

587802370



UM ESTUDO SOBRE OS MÉTODOS DE CÁLCULO DE REATIVIDADE DE
BARRAS DE CONTROLE EM UNIDADES CRÍTICAS MODERADAS POR GRAFITA

Horácio Nakata

DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 056

MAIO/1978

**UM ESTUDO SOBRE OS MÉTODOS DE CÁLCULO DE REATIVIDADE DE
BARRAS DE CONTROLE EM UNIDADES CRÍTICAS MODERADAS POR GRAFITA**

Horácio Nakata

**Dissertação para obtenção do Título de "Mestre em
Ciências Aplicadas" – Orientador Prof. Dr. Yoshiyuki Hukal
Apresentada e defendida em 19 de dezembro de 1976,
na Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.**

APROVADA PARA PUBLICAÇÃO EM JUNHO/1977

CONSELHO DELIBERATIVO

MEMBROS

Klaus Heinech - Presidente
Roberto D'Utra Vaz
Helcio Modesto da Costa
Ivano Humbert Marchesi
Admar Cervellini

PARTICIPANTES

Regina Elisabete Azevedo Beretta
Fábio G...

SUPERINTEN Δ ¶

Rôti Δ F/airo Piaroni

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal 11.049 (Pinheiros)
Cidade Universitária "Armando de Sales Oliveira"
SÃO PAULO - BRASIL

ÍNDICE

| | Página |
|---|-----------|
| 1 – INTRODUÇÃO | 1 |
| 1.1 – Prefácio | 1 |
| 1.2 – Histórico | 2 |
| 1.3 – Descrição Qualitativa | 3 |
| 1.4 – Objetivo do Trabalho | 3 |
| 2 – DESCRIÇÃO DA UNIDADE CRÍTICA | 4 |
| 2.1 – O Reator | 4 |
| 2.2 – Barra de Combustível | 4 |
| 2.3 – Barra de Grafita | 4 |
| 2.4 – Barra de Controle | 4 |
| 2.5 – Composição do Reator | 5 |
| 2.6 – Composição das Barras | 10 |
| 3 – TEORIA E SUAS LIMITAÇÕES | 11 |
| 3.1 – Método da Supercélula | 11 |
| 3.2 – Método de Nordheim-Scalettar | 12 |
| 3.3 – Vantagens e Limitações dos Métodos | 13 |
| 4 – DESENVOLVIMENTO DOS CÁLCULOS | 13 |
| 4.1 – Introdução | 13 |
| 4.2 – Etapa A: Cálculo de Secções de Choque do Reator | 14 |
| 4.2.1 – Célula Unitária da Região Central | 16 |
| 4.2.2 – Célula Unitária do Anel Acionador | 16 |
| 4.3 – Etapa B: Cálculo do Kef do Reator sem Barra de Controle | 17 |
| 4.4 – Etapa C: Cálculo de Supercélula -- Secção de Choque da Barra de Controle | 17 |
| 4.4.1 -- Supercélula | 19 |
| 4.4.2 – Definição das Zonas da Supercélula | 19 |
| 4.4.3 – Definição do Raio da Supercélula | 20 |
| 4.4.4 – Secções de Choque | 20 |
| 4.4.5 – Balanço de Nêutrons na Supercélula | 22 |
| 4.4.6 – Distribuição Espacial dos Fluxos | 22 |
| 4.5 – Etapa D: Cálculo do Kef do Reator com Barra de Controle – Método da Supercélula | 24 |
| 4.5.1 – Parâmetros de Difusão | 24 |
| 4.5.2 – Definição da Malhagem | 26 |
| 4.5.3 – Resultados | 28 |

