ⁻⁸	5.67500 x 10 ⁻⁸	5.51497 x 10 ⁻⁸	J1	7.50219 x 10 ⁻⁸	2.38429 x 10 ⁻⁸	1.5924 x 10 ⁻⁸	5.22491 x 10 ⁻⁸	52.5744
9.01693	34.6177	25.1052	8.44916	7.71893	J2	9.13530	35.5038	25.7968	8.68210	79.1180
0.5090	44.4974	3.30691	11.2389	9.93144	J3	1.06306	44.5507	32.7030	11.0676	99.0119
12.0161	53.7265	40.4957	1.35503	1.200886	J4	12.1378	54.3851	40.9284	13.9686	121.4199
9.1726	157.6011	115.7546	39.2137	351.7420	TOTAL-PARCIAL	39.4859	158.2825	115.4126	38.9432	352.1242
01.853	100.469	78.4355	272.780	2.26368	J5	203.732	101.093	785.122	272.023	2.27181
13.241	179.119	141.987	497.731	405.203	J6	34.6160	1.80141	1421.19	496.467	406.523
4.587	24.4161	193.975	681.298	552.725	J7	4.67215	24.4904	1936.51	67.7858	5530.62
4.356	291.437	231.478	8131.30	6.59664	J8	5.56058	2314.43	23045.2	806.899	65.8191
5.276	3181.46	252.603	897.165	71.9993	J9	604.613	3166.57	2501.81	8755.74	714.857
9.313	11333.32	8984.79	3152.104	25639.53	TOTAL-PARCIAL	2177.778	11342.38	8949.15	3128.821	25598.13
71.6340	1593.330	1550.724	5445924	4420.280	J10	373.7712	1951.452	1540.716	538.0565	4403.996
31.7391	324.501	25.7633	90.4800	73.4353	J11	63.0211	326.854	25.7725	901.386	737.739
1.15258	323.402	256.768	901.780	731.874	J12	63.7644	330.872	260.748	91.2348	746.639
31.2730	32.2084	255.732	898.158	728.905	J13	64.9576	338.748	265.753	92.8527	762.311
109839	320359	254528	893954	725.466	J14	67.4679	378.738	306.950	108.509	861.665
5.5218	1290.546	1024.661	359.8692	2920.598	TOTAL-PARCIAL	259.2310	1375.212	1091.176	382.735	3108.354
DESLOCAMENTO TEÓRICO PARA COMPARAÇÃO					J15	69.9391	423.339	355.271	127.236	975.785
106486	318800	253142	889117	721.502	J16	67.3018	377.636	306.048	108.192	859.178
302641	316800	251571	883628	716.998	J17	64.0487	333.678	261.717	91.4407	750.864
598108	314588	249830	877547	712.014	J18	62.1530	322.098	253.830	88.8219	726.903
393814	312163	247923	870894	706.557	J19	60.6835	314.451	247.969	86.7362	709.840
0.1349	1262.351	1002.466	352.1186	2857.071	TOTAL-PARCIAL	254.1870	1347.863	1069.564	375.191	3046.805
15.993	292.347	232.245	815.940	661.785	J20	55.7778	291.356	2301.63	805.521	6578.49
36.609	245.284	194.919	684.739	555.338	J21	46.3870	2431.39	1922.64	672.927	5490.87
15.093	180.137	1428.34	500.809	407.561	J22	34.5166	1796.17	1417.83	495.458	4054.62
13074	101109	789572	274.651	227.839	J23	203.041	1008.77	783.898	271.686	2267.40
0.769	8188.77	6489.55	2276.139	18525.23	TOTAL-PARCIAL	1569.855	8149.89	6426.00	2245.637	18391.38
120926	540083	407788	139505	120.9102	J24	12.1585	54.4500	41.0070	13.9979	121.6134
105759	44797.7	333013	11.3204	999953	J25	10.6330	44.5763	32.8167	11.0839	99.1099
9.07444	34.8518	25.2823	8.51076	7.77193	J26	9.11620	35.3679	25.7226	8.53605	78.8428
7.67942	24.9273	17.2053	5.71618	5.55282	J27	7.60927	23.9570	16.0202	5.09068	52.6772
4.224	158.6651	116.5677	39.4978	354.1530	TOTAL-PARCIAL	39.5170	158.3512	115.5665	38.8085	352.2432
75.968(85%)	2434.58(44.2%)	19284.51(35.0%)	6763.535(12.3%)	55068.59(100%)	TOTAL P/GRUPO	4783.764(8.5%)	24906.77(44.2%)	19662.86(35.0%)	6675.428(12.2%)	56228.82(100%)
					AUMENTO DA FUGA RADIAL	(100%) 107.796 (9.3%)	(100%) 562.19 (4.8%)	(100%) 378.35 (3.6%)	(100%) 111.893 (9.6%)	(100%) 1160.23 (100%)
					FUGA PELA	(16.4%) 69.939 (7.2%)	(75.3%) 423.34 (43.4%)	(19.9%) 355.27 (36.4%)	(100%) 127.236 (13.0%)	(84%) 975.70 (100%)

QUADRO 11- E

comparação dos escapes laterais ΔZ (unidade arbitraria) sem e com abertura de 2,0 cm
 resultados obtidos a partir das correntes radiais totais J fornecidas pelo programa bidimensional de Transporte DOT-2

SEM ABERTURA

ABERTURA DE 2,0 (cm)

SEM ABERTURA					ABERTURA DE 2,0 (cm)						
GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL	J x ΔZ (cm)		GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL
763.064 x 10 ⁸	24.7595 x 10 ⁸	17.0246 x 10 ⁸	5.07500 x 10 ⁸	55.1497 x 10 ⁸	J 1	1	7.73037 x 10 ⁸	24.1017 x 10 ⁸	15.3703 x 10 ⁸	5.42007 x 10 ⁸	52.6224 x 10 ⁸
901.693	34.6177	25.1052	8.44946	77.1893	J 2	1	9.29870	36.3028	26.3471	8.51153	80.4601
105.090	44.4974	33.0691	11.2389	99.3144	J 3	1	10.7569	44.1458	32.1308	10.7804	97.8138
120.161	53.7265	40.4357	13.8503	120.0866	J 4	1	12.1426	59.1393	41.3678	14.0821	122.7318
39.1726	157.6011	115.7546	39.2137	351.7420	TOTAL-PARCIAL		39.9285	159.6896	115.2160	38.7941	353.6262
201.853	1004.69	784.355	272.780	2263.68	J 5	10	206.532	1021.30	789.026	272.416	2289.364
343.241	1791.19	141.987	437.731	4052.03	J 6	10	349.811	1815.14	1424.75	495.966	4085.767
464.584	2441.61	1939.75	681.298	5527.25	J 7	10	470.887	2461.47	1936.28	675.374	5544.011
554.356	2914.37	2314.78	813.130	6596.64	J 8	10	558.075	2914.08	2292.27	799.632	6564.057
605.276	3181.46	2526.03	887.165	7199.93	J 9	10	603.767	3150.91	2475.39	862.812	7002.870
2169.313	1133332	8984.79	3152.104	25639.53	TOTAL-PARCIAL		2189.172	11362.99	8917.72	3106.200	25576.062
37.16340	1953.330	1550.724	544.5924	4420.280	J 10	6	375.1668	1946.970	1528.152	532.3690	4382.678
61.7391	324.501	257.633	90.4800	734.353	J 11	1	64.0252	330.148	258.862	90.1841	743.219
61.5258	323.402	256.768	90.1780	731.674	J 12	1	65.7461	337.208	263.769	91.9114	758.725
61.2730	322.084	225.732	89.8158	728.905	J 13	1	68.1297	354.856	276.354	96.1591	795.499
60.9839	320.559	254.520	89.3954	725.466	J 14	1	72.9228	427.327	350.015	124.032	974.297
245.5218	1290.546	1024.661	359.8692	2920.598	TOTAL-PARCIAL		270.8238	1449.629	1149.000	402.287	3271.740
DESLOCAMENTO TEÓRICO PARA COMPARAÇÃO					J 15	2	154.5424	1007.250	864.862	311.792	2338.446
60.6486	318.800	253.142	88.9117	721.502	J 16	1	72.9252	426.877	349.593	123.880	973.275
60.2641	316.800	251.571	89.3628	716.998	J 17	1	67.3140	349.995	272.448	94.7956	784.543
59.8408	314.588	249.830	87.7547	712.014	J 18	1	64.1569	328.522	256.859	89.5100	739.048
59.3814	312.163	247.920	87.0894	706.557	J 19	1	61.6894	317.614	249.044	86.7742	715.122
240.1349	1262.351	1002.466	352.1186	2857.071	TOTAL-PARCIAL		266.0855	1422.998	1127.944	394.960	3211.988
555.993	2923.47	2322.45	815.940	6617.65	J 20	10	558.108	2898.26	2276.26	793.333	6525.93
466.609	2452.84	1949.19	684.739	5553.38	J 21	10	460.319	2405.97	1892.44	659.895	5418.62
345.093	1801.37	1428.34	500.809	4075.61	J 22	10	344.554	1786.47	1403.54	488.846	4023.41
203.074	1011.09	7895.72	274.651	2278.39	J 23	10	202.870	1006.46	778.356	268.932	2256.62
1570.769	8188.77	6489.55	2276.138	18525.23	TOTAL-PARCIAL		1565.851	8097.16	6350.60	2211.006	18224.62
12.0926	54.0883	40.7788	13.9505	120.9102	J 24	1	12.0446	54.2492	40.7360	13.7246	120.7544
105.759	44.7977	33.3013	11.3204	99.9953	J 25	1	10.7283	43.7680	31.9073	10.7268	97.1304
907.444	34.8518	25.2823	8.51076	77.7193	J 26	1	9.21686	36.0381	26.1877	8.46451	79.9072
394.224	24.9273	17.2053	5.71618	55.5282	J 27	1	7.65493	23.9126	15.2250	5.36948	52.1620
39.4224	158.6651	116.5677	39.4978	354.1530	TOTAL-PARCIAL		39.6447	157.9679	114.0560	38.2854	349.9540
1675.968 (8.5%)	2434.458 (44.2%)	1928.451 (35.0%)	6763.535 (12.3%)	55068.59 (100%)	TOTAL P/GRUPO		4901.215 (85%)	25604.65 (44.2%)	20167.55 (35.0%)	7035.714 (123%)	57709.13 (100%)
					AUMENTO DA FUGA RADIAL		(100%)225.247(85%)	(100%)1260.07(47%)	(100%)883.04(33.4%)	(100%)272.179(103%)	(100%)2640.54(100%)
					FUGA PELA ABERTURA		(68.5%)154.542(6.6%)	(8.0%)1007.25(43%)	(9.8%)864.86(37.0%)	(100%)311.792(113%)	(88.6%)2338.45(100%)

QUADRO II-F

comparação dos escapes laterais JAZ (unidade arbitrária) sem e com abertura de 5,0 cm
 resultados obtidos a partir das correntes radiais totais J fornecidas pelo programa bidimensional de Transporte DOT-2

SEM ABERTURA

ABERTURA DE 5.0cm.

SEM ABERTURA					ABERTURA DE 5.0cm.							
GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL	J x	Δ Z (cm)	GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL-PARCIAL	
7.63064 x 10 ⁻⁸	24.759 x 10 ⁻⁸	17.0846 x 10 ⁻⁸	5.67500 x 10 ⁻⁸	55.1497 x 10 ⁻⁸	J1	1	824991 x 10 ⁻⁸	28.2013 x 10 ⁻⁸	19.0377 x 10 ⁻⁸	6.21850 x 10 ⁻⁸	61.7074 x 10 ⁻⁸	
9.01693	34.6177	25.1052	8.44946	77.1893	J2	1	10.1269	37.5820	26.2014	8.59655	82.5069	
10.5090	44.4974	33.0691	11.2389	99.3144	J3	1	11.4259	49.8095	35.7309	11.8639	108.8302	
12.0161	53.7265	40.4957	13.8503	120.0886	J4	1	12.2293	61.2455	44.7143	15.0054	133.1945	
39.1726	157.6011	115.7546	39.2137	351.7420	TOTAL-PARCIAL		42.0320	176.8383	125.6843	41.6844	386.2390	
201.853	1004.69	784.355	272.780	2263.68	J5	10	219.312	1063.67	794.583	269.339	2346.90	
343.241	1791.19	1419.87	497.731	4052.03	J6	10	367.972	1879.11	1441.38	493.214	4181.68	
464.587	2441.61	1939.75	681.298	5527.25	J7	10	489.910	2529.16	1946.98	668.008	5634.06	
554.356	2914.37	2314.78	813.130	6596.64	J8	10	570.553	2937.33	2260.09	775.301	6543.27	
605.276	3181.46	2526.03	887.165	7199.93	J9	10	606.746	3123.55	2400.09	882.263	6952.65	
1169.313	11333.32	8984.79	3152.104	25639.53	TOTAL-PARCIAL		2254.493	11532.82	8843.12	3028.125	25658.56	
371.6340	1953.330	1550.724	544.5924	4420.280	J10	6	378.7380	1942.944	1493.334	511.6728	4326.689	
61.7391	324.501	257.633	90.4800	734.353	J11	1	66.2045	336.708	259.273	88.9519	751.137	
61.5258	323.402	256.768	90.1780	731.874	J12	1	69.7672	355.373	273.066	93.8394	792.046	
61.2730	322.084	255.732	89.8158	728.905	J13	1	74.7232	389.917	296.464	101.587	862.691	
60.9839	320.559	254.528	89.3954	725.466	J14	1	84.5347	533.646	439.499	154.909	1212.589	
245.5218	1290.546	1024.661	359.8692	2920.598	TOTAL-PARCIAL		295.2296	1615.644	1268.302	439.287	3618.463	
DESLOCAMENTO TEÓRICO PARA COMPARAÇÃO					J15	5	465.5320	3392.915	2965.120	1067.320	7890.887	
60.6486	318.800	253.142	88.9117	721.502	J16	1	93.1064	535.235	440.533	155.252	1224.126	
60.2641	316.800	251.571	88.3628	716.998	J17	1	85.0577	385.619	292.942	100.366	863.985	
59.8408	314.588	249.830	87.7547	712.014	J18	1	74.1773	346.472	266.121	91.4498	778.220	
59.3814	312.163	247.923	87.0894	706.557	J19	1	68.2706	323.488	249.193	85.5071	726.459	
240.139	1262.351	1002.466	352.1186	2857.071	TOTAL-PARCIAL		320.6120	1590.814	1248.789	432.575	3592.790	
55.5993	292.347	232.245	81.5940	661.785	J20	10	557.837	2860.66	2199.95	753.777	6372.224	
466.609	2452.84	1949.19	684.739	5553.38	J21	10	452.709	2334.00	1797.12	615.728	5199.557	
345.093	1801.37	1428.34	500.809	4075.61	J22	10	343.722	1758.46	1352.27	462.842	3917.294	
203.074	1011.09	789.572	274.651	2278.39	J23	10	203.995	987.981	745.774	253.128	2190.878	
570.769	8188.77	6489.55	2276.139	18525.23	TOTAL-PARCIAL		1558.263	7941.10	6095.11	2085.475	17679.95	
12.0926	54.0883	40.7788	13.9505	120.9102	J24	1	11.6385	52.1808	42.0434	14.2867	120.1494	
10.5759	44.7977	33.3013	11.3204	99.9953	J25	1	11.0317	47.5585	34.0332	13.3633	105.9667	
9.07444	34.8518	25.2823	8.51076	77.7193	J26	1	9.36412	36.3206	24.4876	9.10855	79.2809	
7.64972	24.9273	17.2053	5.71618	55.5282	J27	1	7.80748	24.6341	17.8011	5.09495	55.3376	
39.4224	158.6651	116.5677	39.4978	354.1530	TOTAL-PARCIAL		39.8418	160.6940	118.3653	41.8535	360.7546	
675.968(8,5%)	24344,58(44,2%)	19284,51(35,0%)	6763,535(12,3%)	55068,59(100%)	TOTAL P/GRUPO		5354,741(8,5%)	28353,77(44,2%)	22157,82(35,0%)	7647,993(12,3%)	63514,32(100%)	
					AUMENTO DA FUGA RADIAL		(100%) 678.773	(8%) (100%) 4009.19	(47%) (100%) 2873.31	(34%) (100%) 884.458	(00%) (100%) 8445.73	(100%)

- a - Aumento do escape lateral;
- b - Taxa de escape pela abertura;
- c - Taxa de escape devido à deformação do fluxo radial;
- d - Taxa de escape por grupo;
- e - Porcentagem de contribuição de cada fator acima mencionado.

7. CRÍTICA DOS RESULTADOS FINAIS E RECOMENDAÇÕES

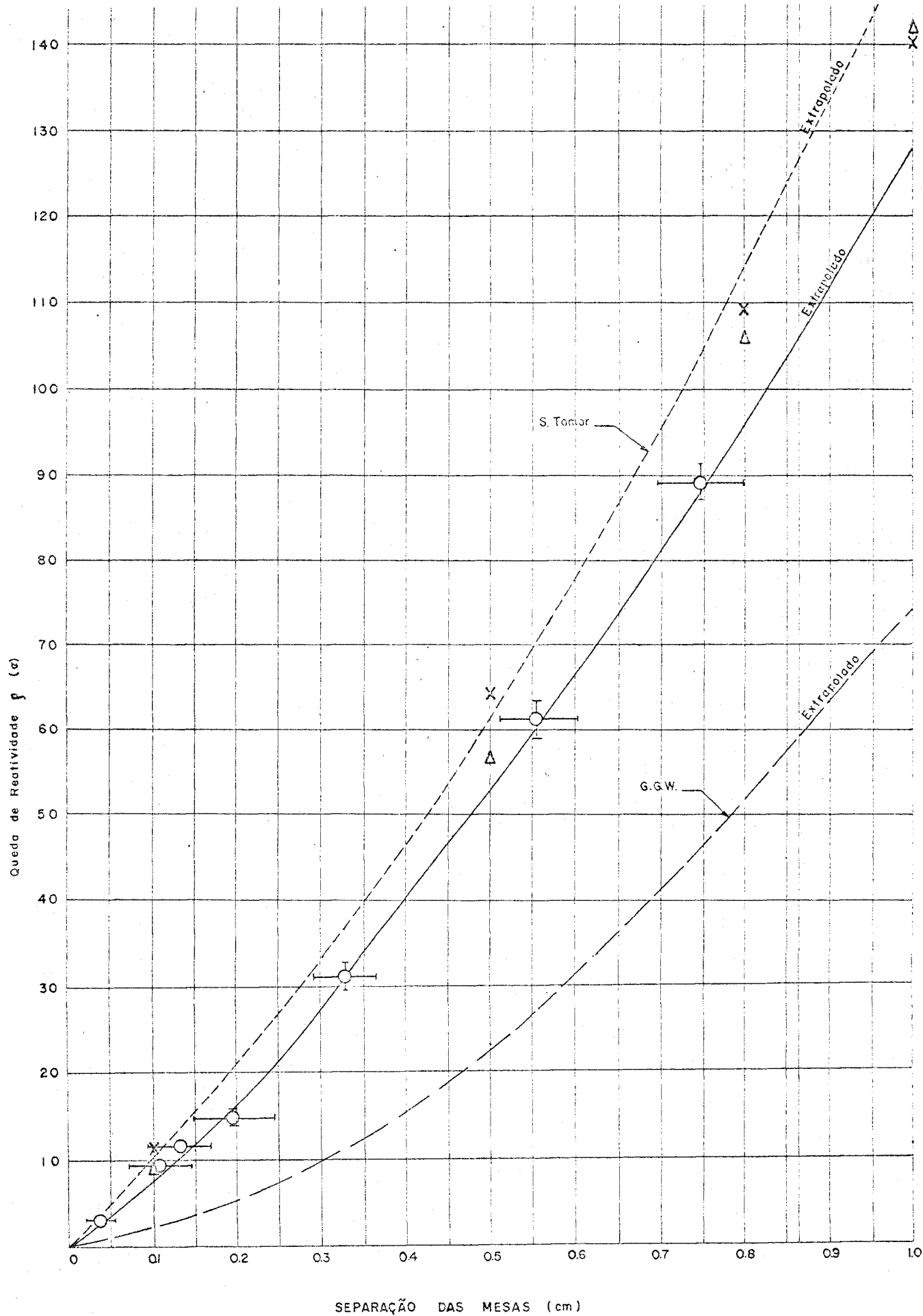
7.1 - Os Resultados Finais

Mostram-se no Quadro 12 e na Fig. 28 correspondente os resultados finais do cálculo da reatividade da abertura transversal para a Unidade Crítica CA-4 e a comparação com os dados experimentais. Apresentam-se e comparam-se os seguintes resultados:

Quadro 12 - Comparação final dos resultados da queda de reatividade (em centavos de dólar)			
Abertura (cm)	Resultado do Rea- tor Imagem $\rho(\beta)$	Resultado do Rea- tor Imagem corri- gido. (Método Semi- Numérico.) $\rho(\beta)$	Resultado do Cálculo bidimensional de Trans- porte. (Método Numéri- co) $\rho(\beta)$
0.1	8.2	8.4	11.5
0.5	54.8	56.8	64.5
0.8	102.1	105.7	109.7
1.0	138.7	141.9	141.0
2.0	369.4	262.7	323.2
5.0	1404.2	827.3	1055.1

$$1 \beta = 0.000073$$

- Resultados do Reator Imagem;
- Resultados do Cálculo bidimensional de Difusão provenientes das correções prognosticadas e aplicadas ao Método do Reator Imagem ou de S. Tamor (Método Semi-numérico de Cálculo);



$$\rho = \frac{\beta K}{K} = 0.000073$$

G.G.W. - Goldberger, Goldberger & Wikins.

Δ - Resultado obtido pelo cálculo bidimensional de difusão
 X - Resultado obtido pelo cálculo bidimensional de Transporte

Fig 28 - Comparação final dos resultados da queda de reatividade para a Unidade

- Resultados do Cálculo bidimensional de Transporte
(Método Numérico de Cálculo).

Comparando-se os resultados calculados com os medidos para aberturas até perto de 1 cm verifica-se a existência de uma concordância bastante boa, levando-se em conta as incertezas experimentais - que chegam até 15% no valor da reatividade. Como observado anteriormente, o Método do Reator Imagem apresenta resultados convergentes para aberturas até 1 cm, divergindo substancialmente para aberturas maiores.

Previu-se no Método Semi-Numérico uma taxa de escape lateral e axial, principalmente axial, mais realista pela substituição da abertura por um absorvedor adequado, evitando-se assim, uma exagerada deformação da distribuição de fluxo, o que ocorre nos Métodos do Reator Imagem e S. Tamor. Acredita-se que este método deva produzir resultados em concordância com os valores experimentais mesmo para aberturas superiores a 1 cm.

Por outro lado, com o Método Numérico, baseado na Teoria de Transporte, previu-se corretamente em cálculo direto a predominância dos escapes de nêutrons pela abertura transversal sobre os aumentos de escapes lateral e axial. Contudo, restringiu-se para este método o número de pontos nodais para um mínimo tendo em vista o alto consumo de tempo de computação do programa DOT-2 (com o número de pontos nodais escolhido, 27 axiais por 10 radiais, e 4 grupos de energia, tipicamente, o tempo de processamento atingiu 90 minutos no IBM 370/155). Dificultou-se, com essa restrição, uma melhor convergência nos resultados previstos com os dados experimentais, principalmente para abertu-

ras extremamente pequenas (0.1 cm). Assegura-se que esta afirmação - provém do fato que a previsão dos aumentos dos escapes lateral e axial do DOT-2 coincidiram com aquela do Cálculo Direto de J. Chernick e I. Kaplan.

Adotaram-se outras aproximações nos cálculos , a saber:

1 - Substituiu-se a secção transversal quadrada por uma circular de área equivalente com o intuito de trabalhar-se com a geometria bidimensional R-Z . Requerer-se-ia esta aproximação, além da equivalência de área , uma outra para manter o efeito de curvatura ou seja, que o "buckling" fosse o mesmo para o cilindro equivalente. Desta forma manteria-se a forma do fluxo radial. Acredita-se , no entanto, que, como a aproximação foi feita para o reator sem e com abertura na obtenção da queda de reatividade que é calculada por diferença , o efeito tenha sido compensado.

2- Como já mencionado, a abertura da Unidade Crítica - CA-4 localiza-se ligeiramente fora de centro (8 cm em 112 cm). Considerou-se , no Método Semi-Numérico, a sua localização no centro e, portanto, necessitou-se corrigir o escape através da mesma multiplicando-se pela razão dos fluxos do local real e o central. Contudo , não levou-se em consideração o efeito desse deslocamento nos escapes lateral e principalmente axial, pois acredita-se que este efeito deva ser pequeno tendo em vista que o aumento do escape numa parte do reator seja compensado pela diminuição na outra.

7.2 - Recomendações

Os dois métodos de cálculo revelaram-se adequados para os propósitos de obtenção da reatividade da abertura transversal para unidades críticas do tipo mesa bi-partida. Necessitou-se, com o Método Semi-Numérico, um tempo de computação significativamente menor (fator de 6 aproximadamente, comparado ao uso da Teoria de Transporte) e, portanto, em termos práticos, tornou-se bastante útil. Por outro lado, o Método Numérico de Transporte bidimensional, obviamente, apresentou-se mais poderoso para a análise fenomenológica, requerendo no entanto substancial tempo de computação.

Para os cálculos cinéticos, em regime de acidente, a reatividade da abertura obtida por qualquer um dos dois métodos aplica-se adequadamente. A partir dela, e conhecendo-se a velocidade de aproximação das mesas, calcula-se a variação da reatividade com o tempo, parâmetro este requerido para o estudo de um transiente do reator.

Recomenda-se para um trabalho posterior o estudo de um método baseado na utilização do programa de transporte unidimensional, o ANISN, com a opção "void region" (Ref.15). Acredita-se que seriam bastante interessantes uma análise interpretativa dessa opção e a viabilidade de sua aplicação.

Mostram-se no Apêndice 10 alguns resultados da utilização do Método Semi-Numérico e, entre outros, o unidimensional acima referido para a Unidade Crítica da General Atomic. Excluindo-se aqueles do Semi-Numérico, os resultados não tem força interpretativa - ou de viabilidade como requerido.

APÊNDICE 1 - Correção da Condição de Contorno ϕ'/ϕ na abertura através do Cálculo Direto

$$\phi'/\phi = - \frac{3C_2}{2\lambda\gamma} \left(C_1 + \frac{N\gamma^2 h e^{-\gamma h}}{3} \right)$$

Os resultados do Reator Imagem são:

$$C_1 = 1 - \gamma h K_1(\gamma h)$$

$$C_2 = \left[1 + (1 + \gamma h) e^{-\gamma h} \right]^{-1}$$

$$N = 2$$

Os resultados do Cálculo Direto para C_1 e C_2 são mostrados na tabela abaixo. Obtem-se um valor de $N = 3$ para o caso limite de uma fina - abertura de secção transversal quadrada.

Quadro 1.1 - Comparação dos resultados do Reator Imagem e do Cálculo Direto			
h/R	C_1	$1 - \gamma h K_1(\gamma h)$	Razão
0	0	0	0.5
0.02	0.00229	0.00422	0.543
0.04	0.00754	0.0137	0.550
0.06	0.0148	0.0266	0.556
0.08	0.0237	0.0422	0.562
0.10	0.0338	0.0596	0.567
0.20	0.0961	0.163	0.590
0.30	0.167	0.275	0.608
0.40	0.239	0.382	0.626
0.60	0.372	0.565	0.658
0.80	0.484	0.702	0.689
1.00	0.575	0.800	0.719
∞	1	1	1
h/R	C_2	$\left[1 + (1 + \gamma h) e^{-\gamma h} \right]^{-1}$	Razão
0	0.5	0.5	1
0.1	0.503	0.506	0.994
0.2	0.511	0.522	0.979
0.4	0.539	0.572	0.942
0.6	0.574	0.634	0.905
0.8	0.611	0.701	0.872
1.0	0.647	0.765	0.846
∞	1	1	1

APÊNDICE 2 - Extratos referentes à aplicação do Método de S. Tamor para as Unidades Críticas Rápidas do Laboratório Nacional de Argonne

2.1 - Extrato do ANL-6271 - pgs. 79 e 80 (Ref. 11)

Para estimar-se a mudança de reatividade resultante da separação das mesas utilizou-se o método desenvolvido por Goldberger e outros com refinamento de S. Tamor. Executaram-se os cálculos para os sistemas com 50, 500 e 1200 litros com caroço metálico e de carbetto. (Ver Fig. 2.1) .

OBS:- Examinou-se também a reatividade da abertura utilizando-se o programa bidimensional de transporte TDC. Observe-se que as reatividades tanto para os sistemas de 500 como 1200 litros com caroço metálico, concordam bastante bem com os resultados de S. Tamor para aberturas até 1.0 cm. Entretanto, para aberturas de 8 cm os dois cálculos são discordantes.

2.2 - Extrato do ANL-7442 - pgs. 28 (Ref.12)

Calculou-se a mudança de reatividade resultante da separação das mesas utilizando-se o método de S. Tamor (Ver Fig.2.2).

2.3 - Extrato do ANL-7442 - pgs. 29 (Ref.12)

Algumas verificações da validade do método de S. Tamor foram possíveis fazendo-se medidas nos conjuntos 1 e 2 do ZPR-6. Fizeram-se experiências com aberturas menores que 1 cm. O conjunto 1 possui caroço metálico com 125 litros e o 2 possui caroço de carbetto com 650 litros. Ver Fig. 2.3 que mostra a variação da reatividade da abertura com o tamanho do caroço tanto para o metálico como o de carbetto.

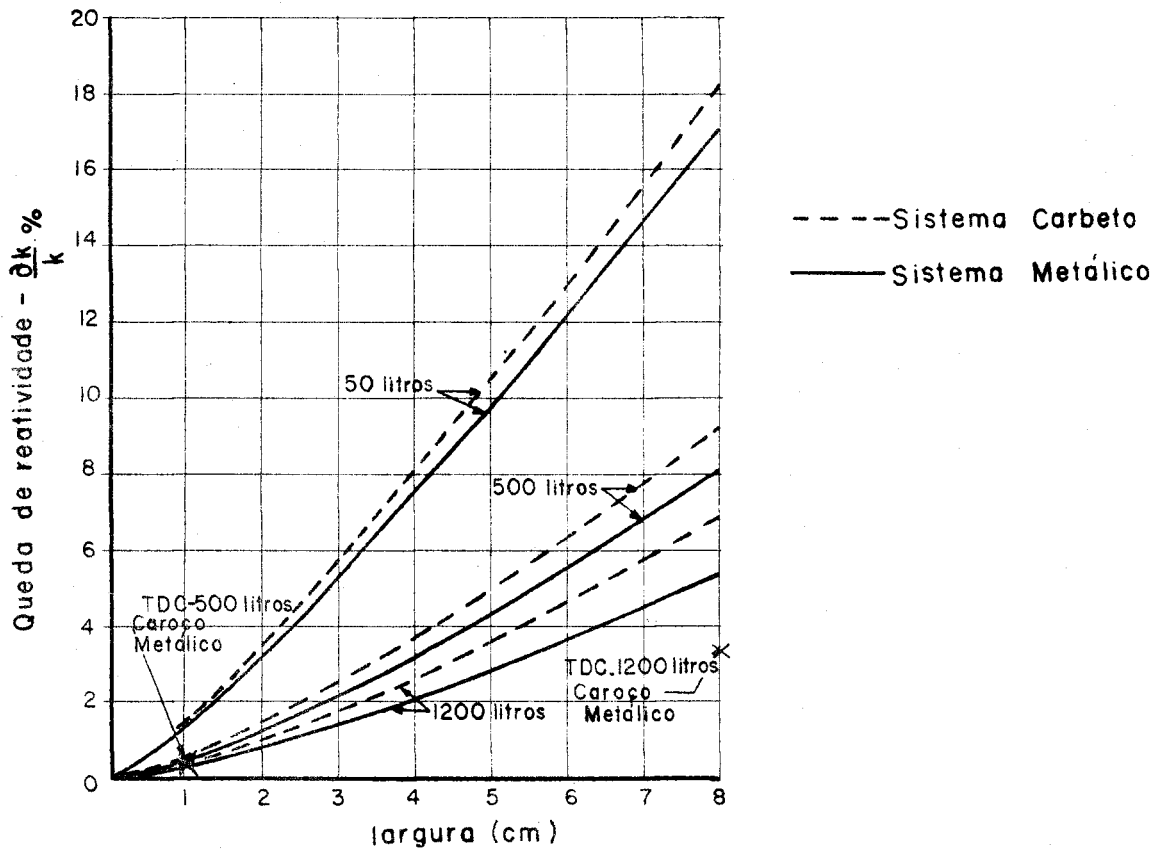


Fig. 2-1 - Quedas de reatividade para as Unidades Críticas ZPR-6/9 do ANL calculadas pelo Método de Tamor e por Transporte

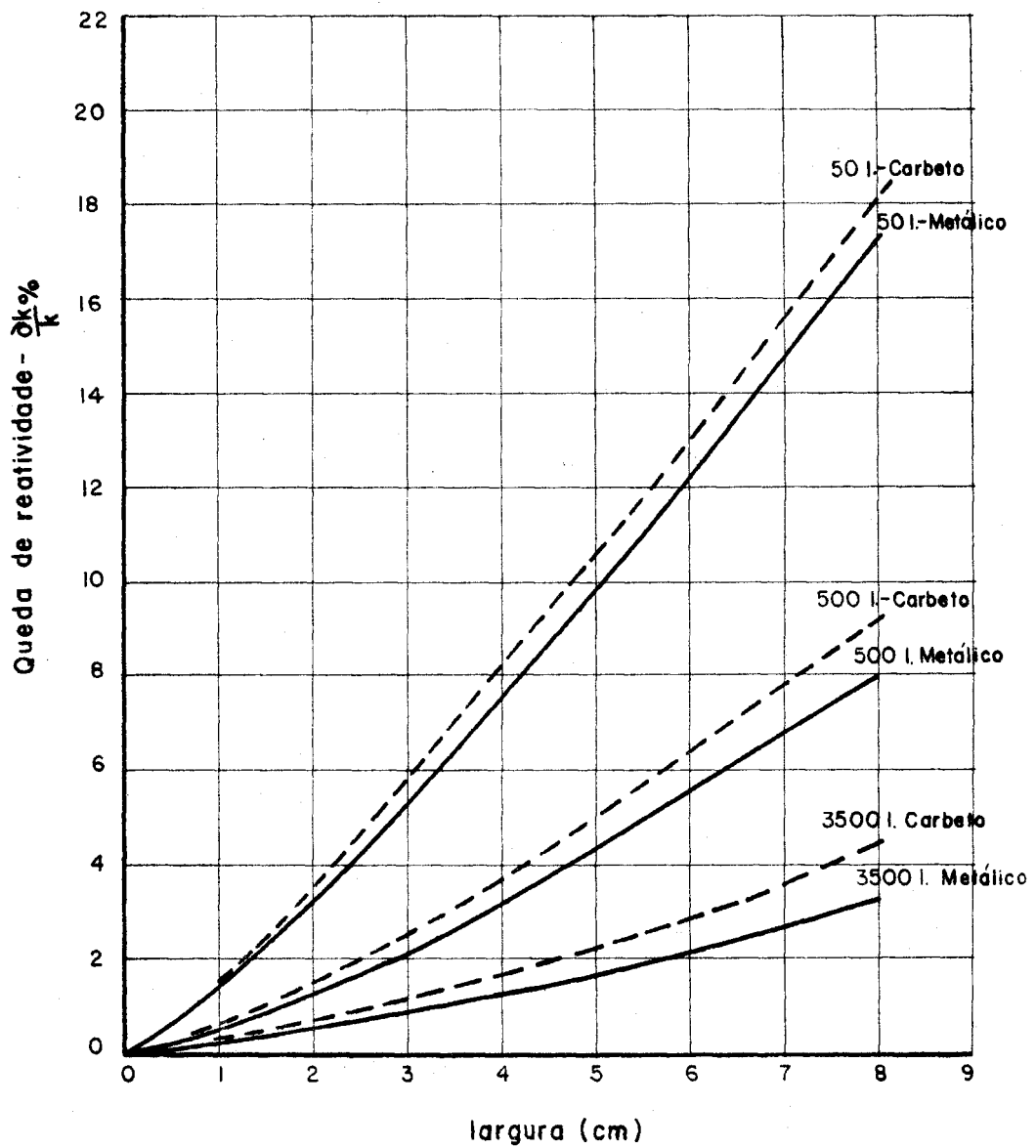


Fig.2-2 - Quedas de reatividade para as Unidades Críticas ZPR-6/9 do ANL calculadas pelo Método de Tamor