| | Página |
|---|--------|
| 4.6 – Etapa E: Cálculo do Kef do Reator com Barra de Controle – Método de Nordheim-Scalettar | 31 |
| 4.6.1 – Condição de Contorno | 31 |
| 4.6.2 – Resultados | 34 |
| | |
| 5 – COMPARAÇÃO COM A EXPERIÊNCIA | 34 |
| 5.1 – Barra Semi-Inserida | 34 |
| 5.2 – Incertezas de Cálculo | 36 |
| 5.3 – Método de Supercélula | 39 |
| 5.4 – Método de Nordheim-Scalettar | 43 |
| 5.5 – Reator C/U = 2500 | 43 |
| | |
| 6 – CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES | 44 |
| 6.1 – Conclusões | 44 |
| 6.2 – Recomendações | 44 |
| | |
| APÊNDICE A – Contribuição da Barra de Controle no Aumento de Fuga de Nêutrons do Reator | 45 |
| | |
| APÊNDICE B – Aproximação de Wigner-Seitz | 47 |
| | |
| APÊNDICE C – Comparação dos Cálculos de Supercélula: HAMMER-XSDRN | 49 |
| | |
| APÊNDICE D – Condição para Escolha do Espaçamento dos Pontos Nodais no Programa ANJSN e Malhagem Utilizada na Supercélula dos Reactores C/U = 2500 e C/U = 5000 | 51 |
| | |
| APÊNDICE E – Relação ψ_{ass}/ψ_t Calculada por K. M. Case e outros ⁽⁹⁾ , Supondo Fonte e Espalhamento Isotrópicos | 52 |
| | |
| APÊNDICE F – Efeito da Aproximação da Equação de Diferenças Finitas na Teoria de Difusão. | 53 |
| | |
| APÊNDICE G – Composição da Célula Unitária da Região Central no Reator de Composição C/U = 5000. | 55 |
| | |
| APÊNDICE H – Composição da Célula Unitária do Anel Acionador no Reator de Composição C/U = 5000. | 56 |
| | |
| APÊNDICE I – Composição da Supercélula | 57 |
| | |
| APÊNDICE J – Parâmetros de Difusão Obtidos do Programa HAMMER para o Reator de Composição C/U = 5000 | 58 |

| | |
|---|----|
| APÊNDICE L – Parâmetros de Difusão Utilizados na Área onde a Barra de Controle é Diluída, para o Reator C/U = 5000 | 59 |
| REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS | 61 |

UM ESTUDO SOBRE OS MÉTODOS DE CÁLCULO DE REATIVIDADE DE BARRAS DE CONTROLE EM UNIDADES CRÍTICAS MODERADAS POR GRAFITA

Horácio Nakata

RESUMO

Apresenta-se, ~~um estudo~~, um estudo sobre os métodos de cálculo da reatividade de barras de controle em unidades críticas moderadas por grafita.

Os resultados do cálculo teórico, desenvolvido por meio do método da supercélula e do método de Nordheim-Scalettar, são comparados com os resultados experimentais da Unidade Crítica da General Atomic.

Conclui-se que os dois métodos são aplicáveis ao cálculo da reatividade das barras de controle em unidades críticas moderadas por grafita.

1 – INTRODUÇÃO

1.1 – Prefácio

A idéia de usar-se barra de controle surgiu juntamente com a primeira reação em cadeia, conseguida por Enrico Fermi e sua equipe, em 1942, quando se usou o cádmio como material absorvedor. A partir daí o uso de barras de controle tornou-se uma constante em todos os reatores nucleares.

Surgiu, assim, a necessidade de calcular-se a reatividade das barras de controle. Já em 1944, A. M. Weinberg e E. P. Wigner⁽⁵⁶⁾ idealizaram o primeiro método, muito simplificado para o cálculo analítico. Este modelo foi o ponto de partida para as teorias mais avançadas desenvolvidas por vários autores, cada qual introduzindo contribuições significativas.

Até o início da década de 60 a dificuldade maior era ocasionada pela escassez de recursos numéricos. Não havendo computadores rápidos no processamento e não sendo eles de grande memória, a solução mais adequada era a combinação de resultados de experiências críticas aos métodos analíticos, com resultados satisfatórios.

A partir de 1960, com a crescente disponibilidade de computadores eficientes, surgiram novos programas para o cálculo de reatores. Os programas de transporte para a geração de seções de choque, começaram a fornecer dados confiáveis aos novos programas de difusão multidimensionais, ao mesmo tempo em que eram editadas compilações de novas bibliotecas de seções de choque. O uso de computadores tornou-se procedimento obrigatório para projeto de reatores; o procedimento analítico sendo substituído por resultados numéricos.

Atualmente, determina-se a reatividade da barra de controle com o uso de métodos sobejamente conhecidos. Para a obtenção de melhores resultados os reatores de potência são projetados utilizando-se os métodos numéricos e os dados experimentais obtidos por meio de protótipos e unidades críticas.

Uma unidade crítica, entretanto, difere substancialmente de um reator protótipo ou de potência. Tem por finalidade primordial oferecer condições para o conhecimento de dados nucleares e servir de suporte na elaboração de métodos de cálculo. Portanto, não existe a possibilidade de se apoiar, na fase de seu projeto, em dados experimentais, exceto os obtidos em unidades críticas semelhantes.

As barras de controle de uma unidade crítica exibem uma configuração geométrica diferente da de um reator de potência. Por sua finalidade e sendo de tamanho menor, suas barras são bem mais efetivas e, portanto, não são em grande número.