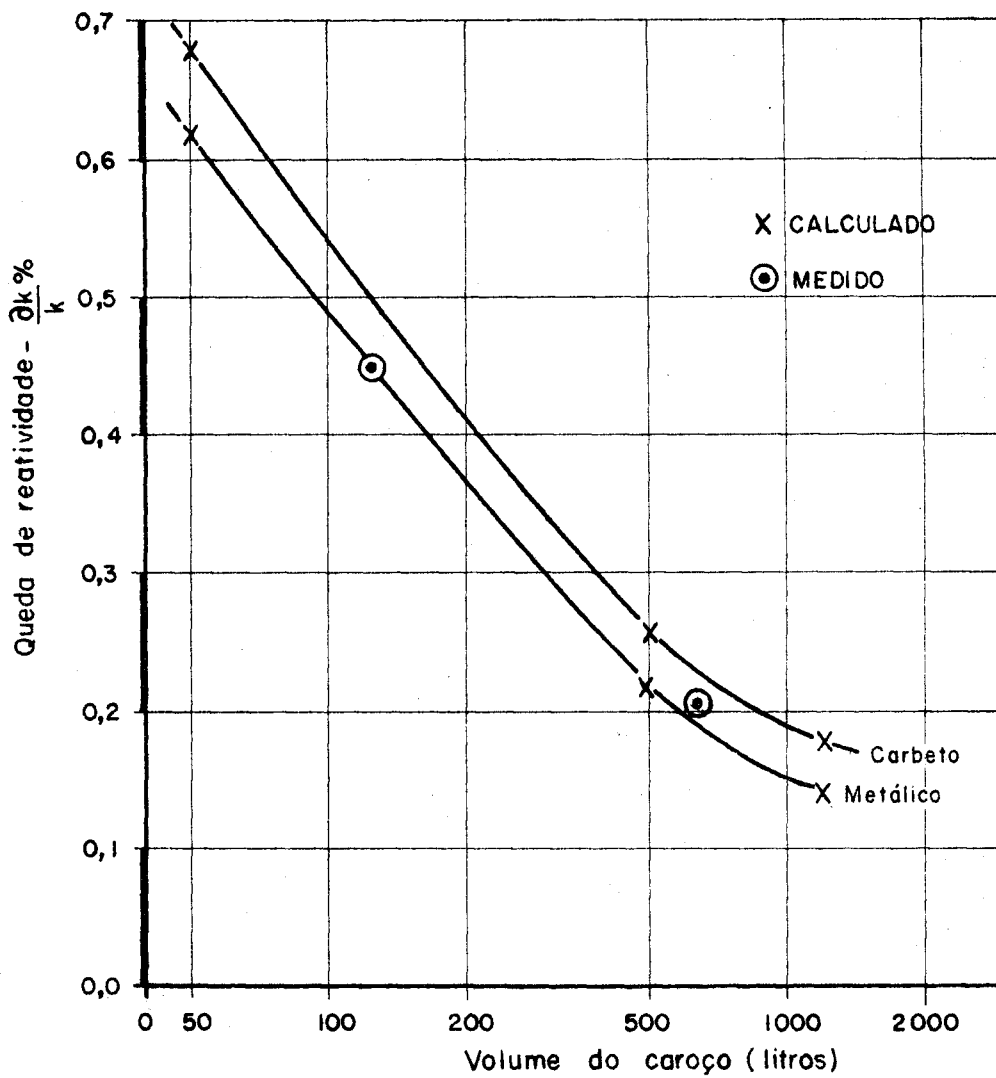


Fig.2-3 - Quedas de reatividade com abertura de 0,5 cm para as Unidades Críticas ZPR-6/9 do ANL calculadas pelo Método de Tamor

APÊNDICE 3 - Comparação do resultado do Reator Imagem derivado por J. Chernick e I. Kaplan com a absorção calculada pelo programa EXTERMINATOR-2

Seja por exemplo uma abertura de 0.5 cm

$$L_a = \frac{8\lambda h}{3} = 2h^2 \ln \frac{2}{\gamma h} \quad (\text{escape pela abertura}).$$

Tomando os resultados para a Unidade Crítica CA-4 em 4 grupos ficamos com:

$$L_a = \sum_{i=1}^4 L_{a_i} \phi_{i\bar{m}\bar{a}\bar{x}}, \quad \text{onde } \phi_{i\bar{m}\bar{a}\bar{x}} \text{ é o fluxo máximo sem abertura (normalização)}.$$

$$\text{Grupo 1} = \lambda_1 = 3D_1 = 6.867 \text{ cm}; \quad \gamma_1 = 0.031 \text{ cm}^{-1}; \quad \phi_1 = 3.130 \times 10^9$$

$$\text{Grupo 2} = \lambda_2 = 3D_2 = 3.231 \text{ cm}; \quad \gamma_2 = 0.032 \text{ cm}^{-1}; \quad \phi_2 = 8.879 \times 10^9$$

$$\text{Grupo 3} = \lambda_3 = 3D_3 = 2.975 \text{ cm}; \quad \gamma_3 = 0.032 \text{ cm}^{-1}; \quad \phi_3 = 10.91 \times 10^9$$

$$\text{Grupo 4} = \lambda_4 = 3D_4 = 2.679 \text{ cm}; \quad \gamma_4 = 0.032 \text{ cm}^{-1}; \quad \phi_4 = 3.919 \times 10^9$$

$$\gamma_i = \frac{2.4048}{\text{Rext}_i}; \quad \text{Rext}_i = R_0 + \frac{2}{3} \gamma_i; \quad \text{e} \quad R_0 = 73.085 \text{ cm}$$

$$L_a = \left(\frac{8}{3} \lambda_1 h + 2h^2 \ln \frac{2}{\gamma_1 h} \right) \phi_1 + \dots$$

$$L_a = \frac{8}{3} h (\lambda_1 \phi_1 + \lambda_2 \phi_2 + \lambda_3 \phi_3 + \lambda_4 \phi_4) + 2h^2 \left[\ln \frac{2}{\gamma_1 h} \phi_1 + \ln \frac{2}{\gamma h} (\phi_2 + \phi_3 + \phi_4) \right].$$

APÊNDICE 3 (cont.)

Substituindo-se os valores chega-se a :

$$La = \underline{0.018902 \times 10^{13}} .$$

Pelo cálculo do EXTERMINATOR-2 a absorção é igual a
 0.017862×10^{13} .

Comparando-se os resultados o desvio porcentual é da ordem de 6% , o que equivale a dizer que houve uma ligeira modificação dos fluxos. Realmente os fluxos máximos com abertura de 0.5 cm são:

$$\phi_1 = 3.127 \times 10^9 ; \phi_2 = 8.859 \times 10^9 ; \phi_3 = 10.87 \times 10^9 \text{ e } \phi_4 = 3.898 \times 10^9$$

que aplicados dariam a La um valor praticamente igual a 0.017862×10^{13} .

APÊNDICE 4 - Dados de entrada para o Cálculo dos Parâmetros micros-
cópicos

Unidade Crítica CA-4 .

Programa de computação HAMMER.

4.1 - Escolha da Célula Unitária - /Ver Fig. 4.1/

Da Ref.19 retiram-se as frações volumétricas dos compo -
nentes na célula unitária e sabendo-se a espessura do combustível saem:

- Espessura do combustível = 0.01" = 0.0254 cm
- Espessura do alumínio = 0.9533 cm
- Espessura do moderador = 14.0296 cm
- Espessura do aço inox = 0.0001 cm
- Espessura do vazio = 0.6679 cm .

Obs:- O aço inox tem uma espessura desprezível e a espessura do vazio
será considerada pela diluição do moderador .

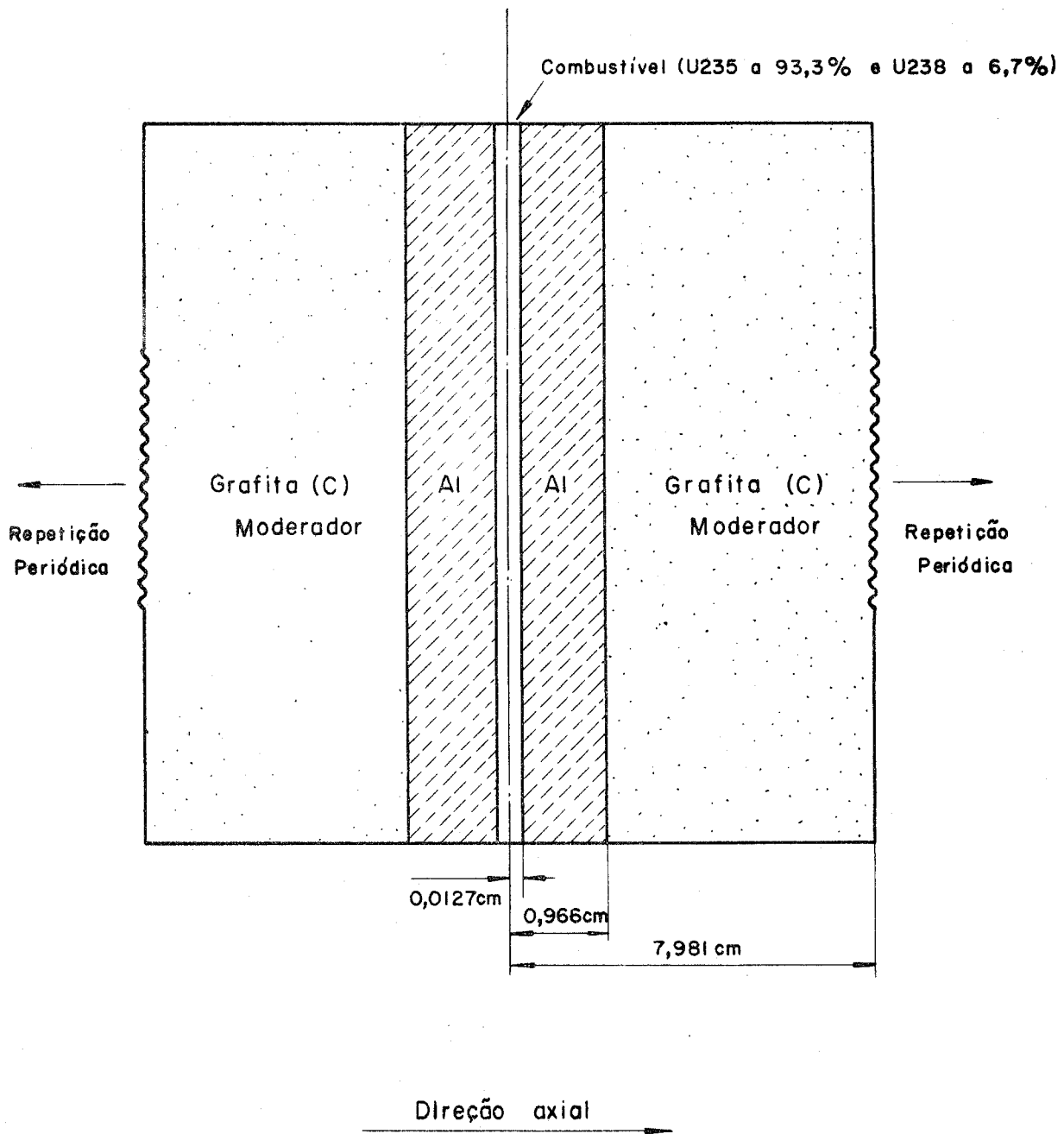


Fig. 4-1 - Célula Unitária infinita de Unidade Crítica CA-4

APÊNDICE 4 (cont).

Para calcular os escapes laterais devemos dar o "buckling" de entrada como segue:

$$B^2 = (\pi/L)^2 + (\pi/H)^2 + (\pi/P)^2$$

L - comprimento do reator (direção axial) = 112 cm;

H - altura do reator = 129.54 cm;

P - profundidade do reator = 129.54 cm.

$$B^2 = 1.963109 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$$

4.2- Cálculo das concentrações dos nuclídeos na Célula Unitária

- U-235 - A densidade da mistura isotópica (93.3% de U-235 e 6.7% de U-238) é 18.7 g/cc $\rightarrow \rho_{U25} = 18.7 \times 0.933 = 17.4 \text{ g/cc}$.

$$N_{25} = \frac{17.4 \times 6.023 \times 10^{23}}{235} = 4.460 \times 10^{-2} \text{ átomos/barns} \times \text{cm}^{-1}$$

- U-238 $\rightarrow \rho_{U28} = 18.7 \times 6.7 \times 10^{-2} = 1.3 \text{ g/cc}$.

$$N_{28} = \frac{1.3 \times 6.023 \times 10^{23}}{238} = 3.290 \times 10^{-3} \text{ átomos/barn} \times \text{cm}^{-1}$$

APÊNDICE 4 (cont)

$$-C_{12} \rightarrow \rho C_{12} = 1.717 \times F(\text{fator de diluição}) = 1.717 \times \left(\frac{VC_{12} - V \text{ vazio}}{VC_{12}} \right) =$$

$$= 1.717 \times \frac{89.48 - 4.26}{89.48} = 1.635 \text{ g/cc}$$

VC_{12} - volume do moderador na célula.

$V \text{ vazio}$ - volume do vazio na célula .

$$N_{12} = \frac{1.635 \times 6.023 \times 10^{23}}{12} = 8.206 \times 10^{-2} \text{ átomos/barn} \times \text{cm}$$

- $A_{27} \rightarrow \rho A_{27} = 2.71 \text{ g/cc.}$

$$N_{27} = \frac{2.71 \times 6.023 \times 10^{23}}{27} = 6.045 \times 10^{-2} \text{ átomos/barn} \times \text{cm.}$$

4.3 - Cálculo dos Parâmetros de Ressonância

4.3.1 - Identificação do nuclídeo ressonante - 922381 .

4.3.2 - Temperatura - 293.6°K.

4.3.3 - Geometria - 1.0 (Placa).

4.3.4 - Dimensão do pedaço do absorvedor - 0.0254 cm.

4.3.5 - Correção de Dancoff - 0.0 (Absorvedor aglomerado).

4.3.6 - Secção de choque efetiva do moderador por átomo absorvedor -

$$(\sigma_m)_{\text{eff}} = \sigma_{po} + \sigma_m + \sigma_e \quad \text{onde}$$

APENDICE 4 (cont)

σ_{po} - secção de choque de espalhamento potencial do absorvedor - 10 barns.

σ_m - secção de choque de absorção do moderador por átomo absorvedor - 0.0.

σ_e - secção de choque de escape efetiva = $\frac{1}{\lambda Na}$ onde

$\bar{\lambda}$ - comprimento da corda média no aglomerado - 0.0254 cm

Na - concentração atômica do absorvedor no aglomerado - $3.290 \times 10^{-3} \frac{\text{Atomos}}{\text{b} \times \text{cm}}$

$(\sigma_m)_{\text{eff}} = 1.1977 \times 10^4$ barns.

4.3.7 - Concentração atômica do absorvedor - 3.290×10^{-3} at/b x cm.

4.3.8 - Tratamento de Nordheim para o cálculo da integral de ressonância.

4.3.9 - Massa atômica do moderador - 12.0 .

4.3.10- Secção de choque de espalhamento do moderador por átomo absorvedor.

$$\sigma_{s1} = \frac{N1}{Na}, \quad \sigma_{s1} = \frac{8.206 \times 10^{-2}}{3.290 \times 10^{-3}} = 14.7 \times 1.1723 \times 10^2 \text{ barns.}$$

$$N1 = N12$$

4.4 - Resultados

Os resultados são fornecidos nos seguintes intervalos de energia.

Grupo 1 - 10 MeV - 1.05 MeV

Grupo 2 - 1.05 MeV - 9.12 KeV

Grupo 3 - 9.12 KeV - 0.625 eV

Grupo 4 - 0.625 eV - 0

APENDICE 4 (cont).