Embora os métodos de cálculo de barras de controle de reatores de potência sejam bem comprovados, o cálculo em unidades críticas foram negligenciados. Propõe-se, neste trabalho, o estudo de métodos de cálculo da reatividade de barras de controle em unidade crítica moderada por grafita, confrontando-se os resultados teóricos com os dados experimentais disponíveis.

1.2 – Histórico

O primeiro método, conhecido por Método de Nordheim-Scalettar, foi proposto por A. M. Weinberg e E. P. Wigner⁽⁵⁶⁾ que, em 1944, idealizaram um método simplificado para a determinação da reatividade de barra de controle: reator homogêneo, cilíndrico, sem refletor, com uma barra de controle localizada no eixo central, absorvendo nêutrons térmicos e sendo transparente para nêutrons rápidos. O fluxo térmico se anula no raio efetivo da barra e o fluxo rápido apresenta gradiente nulo na superfície da barra.

Em 1946, R. Scalettar e L. W. Nordheim⁽⁴⁷⁾ e mais tarde, em 1950, H. L. Garabedian⁽¹⁹⁾ estudaram a reatividade de várias barras de controle distribuídas segundo uma circunferência centrada no eixo de um reator cilíndrico. Admitiram a distribuição do fluxo neutrônico como o resultado de duas soluções do reator crítico: uma solução regular em todo o reator e uma solução singular no centro da barra de controle. Trataram a questão em dois grupos de energia: grupo térmico altamente absorvedor de nêutrons e grupo rápido transparente aos nêutrons. Como aproximação desprezou a dependência angular da solução singular.

Outros autores^(3,10,22,36,40,46), estenderam a aplicabilidade do método a diferentes geometrias de barra de controle e estudaram detalhadamente a absorção nos grupos rápidos.

Em 1956, Feinberg e Galanin⁽¹³⁾ introduziram o método heterogêneo para calcular a efetividade das barras de controle. Esse método foi uma extensão do método de Nordheim-Scalettar, com a aproximação de sorvedouro puntual para as barras de controle. Porém, devido à reduzida aplicabilidade do método e trabalho computacional considerável, foi abandonado.

Com o desenvolvimento de computadores^(24,31) e novos processos de aceleração de cálculo numérico, surgem os rápidos programas multidimensionais baseados na teoria de difusão e na teoria de transporte, possibilitando a utilização do método de supercélula para a determinação da reatividade da barra de controle.

Os métodos analíticos foram sendo gradativamente substituídos pela resolução numérica, que se tornava eficaz e veloz. Embora no início da década de 60 fosse freqüente o uso de métodos analíticos para o anteprojeto de reatores, muitas vezes onde existisse computador de grande porte e rápido, optava-se pelo método numérico⁽²¹⁾ que se mostrava mais eficaz sem maiores complicações ou consumo de tempo.

Baseando-se nas consultas pessoais aos especialistas estrangeiros, W. J. Oosterkamp, B. R. Seghal e K. Penndorf, em visita ao Instituto de Energia Atômica, e na consulta à literatura especializada, chegou-se à conclusão de que os métodos atualmente largamente utilizados são o método de Nordheim-Scalettar e o método da Supercélula. Tipicamente, a precisão dos cálculos teóricos variam de

5 % a 20 %^(2,11,20,34,37,45), comparados com resultados experimentais, dependendo da complexidade da configuração do reator e da localização da barra de controle.

1.3 – Descrição Qualitativa

A barra de controle em um reator age sobre a população de nêutrons, fundamentalmente, através de dois fenômenos: absorção e fuga. A absorção de nêutrons decorre da alta seção de choque dos materiais usados e, com a conseqüente deformação do fluxo neutrônico no reator, a fuga é alterada. Demonstra-se, conforme Apêndice A, que uma barra introduzida no centro de um reator cilíndrico, sem refletor, absorve nêutrons aproximadamente na mesma proporção que contribui para o aumento da fuga, independentemente da eficiência da barra.

O comportamento do nível de potência do reator, face à variação da posição da barra de controle, dependerá do fator de multiplicação final, subcrítico ou supercrítico.

Nos dois casos haverá duas situações a serem consideradas: fator de multiplicação próximo à unidade e bem afastado dela.

Quando o fator de multiplicação estiver próximo à unidade, isto é, diferir da unidade menos do que a fração de nêutrons atrasados, a potência terá dois comportamentos distintos: haverá um breve período, frações de segundo, durante o qual os nêutrons prontos se acomodarão à nova situação, com diminuição ou aumento de potência, conforme o reator seja sub-crítico ou super-crítico, e, após alguns segundos de transição, a potência variará exponencialmente com período proporcional à vida média efetiva dos nêutrons atrasados e inversamente proporcional à diferença entre a unidade e o fator de multiplicação. Este período é geralmente de centenas de segundos, e é conhecido como período estável ou período do reator.