4.4.1 - K_{∞} - Coeficiente de multiplicação infinito - 1.807865.

K_{eff} - Coeficiente de multiplicação efetivo - 1.002824.

" Buckling" material - $1.649401 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$.

4.4.2 - Parâmetros microscópicos nos 4 intervalos de energia para a mistura homogênea de U-235 , U-238 , Al-27 e C12 .

Intervalo de energia	D(cm)	$\Sigma_r(\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_a(\text{cm}^{-1})$	$\nu\Sigma_f(\text{cm}^{-1})$
10 MeV - 1.05 MeV	2.289033	2.412×10^{-2}	1.56×10^{-4}	2.73×10^{-4}
1.05 MeV - 9.12 KeV	1.077069	9.721×10^{-3}	1.79×10^{-4}	2.96×10^{-4}
9.12 KeV - 0.625 eV	0.991737	4.29×10^{-3}	1.903×10^{-3}	2.874×10^{-3}
0.625 eV - 0	0.892836	0	1.03988×10^{-2}	2.06054×10^{-2}

D - Coeficiente de difusão

Σ_r - Secção de choque macroscópica média de remoção.

Σ_a - Secção de choque macroscópica média de absorção.

$\nu\Sigma_f$ - Secção de choque macroscópica média de produção.

4.4.3 - Espectro dos Nêutrons de Fissão

Grupo 1 - 0.75320

Grupo 2 - 0.24661

Grupo 3 - 0.00019

Grupo 4 - 0.0

APÊNDICE 5 - Dados de entrada para o Cálculo do Reator

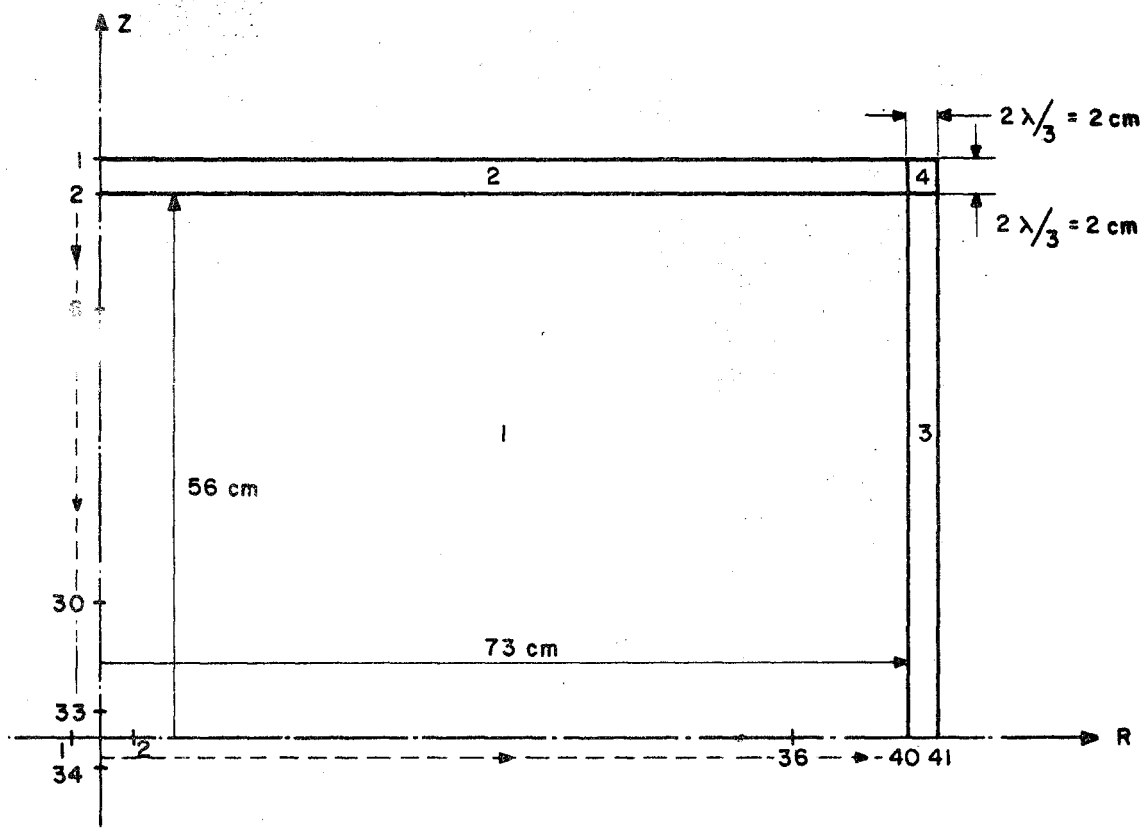
Unidade Crítica CA-4

Programa de computação EXTERMINATOR-2

OBS:- Vamos considerar a abertura central (na realidade ela é ligeiramente fora de centro).

5.1 - Divisão do reator em malhas / Ver Fig.5.1/

OBS:- O reator é cilíndrico de secção transversal quadrada (129.54 x 129.54 cm). Considere-se de secção transversal circular equivalente de raio = 73.085 cm, para utilizar a geometria cilíndrica R-Z bidimensional.



1 - Região homogênea {
 U - 238 - 6,7%
 U - 235 - 93,3%
 AL - 27 -
 C - 12

2 - Região homogênea de absorção equivalente à fuga axial

3 - " " " " " " radial

4 - " " " " " " de canto

Linhas : | 2 cm | 2 | 1 cm | 6 | 2 cm | 30 | 1 cm | 33 | 2 cm | 34 |

Leia-se: passo de 2 cm de 1 a 2; passos de 1 cm de 2 a 6 = 4 intervalos de 1 cm; etc.

Colunas : | 2 cm | 2 | 2 cm | 36 | 1 cm | 40 | 2 cm | 41 |

Leia-se: passo de 2 cm de 1 a 2; passos de 2 cm de 2 a 36 = 34 intervalos de 2 cm.

Fig.5-1- Divisão espacial da Unidade Crítica CA-4 sem abertura

APÊNDICE 5 (cont).

- (2) Região de absorção equivalente ao escape axial.
- (3) Região de absorção equivalente ao escape radial.
- (4) Região de absorção equivalente ao escape de canto.

5.2 - Resultado

K_{eff} - coeficiente de multiplicação sem abertura - 0.98494458.

OBS:- Na realidade o coeficiente de multiplicação deve ser um pouco maior, acima de 1, compensando o efeito de barras de controle para atingir-se criticalidade*. Entretanto, como nos interessa a reatividade da abertura ou as diferenças ΔK_{eff} este aspecto não influi.

* Foi admitida uma distância extrapolada de 2 cm e na realidade é um pouco maior, diminuindo os escapes.

APÊNDICE 5 (cont).

5.2 - Resultado

K_{eff} - coeficiente de multiplicação sem abertura -
0.98494458.

OBS:- Na realidade o coeficiente de multiplicação deve ser um pouco maior, acima de 1, compensando o efeito de barras de controle para atingir-se "criticalidade". Entretanto, como nos interessa a reatividade da abertura ou as diferenças ΔK_{eff} este aspecto não influi.

* Foi admitida uma distância extrapolada de 2 cm e na realidade é um pouco maior, diminuindo os escapes.

APÊNDICE 6 - Dados de entrada para o Cálculo da Reatividade da abertura

Unidade Critica CA-4
 Programa de computação EXTERMINATOR-2

6.1 - Divisão do Reator com abertura /Ver Fig.6.1/

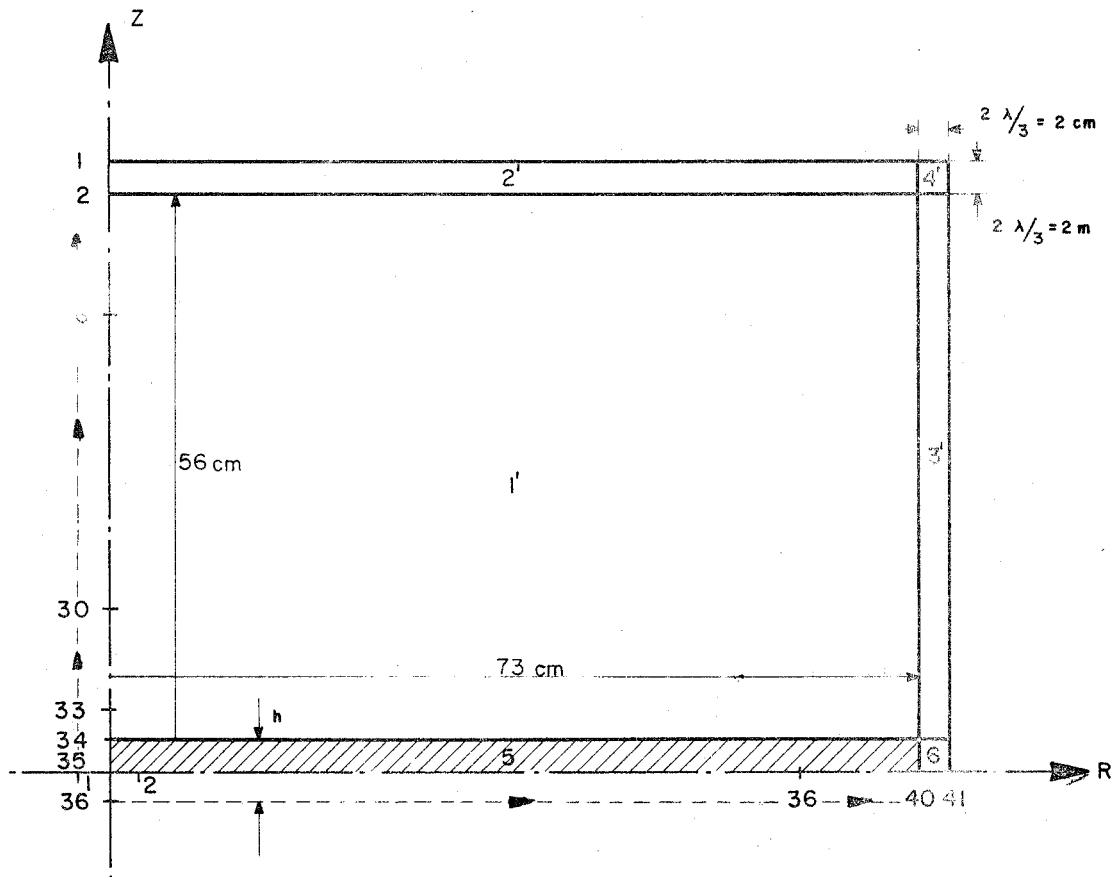
6.2 - Cálculo dos Coeficientes de absorção $D\phi'/\phi$ na abertura

$$\begin{aligned} \phi'/\phi &= \frac{3}{2\lambda} = \frac{1-\gamma h K_1(\gamma h)}{1+(1+\gamma h)e^{-\gamma h}} + \frac{\gamma^2 h e^{-\gamma h}}{1+(1+\gamma h)e^{-\gamma h}} = \\ &= \frac{1}{2D} \frac{1-\gamma h K_1(\gamma h)}{1+(1+\gamma h)e^{-\gamma h}} + \frac{\gamma^2 h e^{-\gamma h}}{1+(1+\gamma h)e^{-\gamma h}} \end{aligned}$$

$$D \phi'/\phi = \frac{1}{2} \frac{1 - \gamma h K_1(\gamma h)}{1+(1+\gamma h)e^{-\gamma h}} + D \frac{\gamma^2 h e^{-\gamma h}}{1+(1+\gamma h)e^{-\gamma h}}$$

Aplicando-se os valores de:

$$\gamma - \text{Buckling radial} = \frac{2.4048}{R_{ext}} = \frac{2.4048}{R_0 + \frac{2}{3}\lambda} \quad \text{para os intervalos de energia especificados (grupos 1, 2, 3 e 4);}$$



1' - Região homogênea { U-235 - 93.3 %
 U-238 - 6.7 %
 AL-27
 C-12

- 2' - Região homogênea de absorção equivalente à fuga axial
- 3' - " " " " " " " radial
- 4' - " " " " " " " de canto
- 5 - " " " " " " " pela abertura
- 6 - " " " " " " " de canto

Linhas : | 2 cm | 2 | 1 cm | 6 | 2 cm | 30 | 1 cm | 34 | (h/4) cm | 35 | (h/2) cm | 36 |

Colunas : idem reator sem abertura

Fig. 6-1 - Divisão espacial de Unidade Crítica CA-4 com abertura

APÊNDICE 6 (cont).

$h = 0.1, 0.5, 0.8, 1.0, 2.0, \text{ e } 5.0 \text{ cm} ;$

$K_1(\gamma h)$ - função de Bessel * ;

e procedendo-se às correções de J. Chernick e I. Kaplan sai a tabela adiante.

Quadro 6.1 - Coeficientes de absorção $D\phi'/\phi$ com correção para aberturas acima de 1 cm

h (cm)	$D\phi'/\phi \times 10^{-4}$			
	Grupo 1	Grupo 2	Grupo 3	Grupo 4
0.1	1.171	0.630	0.589	0.541
0.5	6.840	4.027	4.024	3.804
0.8	11.881	7.799	7.477	7.123
1.0	15.556	10.527	10.127	9.686
2.0	29.517	19.699	19.072	18.165
5.0	89.186	67.715	66.121	63.833

* Table of Bessel functions for $0 \leq x \leq 1$ - U. D. Department of Commerce National Bureau of Standard Applied Mathematical Series -25.

APÊNDICE 7 - Dados de entrada para o Cálculo dos Parâmetros Microscópicos

Unidade Crítica CA-4

Programa de computação XSDRN.

7.1 - Escolha da Célula Unitária /Ver Fig. 7.1 /

O procedimento é o adotado no item 1 do Apêndice 4 com a seguinte diferença:

- A célula é considerada finita e portanto deve-se proceder como segue:

na Figura 7.1 devem ser dadas uma altura H e uma profundidade P .

A altura H será a altura do reator 129.54 cm e a profundidade P é tal que:

$$\left(\frac{\pi}{P} \right)^2 = \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2$$

onde L é o comprimento do reator - 112 cm . Substituindo-se os valores

$$\left(\frac{\pi}{2} \right)^2 = \left(\frac{\pi}{112} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{129.54} \right)^2 \quad \therefore \quad P = 84.73 \text{ cm.}$$

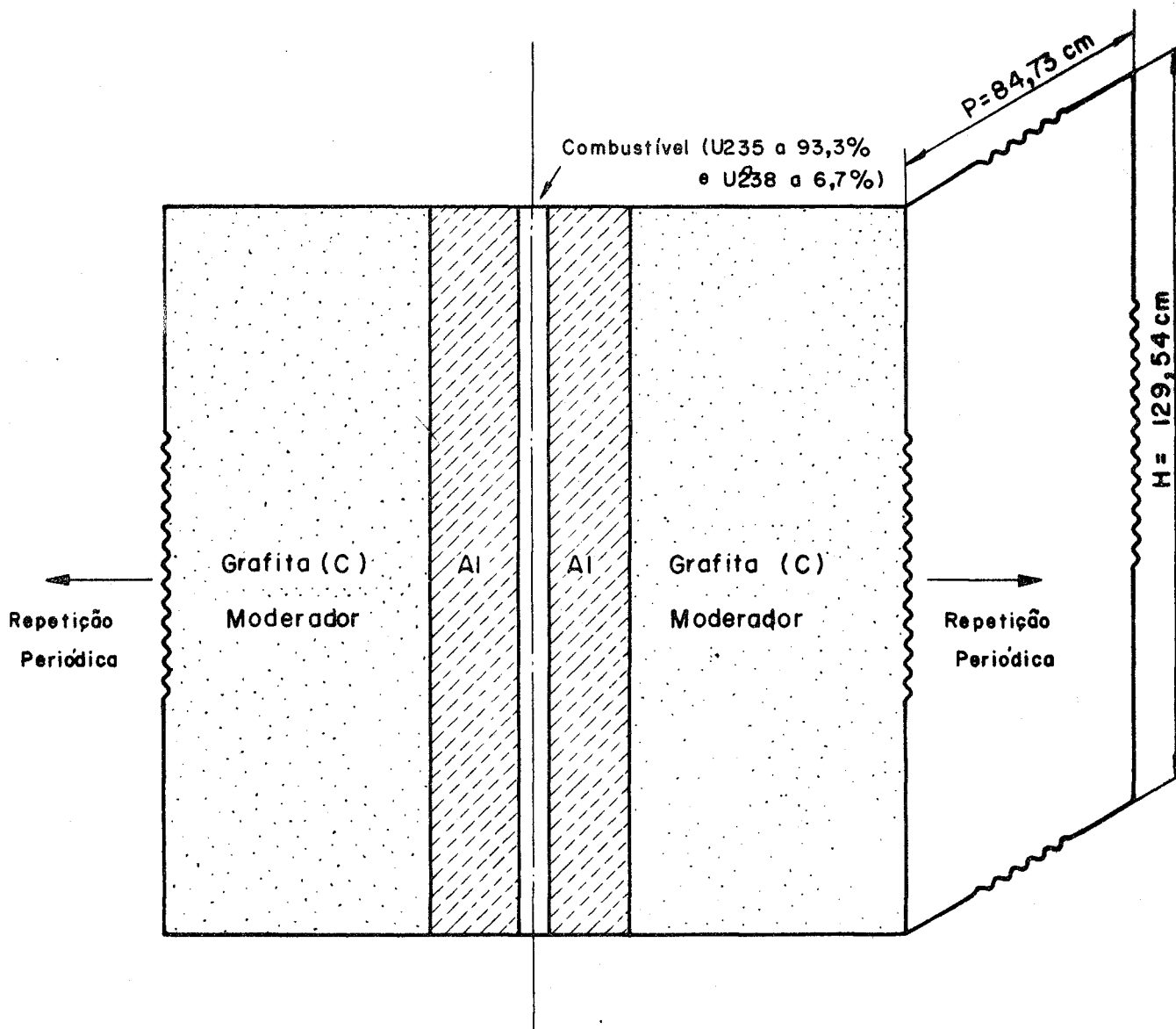


Fig.7-1- Célula unitária finita da Unidade Crítica CA-4

7. 2 - Cálculo das concentrações dos núclídeos na Célula Unitária

Idem item 4.2 do Apêndice 4 .