Quando o fator de multiplicação for bem abaixo da unidade, após o período de transição, o reator apresentará período nunca inferior a aproximadamente 80 segundos, vida média do precursor de nêutrons atrasados de decaimento mais lento.

Para o reator supercrítico, um aumento do fator de multiplicação tal que ultrapasse da unidade o equivalente à fração de nêutrons atrasados, provocará a criticalidade dos nêutrons prontos; a população de nêutrons prontos será auto-sustentável, independentemente da contribuição dos nêutrons atrasados. Nessas condições o período do reator será determinado pela vida média dos nêutrons prontos, com sérios riscos de segurança. Em um segundo a potência do reator poderá se multiplicar de maneira catastrófica. Na realidade, os reatores possuem dispositivos de segurança muito eficazes, e tal acontecimento dificilmente ocorrerá. Uma das medidas de segurança está relacionada com a eficiência de uma barra de controle. Se uma barra, isoladamente, não tiver capacidade de alterar o fator de multiplicação em uma quantidade tal que exceda a fração de nêutrons atrasados no reator, a retirada acidental de uma barra não será calamitosa. E os reatores são projetados de maneira a permitirem a retirada de apenas uma barra de controle por vez.

1.4 – Objetivo do Trabalho

O estudo proposto no presente trabalho orientar-se-á no sentido de estudar a aplicabilidade do Método da Supercélula e do Método de Nordheim-Scalettar no cálculo de reatividade de barras de controle em Unidades Críticas Moderadas por Grafita, tendo em vista a construção, no Instituto de Energia Atômica, de um Reator de Potência Zero (RPZ)⁽¹⁴⁾, com a finalidade de servir ao treinamento de pessoal, operadores e físicos de reatores.

Esse estudo é justificado pela escassez de trabalhos publicados na literatura relacionados com o cálculo teórico.

Para a confrontação do resultado teórico, optou-se pela escolha da Unidade Crítica da General Atomic^(4.44), dada sua semelhança quanto à geometria e à finalidade com o Reator de Potência Zero.

2 – DESCRIÇÃO DA UNIDADE CRÍTICA

2.1 – O Reator

A Unidade Crítica da General Atomic^(4.44) é um reator do tipo mesa-partida, moderado por grafita. A Figura 2.1 apresenta uma vista geral do reator e a Figura 2.2 alguns detalhes de uma de suas faces.

Cada metade do reator, é composta de 2879 tubos de alumínio, sobrepostos horizontalmente e soldados uns aos outros nas extremidades. Eles formam um arranjo quadrado de 213,36 cm de lado, tendo por profundidade 91,44 cm. Cada tubo mede 2,0195 cm de raio interno e 2,1080 cm de raio externo, nominalmente. Após a montagem dos tubos na estrutura da mesa-partida, as medidas efetuadas revelaram que o distanciamento médio entre os centros de dois tubos adjacentes é de 4,224 cm. Esta dimensão será considerada como diâmetro externo para os cálculos nucleares. A massa de Al (densidade = 2,699 g/cm³) é em média 276 g em cada tubo.

As barras de combustível e as barras de grafita são inseridas nesses tubos para compor as regiões do reator. Conforme ilustra a Figura 2.3, alguns tubos são reservados para a inserção de 2 barras de ajuste fino, 4 barras de controle e 1 fusível nuclear de segurança.

Para a introdução do fusível nuclear são retirados 3 tubos de alumínio. O fusível é um tubo de alumínio com 5,08 cm de diâmetro externo e comprimento de 134,62 cm. O absorvedor gasoso BF₃, é comprimido na extremidade exterior, fora do núcleo ativo, sob pressão de 2000 psi. Qualquer aumento excessivo do fluxo neutrônico provocará a fusão da solda que retém o diafragma, liberando o gás que passará a ocupar todo o volume do tubo. Os espaçadores de grafita têm como função evitar a fuga de nêutrons e compensar a perturbação introduzida pelo tubo do fusível.

2.2 – Barra de Combustível

As barras de combustível medem 86,1 cm de comprimento ativo. O combustível compõe-se de U₃O₈, enriquecido a 93,2% em massa de U-235. As pastilhas, de 1,8923 cm de raio, são formadas a partir da compactação sob pressão, a frio, da mistura de U₃O₈, grafita em pó e piche, as quais são depois cozidas à temperatura de 700°C durante 30 minutos. As pastilhas introduzidas num tubo de alumínio de 1,9240 cm e 1,9749 cm de raio interno e externo, formam uma barra de combustível.