7. 3 - Cálculo dos Parâmetros de Ressonância

Idem item 4.3 do Apêndice 4 .

7.4 - Cálculo das Concentrações dos núclídeos no Reator

Fazendo-se a homogeneização no volume do reator saem as concentrações:

$$N_{25} = 7.257 \times 10^{-5} \text{ átomos/barn x cm}$$

$$N_{28} = 5.211 \times 10^{-6} \text{ átomos/barn x cm}$$

$$N_{12} = 7.334 \times 10^{-2} \text{ átomos/barn x cm}$$

$$N_{27} = 3.680 \times 10^{-3} \text{ átomos/barn x cm.}$$

7.5 - Resultados

Os resultados são fornecidos com a opção de espalhamento anisotrópico (no caso com grau de anisotropia igual a 3) para a mistura homogênea de U-235, U-238, Al-27 e C-12 , nos seguintes intervalos de energia.

$$\text{Grupo 1 - } 14.92 \text{ MeV - } 0.82 \text{ MeV}$$

$$\text{Grupo 2 - } 0.82 \text{ MeV - } 9.12 \text{ KeV}$$

$$\text{Grupo 3 - } 9.12 \text{ KeV - } 0.449 \text{ eV}$$

$$\text{Grupo 4 - } 0.449 \text{ eV - } 0.0$$

APÊNDICE 7 (cont).

7.5.1 - $K_{\text{eff}} \text{ c\~{e}lula} = 0.91515672$

$K_{\text{eff}} \text{ reator} = 1.0110855.$

7.5.2 - Geram-se os parâmetros microscópicos com espalhamento anisotrópico de grau 3 para posterior utilização no programa DOT-2. Para cada nuclídeo, em cada intervalo de energia e em cada grau de anisotropia, saem os seguintes parâmetros:

σ_a - secção de choque microscópica de absorção;

σ_{of} - secção de choque microscópica de produção;

σ_{tr} - secção de choque microscópica de transporte;

$\sigma_{\text{g-g}}$ - secção de choque microscópica de espalhamento dentro do grupo g;

$\sigma_{\text{g-1,g}}$ - secção de choque microscópica de remoção do grupo g-1 para o grupo g.

7.5.3 Espectro dos Nêutrons de Fissão

Grupo 1 - 0.38964

Grupo 2 - 0.61036

Grupo 3 - 0.0

Grupo 4 - 0.0

APÊNDICE 8 - Dados de Entrada para o Cálculo do Reator

Unidade Crítica CA-4

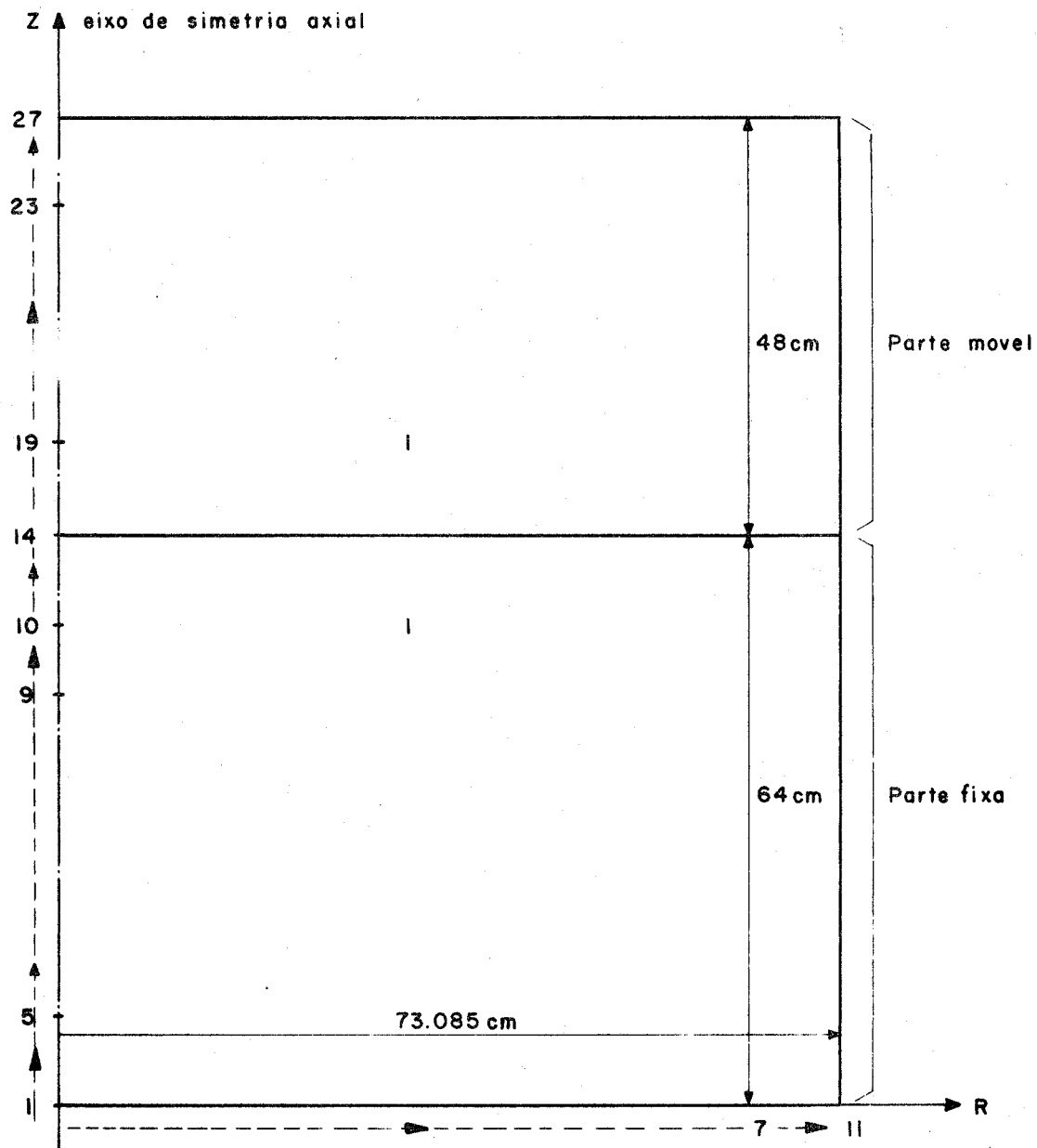
Programa de computação DOT-2

8.1 - Divisão do reator em malhas /Ver Fig. 8.1 /

OBS:- O reator é cilíndrico de secção transversal quadra -
(129.54 x 129.54 cm). Considere-se de secção trans
versal circular equivalente de raio = 73.085, para uti
lizar a geometria cilíndrica R-Z bidimensional.

8.2 Resultado

K_{eff} - Coeficiente de multiplicação sem abertura - 1.00646.



I - Região homogênea { U-235 -93,3 %
 U-238 - 6,7 %
 AL-27
 C-12

Linhas : |1cm| 5 | 10cm| 9 | 6cm| 10 | 1cm| 14 | 1cm| 19 | 10cm| 23 | 1cm| 27 |

Leia-se: passos de 1cm até 5. 4 intervalos de 1cm, etc.

Colunas: |10cm| 7 | 1cm| 11 |

Leia-se: passos de 10 cm até 7. 6 intervalos de 10 cm, etc.

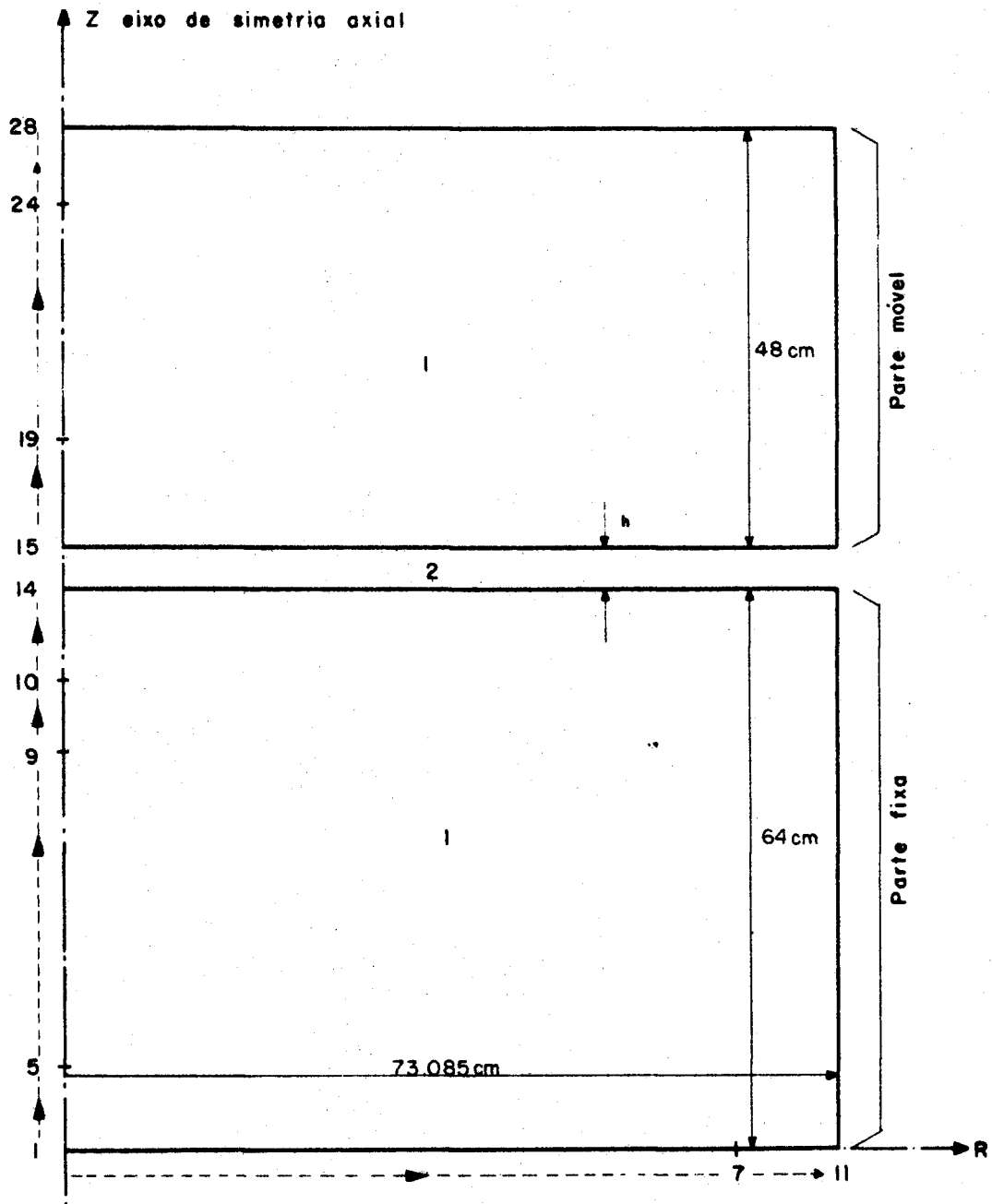
Fig. 8-1 - Divisão espacial da Unidade Crítica CA-4 sem abertura

APÊNDICE 9 - Dados de Entrada para o Cálculo da Reatividade da Abertura

Unidade Crítica CA-4

Programa de computação DOT-2

9.1 - Divisão do Reator em Malhas / Ver Fig. 9.1 /



1- Região homogênea { U-238 - 93.3 %
 U-235 - 6.7 %
 AL-27
 C-12

2- Região homogênea com C-12 diluído (concentração atômica igual a do ar)

Linhas: |1cm|5|10cm|9|6cm|10|1cm|14|hcm|15|1cm|19|10cm|24|1cm|28|

Colunas: idem reator sem abertura.

Fig. 9-1 - Divisão espacial da Unidade Crítica CA-4 com abertura

APÊNDICE 10 - Aplicação do Método Semi-Numérico (1º Método de Cálculo)
e alguns Métodos unidimensionais para a Unidade Crítica
da General Atomic.

Segue-se uma rápida descrição dos Métodos unidimensionais aplicados:

- Método numérico de homogeneização:

Utilizando-se o programa unidimensional de transporte - ANISN calculou-se os valores de K_{eff} para as diferentes aberturas homogeneizando-se parte do caroço com a abertura central.

- Método numérico por extrapolação:

Definem-se regiões diluídas centrais cujas concentrações atômicas são as do meio reator multiplicadas por fatores de diluição. Para cada fator F calcula-se com o programa ANISN o ΔK_{eff} .

- Método numérico considerando a abertura como região vazia:

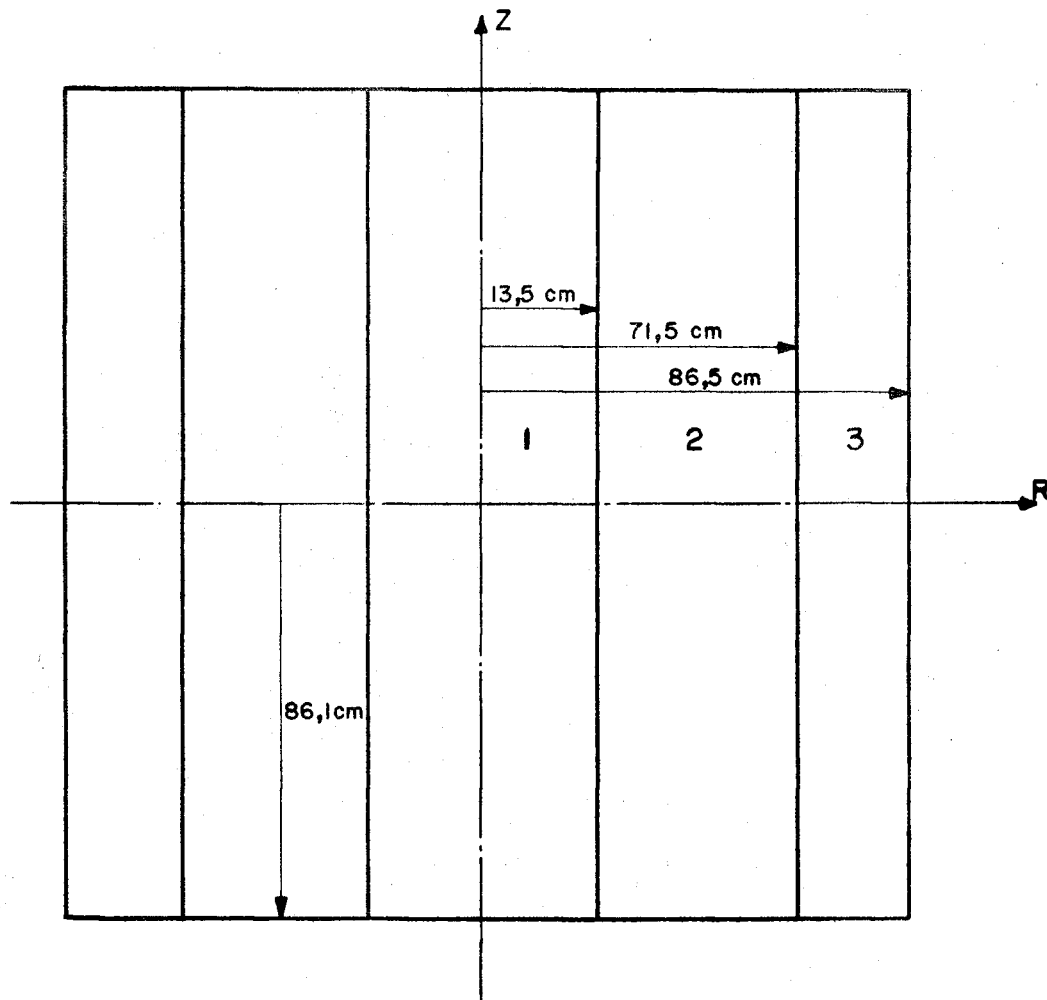
Calcula-se diretamente o K_{eff} do reator com abertura utilizando-se o programa ANISN com a opção "void region" para a qual define-se uma secção de choque de probabilidade de fuga (Ref. 15).

* Referido nas figuras como EXTERMINATOR direto.

Unidade crítica da General Atomic com $C/U = 5000$

Programas de computação { EXTERMINATOR-2 - bidimensional de difusão.
ANISN - Unidimensional de transporte.

10-1 1º Método de cálculo



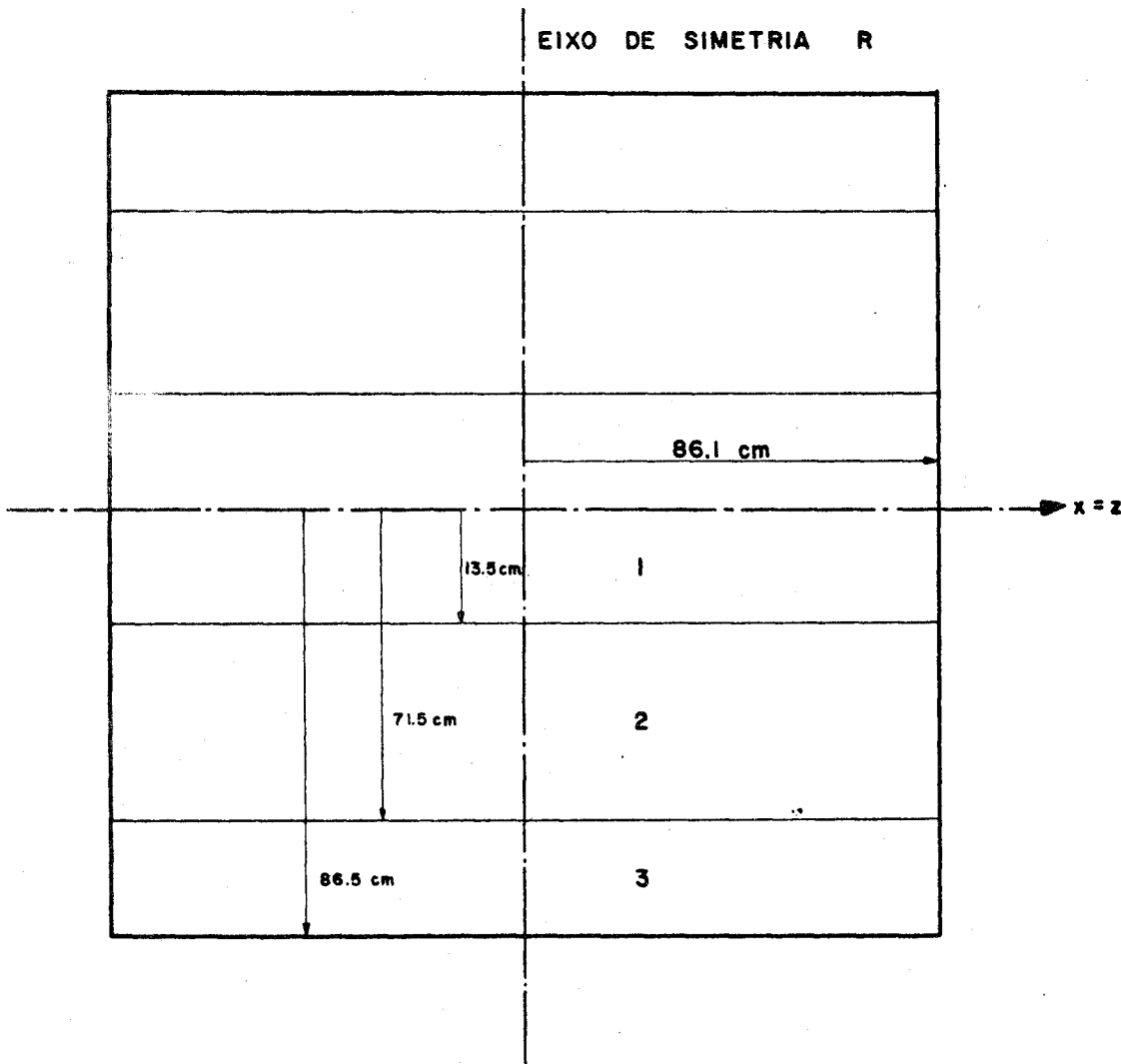
- 1 - Carôço
 - 2 - Anel acionador
 - 3 - Refletor - Grafita + impurezas.
- } U308 com 93,3% de U235, 6,7% de U238 e $c/U235 = 5000$

Fig. 10-1 - Divisão espacial de Unidade Crítica da G.A.

10-2 - Métodos unidimensionais

10-3 - Cálculo de reator considerado como placa infinita

Veja-se figura abaixo que é a 10-1 após uma rotação de 90°
fazendo o eixo z coincidir com o eixo x



Para calcular como placa infinita procede-se como segue:

- Cálculo do "reflector-saving" para trabalhar com o reator sem refletor equivalente.
- Homogeneização das regiões 1 e 2 que são ligeiramente diferentes.
- Transformação do reator de secção transversal circular para secção transversal quadrada por equivalência de buckling a fim de tornar a placa infinita em finita.

$$\left(\frac{2.4048}{R_{ext}}\right)^2 = 2 \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \text{ onde } R_{ext} = 71.5 + \delta \text{ onde } \delta \text{ é o "reflector-saving"}$$

a é a altura e profundidade extrapoladas da placa finita.

Fig. 10-2 - Divisão espacial da Unidade Crítica da G.A.

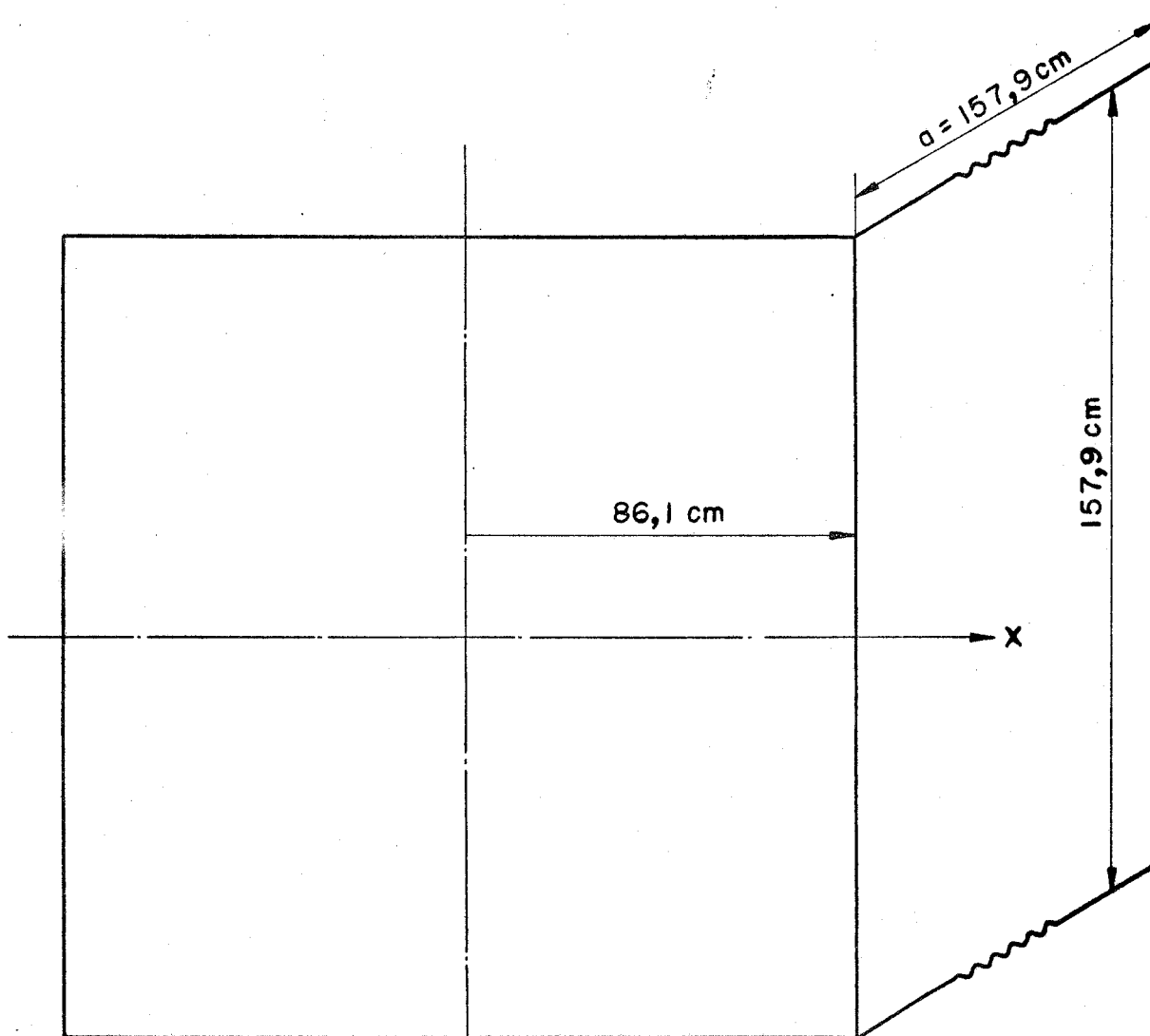


Fig.10-3 - Divisão espacial da Unidade Crítica da G.A. transformada em placa finita

K_{eff} (sem abertura considerando cilindro finito, Fig. 10.1) = 1,0106201

K_{eff} (sem abertura considerando placa finita, Fig. 10.3) = 1,0146790 (Resultado base para o cálculo de $(\frac{\partial k}{k})$)

10-4 - Resultados (Gráficos)

e - experimental

1 - G.A. Tamor

2 - Exterminator direto

3 - ANISN por homogenização

$\frac{\delta K}{K} \%$

Obs: Não há referência sobre o desvio porcentual dos pontos da curva experimental

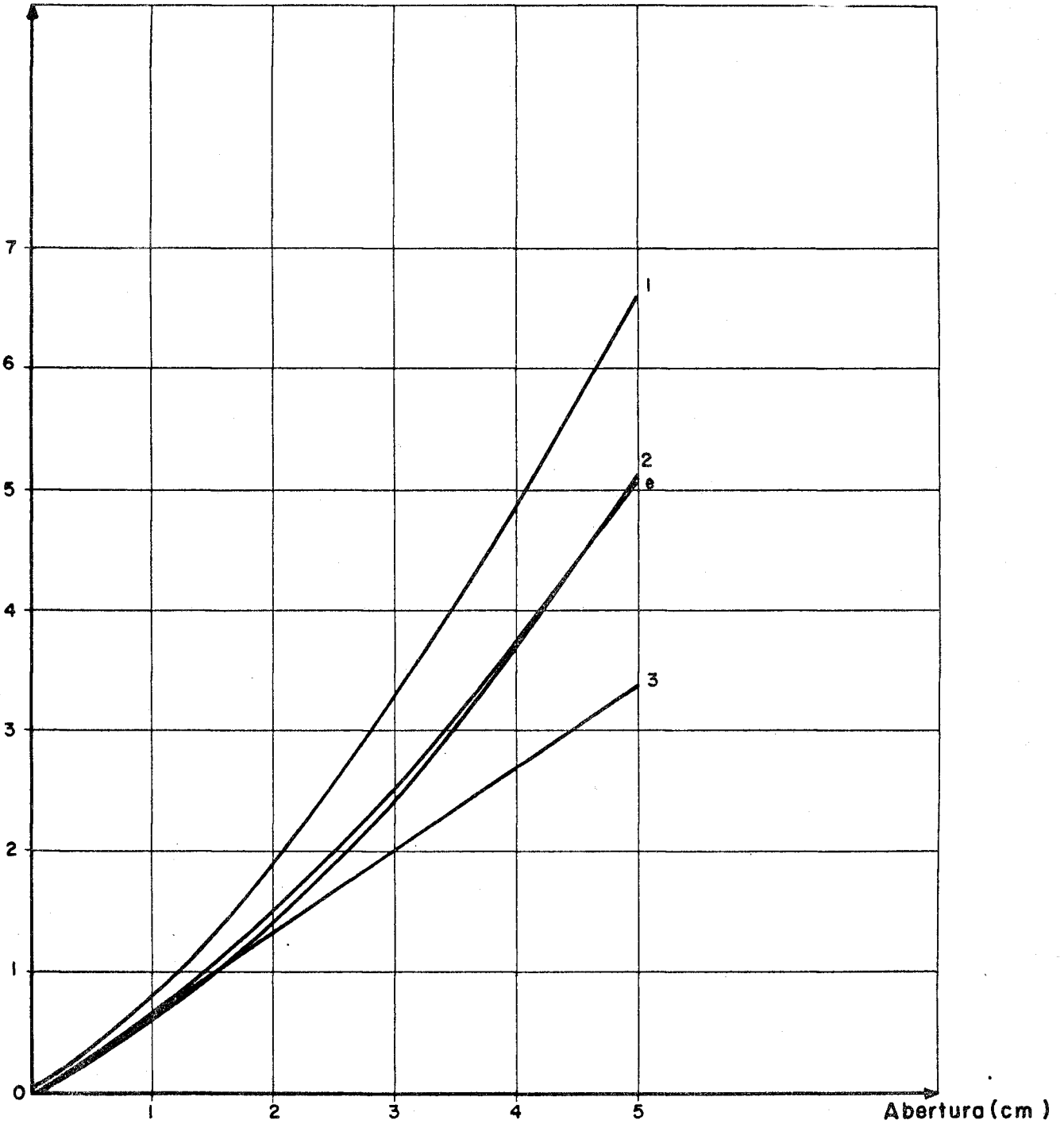


Fig. 10-4 - Queda de reatividade calculada e experimental para a Unidade Crítica da G.A.

e - experimental
vs. "void streaming"

$\frac{\delta K}{K}$ % Obs: Não há referência sôbre o desvio porcentual dos pontos da curva experimental

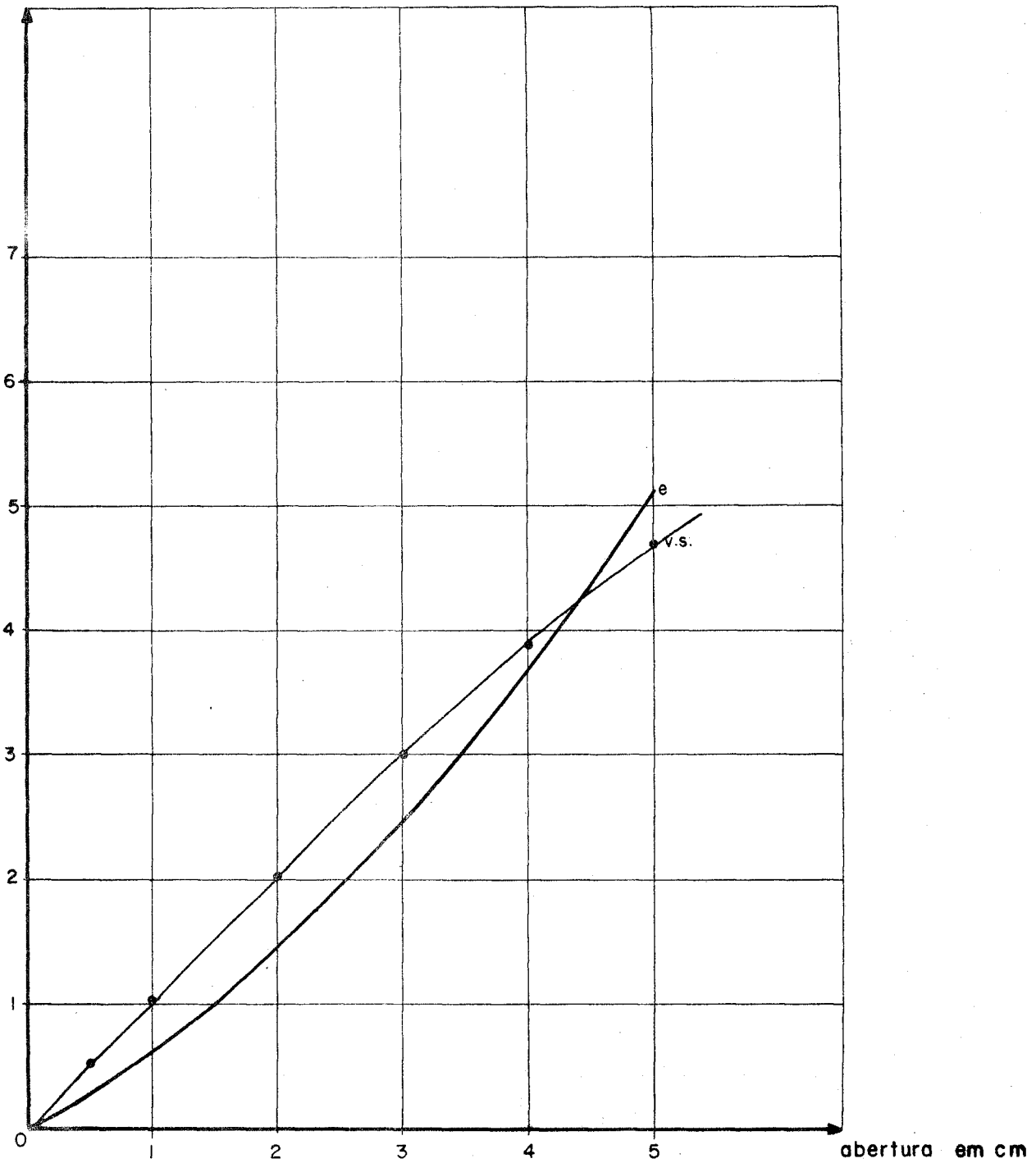


Fig. 10-5 - Queda de reatividade calculada e experimental para a Unidade Crítica da G.A.

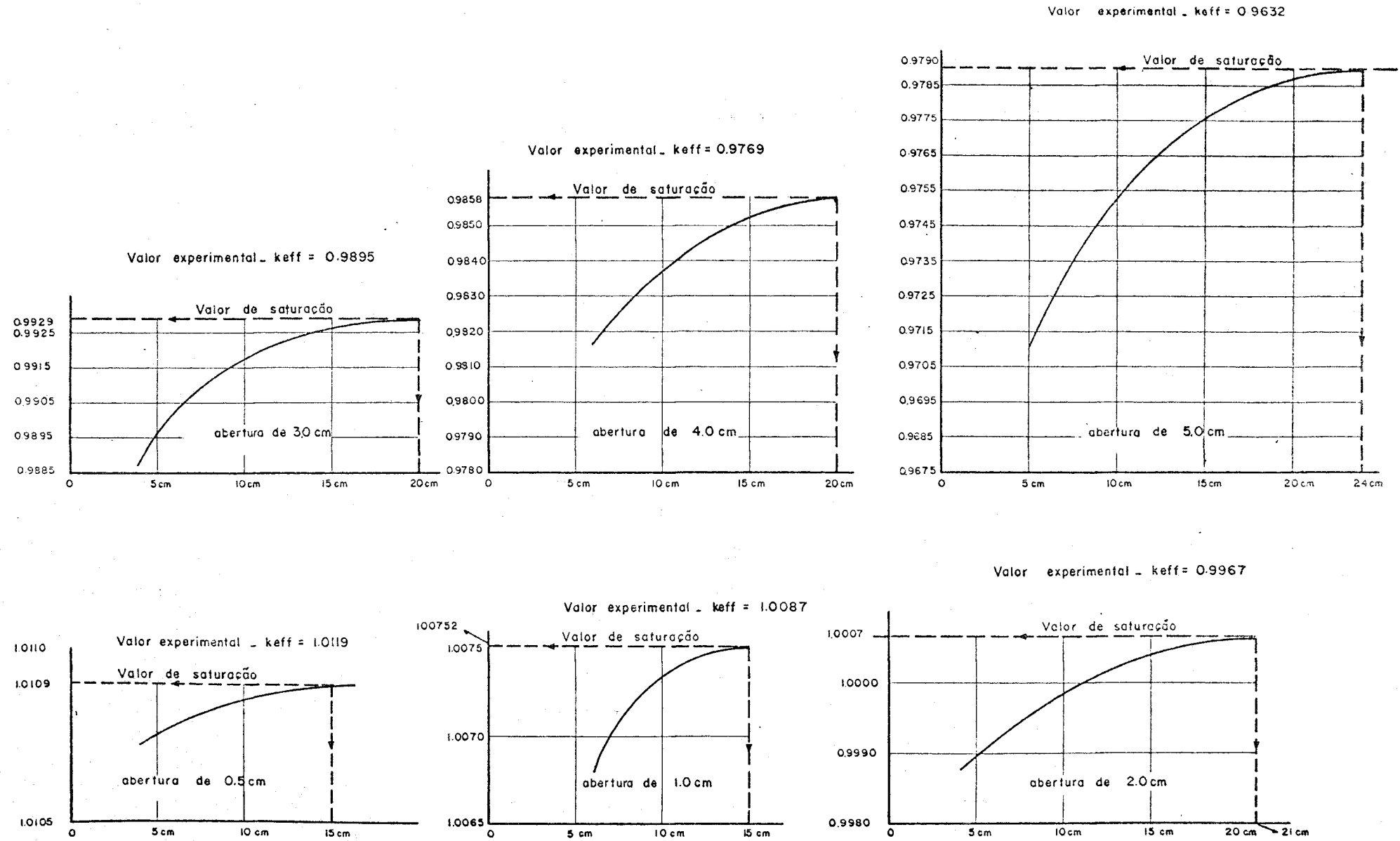


Fig.10-6- Obtenção do k_{eff} com abertura por homogenização para a Unidade Crítica da G.A.

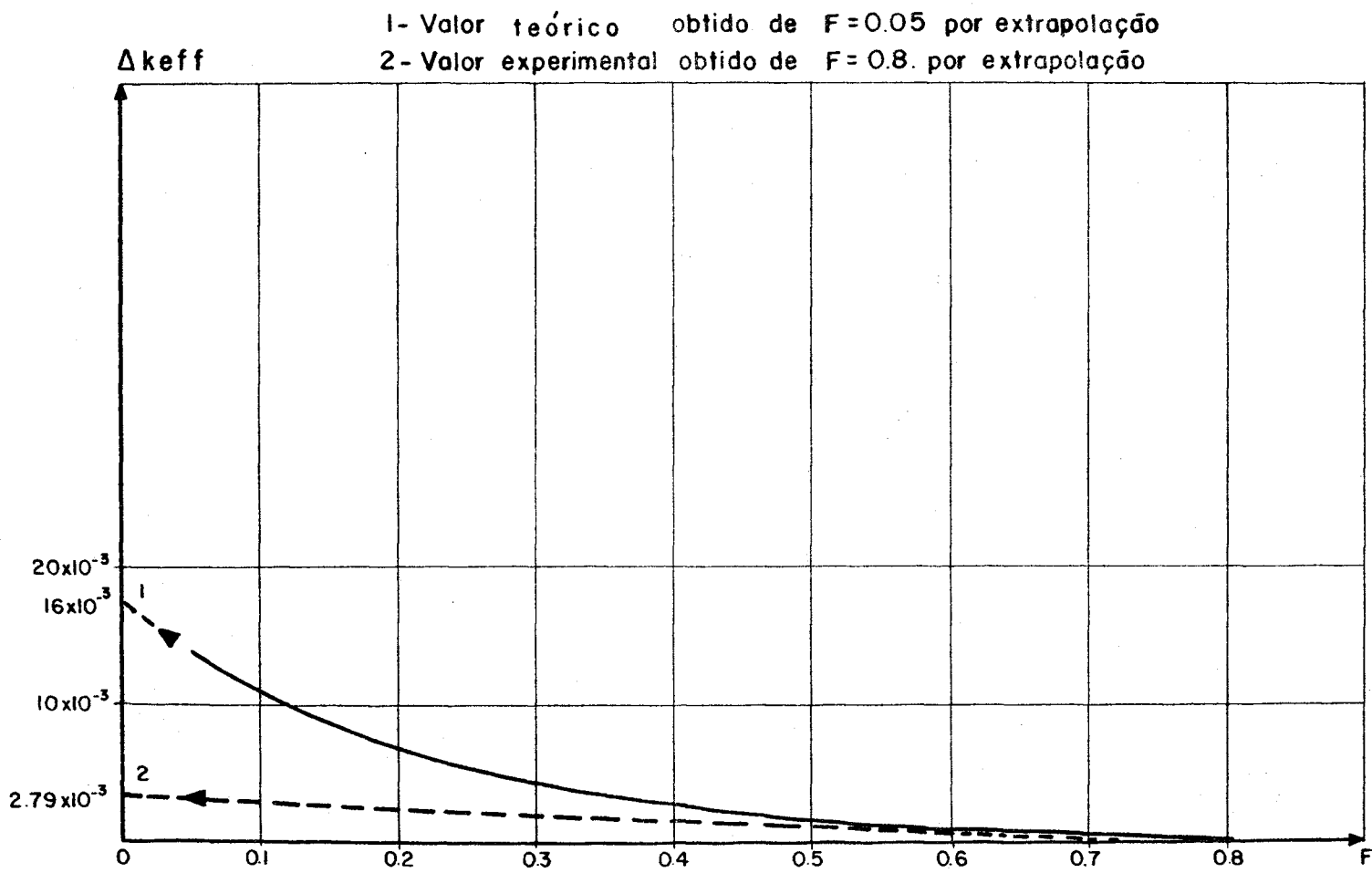


Fig. 10-7- Curva de diluição para abertura de 0,5 cm para a Unidade Crítica da G.A.

1- valor teorico obtido a partir de $F = 0.1$ por extrapolação

2- valor experimental obtido a partir de $F = 0.8$ por extrapolação

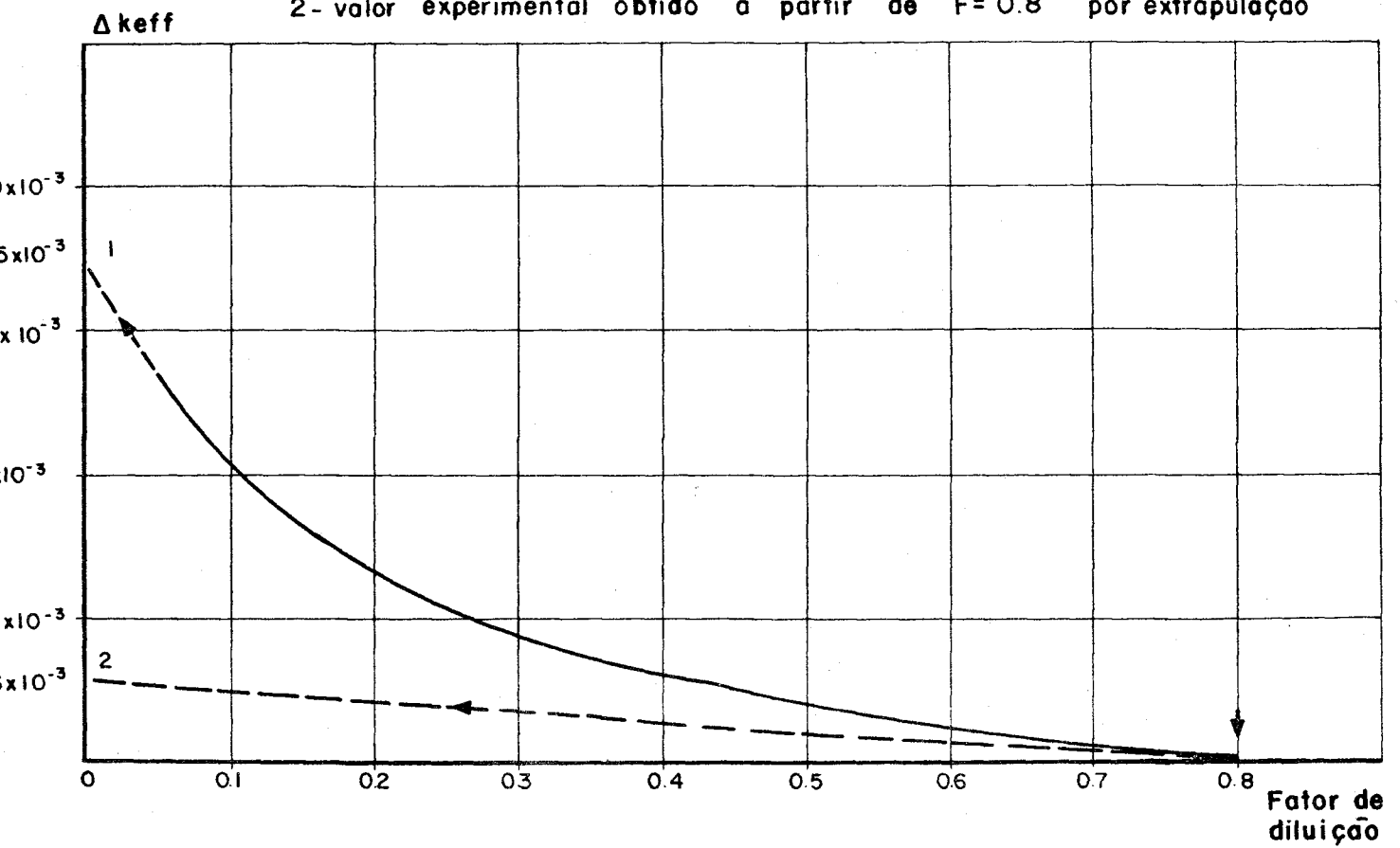


Fig.10-8 - Curva de diluição para abertura de 1,0cm para a Unidade Crítica da G.A.

1- Valor teórico obtido a partir de $F=0.1$ por extrapolação
2- Valor experimental obtido a partir de $F=0.75$ por extrapolação

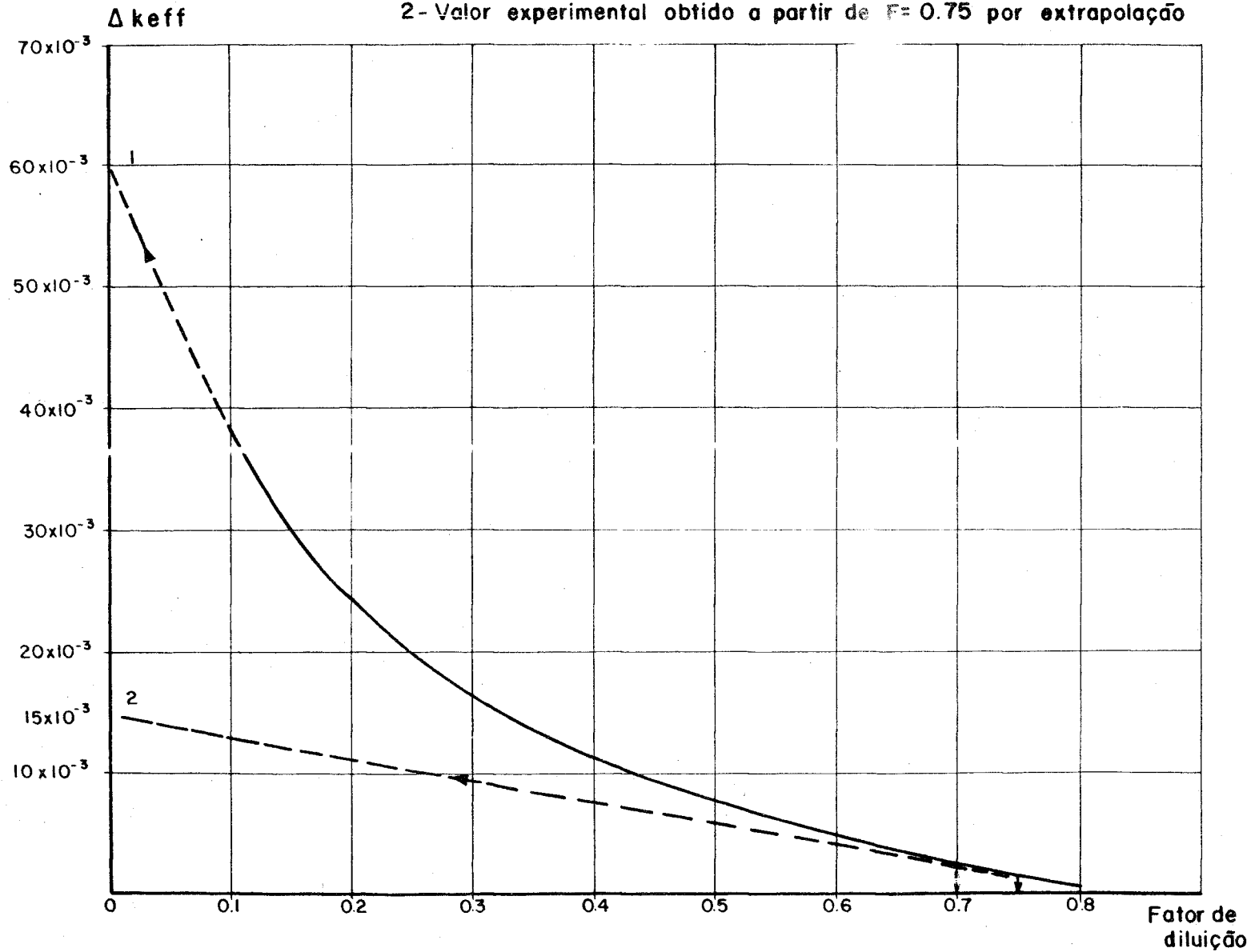


Fig.10-9 - Curva de diluição para abertura de 2.0 cm para a Unidade Crítica da G.A.

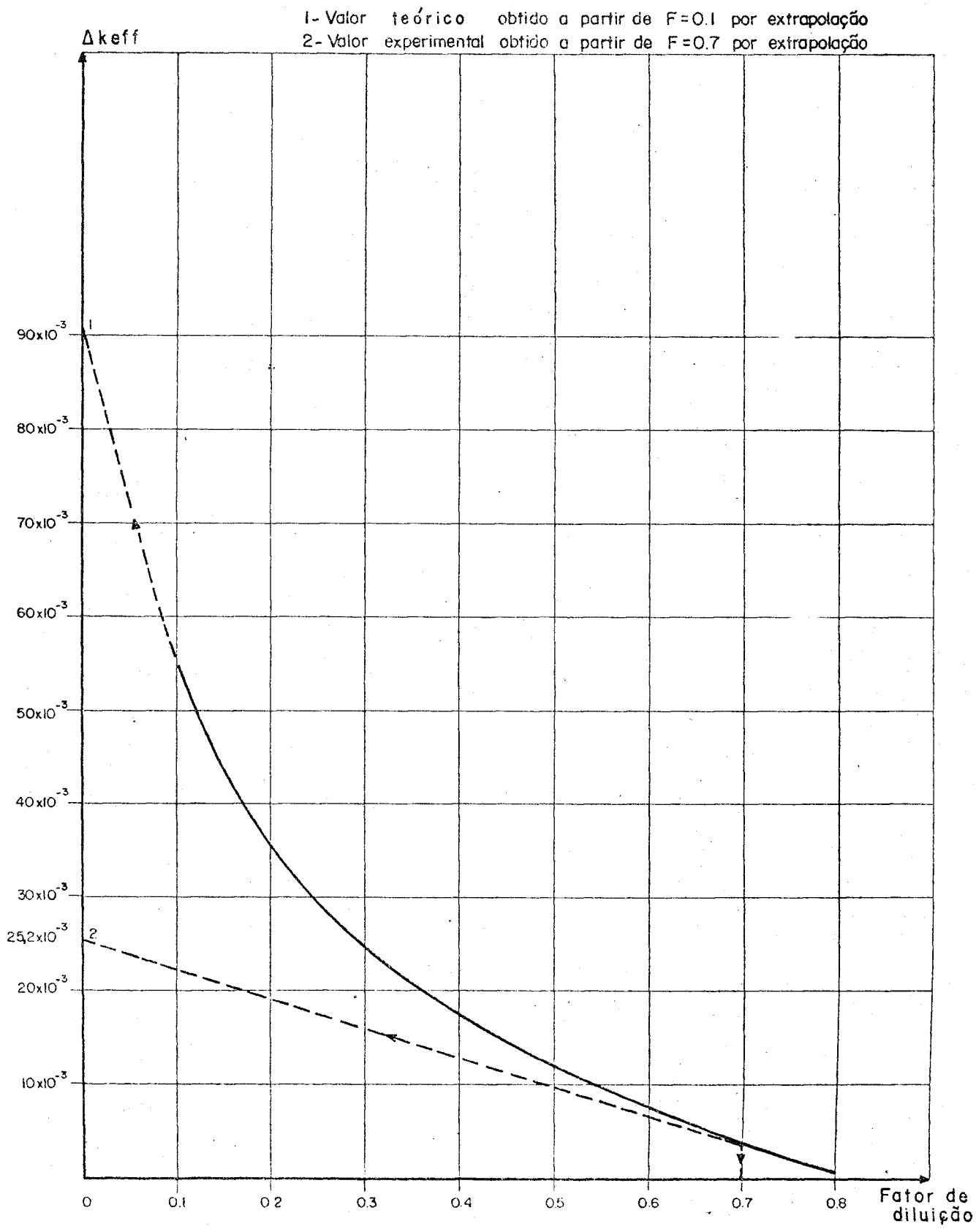


Fig.10-10-Curva de diluição para abertura de 3,0 cm para a Unidade Crítica da G.A.

1- valor teórico obtido a partir de $F = 0.1$ por extrapolação

2- valor experimental obtido a partir de $F = 0.6$ por extrapolação

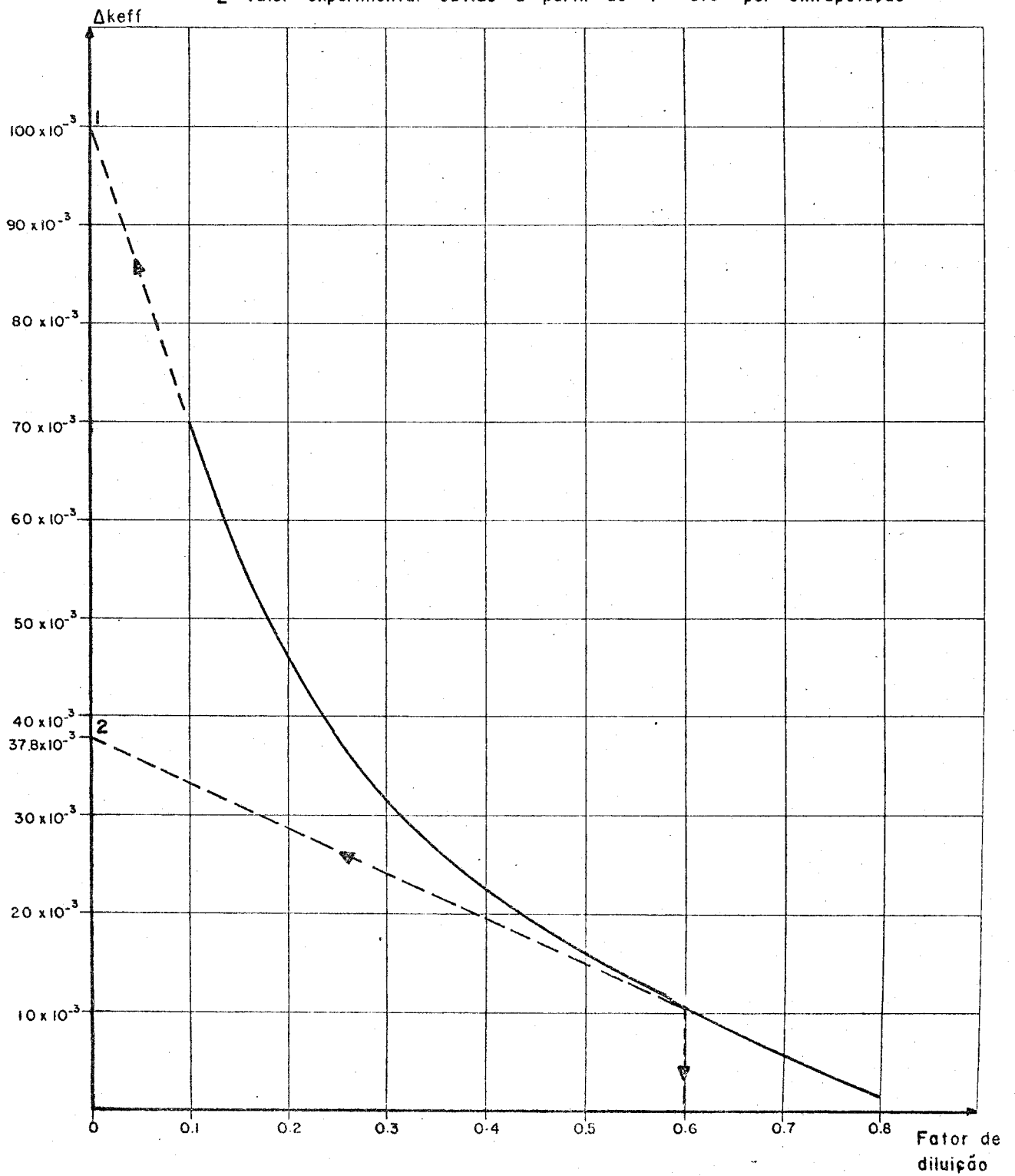


Fig. 10-II - Curva de diluição para abertura de 4,0 cm para a Unidade Crítica da G.A.

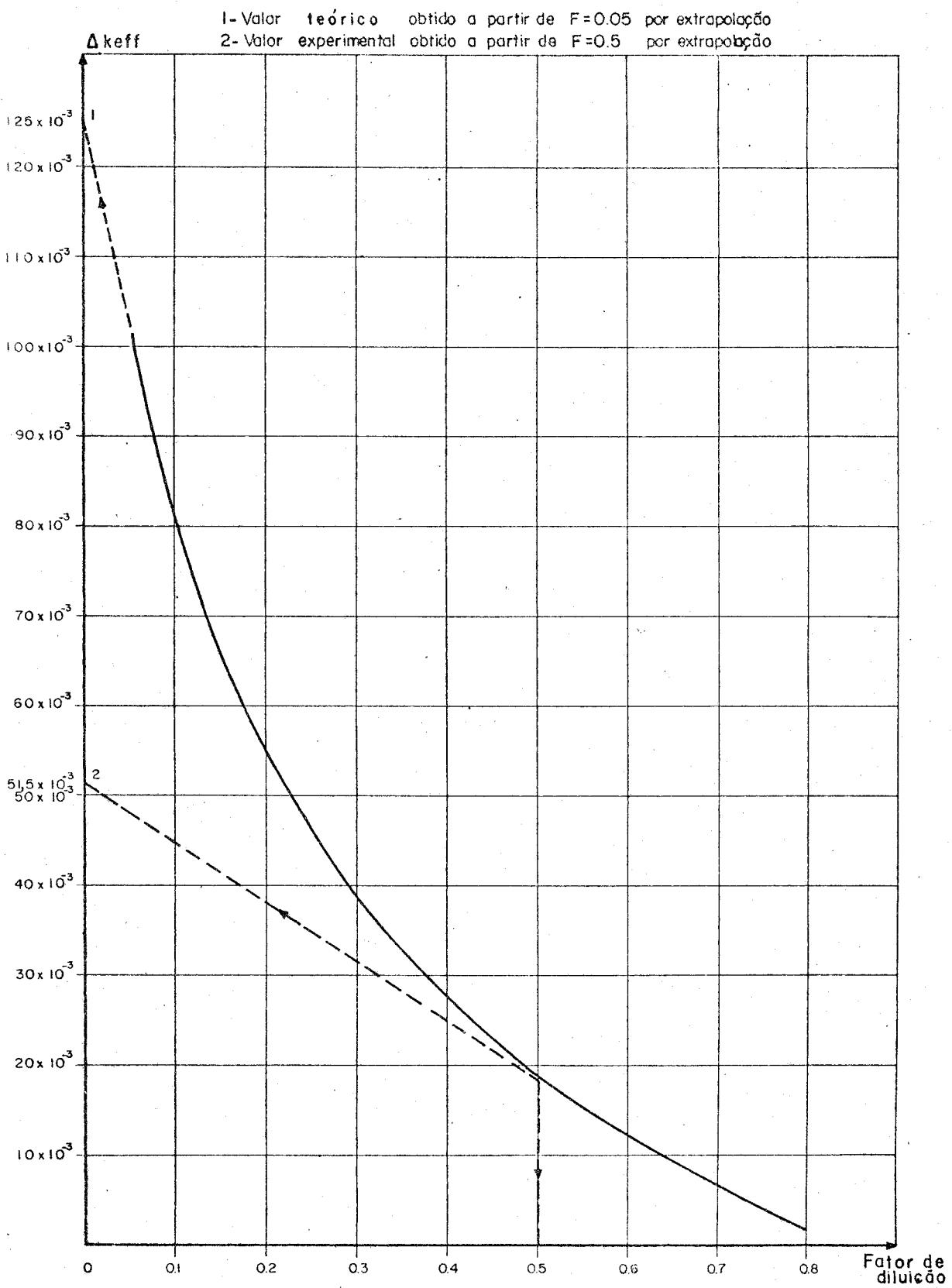


Fig. 10-12 - Curva de diluição para abertura de 5.0 cm para a Unidade Crítica da G.A.

e - experimental - $\approx 0.027 \text{ } \$/\text{seg.}$ - adição média de reat.
 1 - Exterminador direto - $\approx 0.033 \text{ } \$/\text{seg.}$ - adição média de reat.
 2 - G.A. Tamor - $\approx 0.0365 \text{ } \$/\text{seg.}$ - adição média de reat.

Obs: A velocidade final de aproximação à partir da separação de 5 cm é $v = 0,2 \text{ mm/s}$ e $\rho = \frac{\partial k}{K} \times v \text{ (}\$/\text{s)}$

$$1 \text{ } \$ = \frac{\partial k}{K} = 0,0069$$

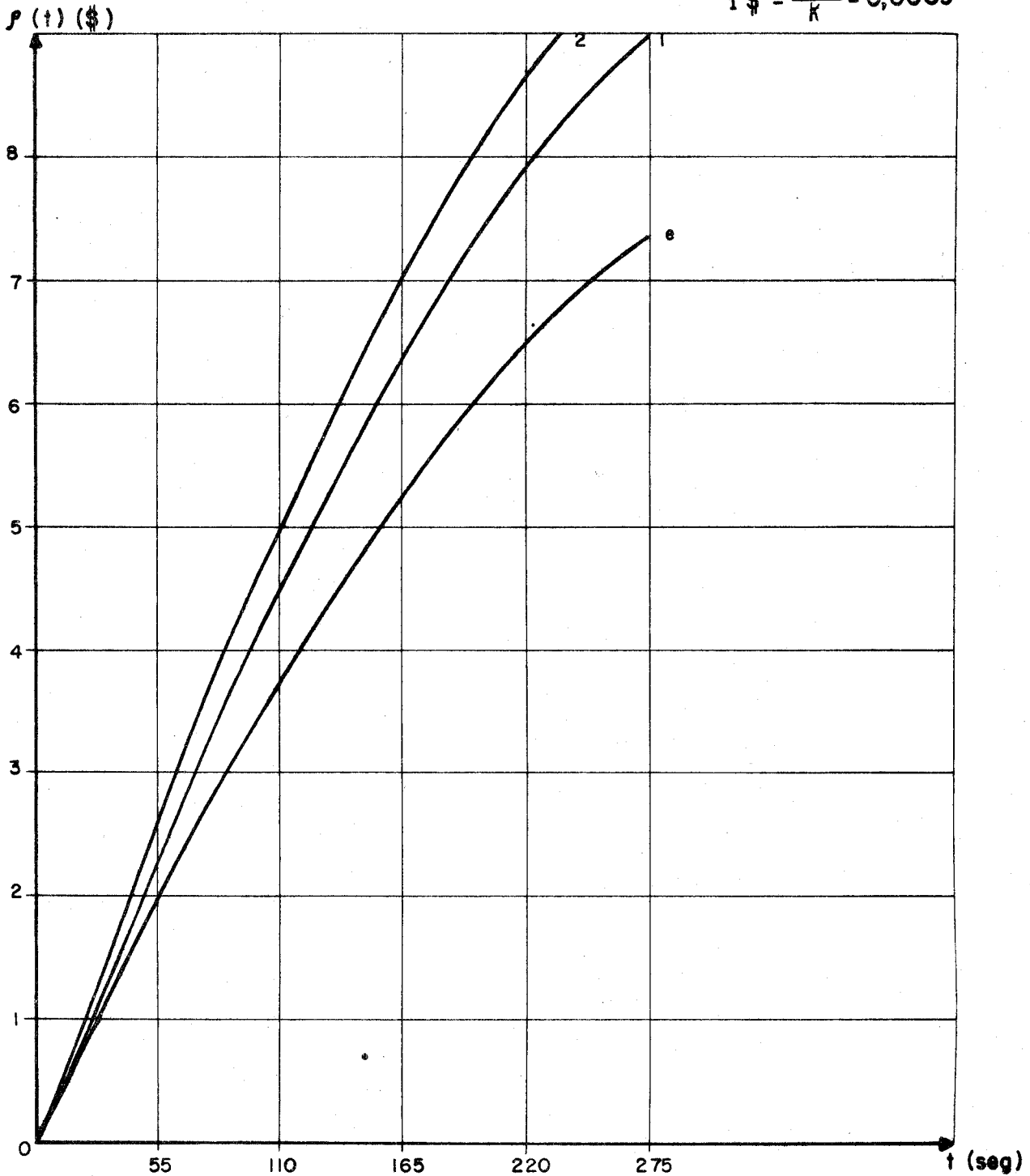


Fig.10-13 - Adição de reatividade com o tempo calculada e experimental para a Unidade Crítica da G.A.

APÊNDICE 11 - Referências Bibliográficas

1. BROWN, J. R. et alii. Hazards summary report for the HTGR critical facility and addendum. San Diego, General Dynamics Corp., Div., Feb. 1960. (GA-1210).
2. CARLSON, B. The numerical theory of neutron transport. In: Methods in computational physics, v.1. Statistical physics. New York, Academic Press, 1963, p. 1-42.
3. _____ et alii. The DSN and TDC neutron transport codes. Los Alamos, N. Mex., Los Alamos Scientific Lab., Feb. 1960 (LAMS-2346). [Microficha] :
4. CHERNICK, J. & KAPLAN, I. The nuclear reactor with a transverse air gap. J. nucl. Energy, London, 2 :41-51, 1955.
5. ENGLE JR., W. W. A users manual for ANISN: a one dimensional discrete ordinates transport code with anisotropic scattering. Oak Ridge , Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant, Mar. 1967. (K-1693).
6. FERREIRA, A.C.A. Projeto do caroço do reator de potência zero do Instituto de Energia Atômica. São Paulo, 1974. (Dissertação de Mestrado).
7. FOWLER, T.B. et alii. EXTERMINATOR-1: a Fortran VI code for solving multigroup neutron diffusion equations in two dimensions. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., Feb. 1965. (ORNL-TM-842).
8. _____ et alii. EXTERMINATOR-2: a Fortran VI code for solving multigroup neutron diffusion equations in two dimensions. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., Apr. 1967. (ORNL-4078).
9. GOLDBERGER, M.L. et alii. The Effect of Gap on Pile Reactivity, CP3443, (Feb. 20, 1946) apud TAMOR, S. The effects of gaps on pile reactivity. Oak Ridge National Lab., July 1952. (ORNL-1320).

APENDICE 11 - (cont.)

10. GREENE, N.M. & CRAVEN JR., C.W. XSDRN: a discrete ordinates spectral averaging code. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., July 1969. (ORNL-1320).
11. KATO, W.Y. et alii. Safety analysis report: Argonne Fast Critical Facility (ZPR-VI). Argonne, Argonne National Lab., Dec. 1963 . (ANL-6271).
12. _____ et alii. Final safety analysis report on the use of plutonium in ZPR-6 and 9. Argonne, Argonne National Lab., Feb. 1970 . (ANL-7442).
13. LATHROP, K.D. & CARLSON, B.C. Discrete ordinates angular quadrature of the neutron transport equation. Los Alamos, N. Mex., Los Alamos Scientific Lab., Sep. 1964. (LA-3186).
14. MYNATT, F.R. DOT-2: two dimensional discrete ordinates transport code. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., Rev. Set. 1969 (K-1694).
15. OLSEN, T. Void streaming in Sn calculations. Nucl. Sci. Engng, Hinsdale, Ill., 21(2):271-2, 1965.
16. POUND, D.C. et alii. Hazards report for modified HTGR critical facility. San Diego, Calif., General Dynamics Corp., General Atomic Div., Feb. 1966. (GA-6452, Rev.2).
17. SUICH, J.E. & HONECK, H.C. The HAMMER system: heterogeneous analysis by multigroup methods of exponentials and reactors. Aiken, S. C., Savannah River Lab., Jan. 1967. (DP-1064).
18. TAMOR, S. The effects of gaps on pile reactivity . Oak Ridge, Oak National Lab., July 1952. (ORNL-1320).
19. ZIMMERMAN, E. L. A graphite moderated critical assembly, CA-4. In: BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY, Upton, N.Y. Proceedings of the French-American conference on graphite reactors... November 12 to 15, 1957. Upton, N.Y. Set. 1958. (BNL-489 , p.239-74, e, Y-881)