2.3 – Barra de Grafita

As barras de grafita são cilíndricas, com 1,9940 cm de raio e 87,63 cm de comprimento. A densidade da grafita é de 1,848 g/cm³.

2.4 – Barra de Controle

As barras de ajuste fino não serão descritas, visto que no presente cálculo não serão consideradas.

As barras de controle são em número de 8. São inseridas, horizontalmente, 4 barras em cada face.



Figura 2.1 - Vista Geral do Reator da General Atomic.

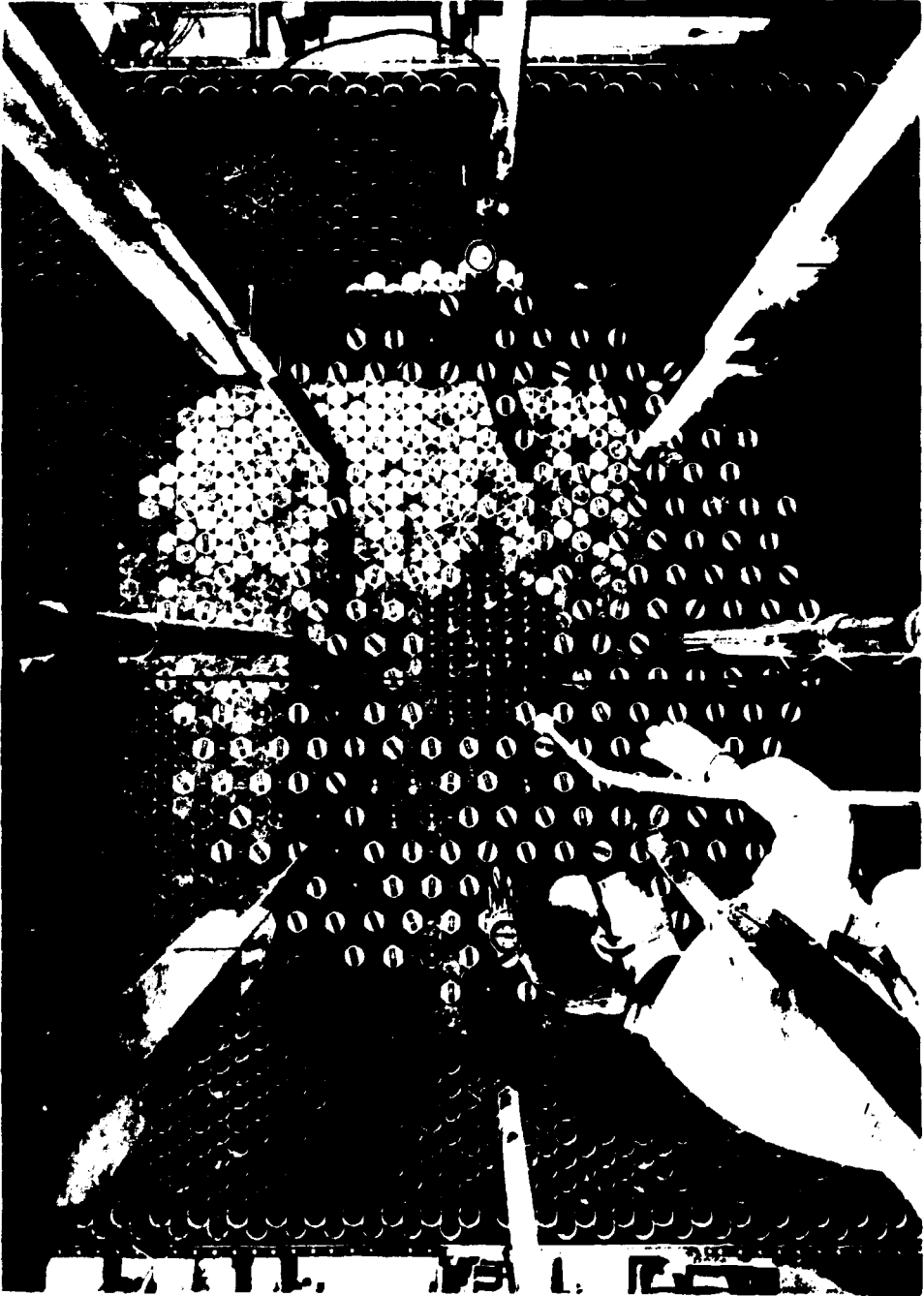


Figura 2.2 — Detalhes de uma das Faces do Reator da General Atomic.

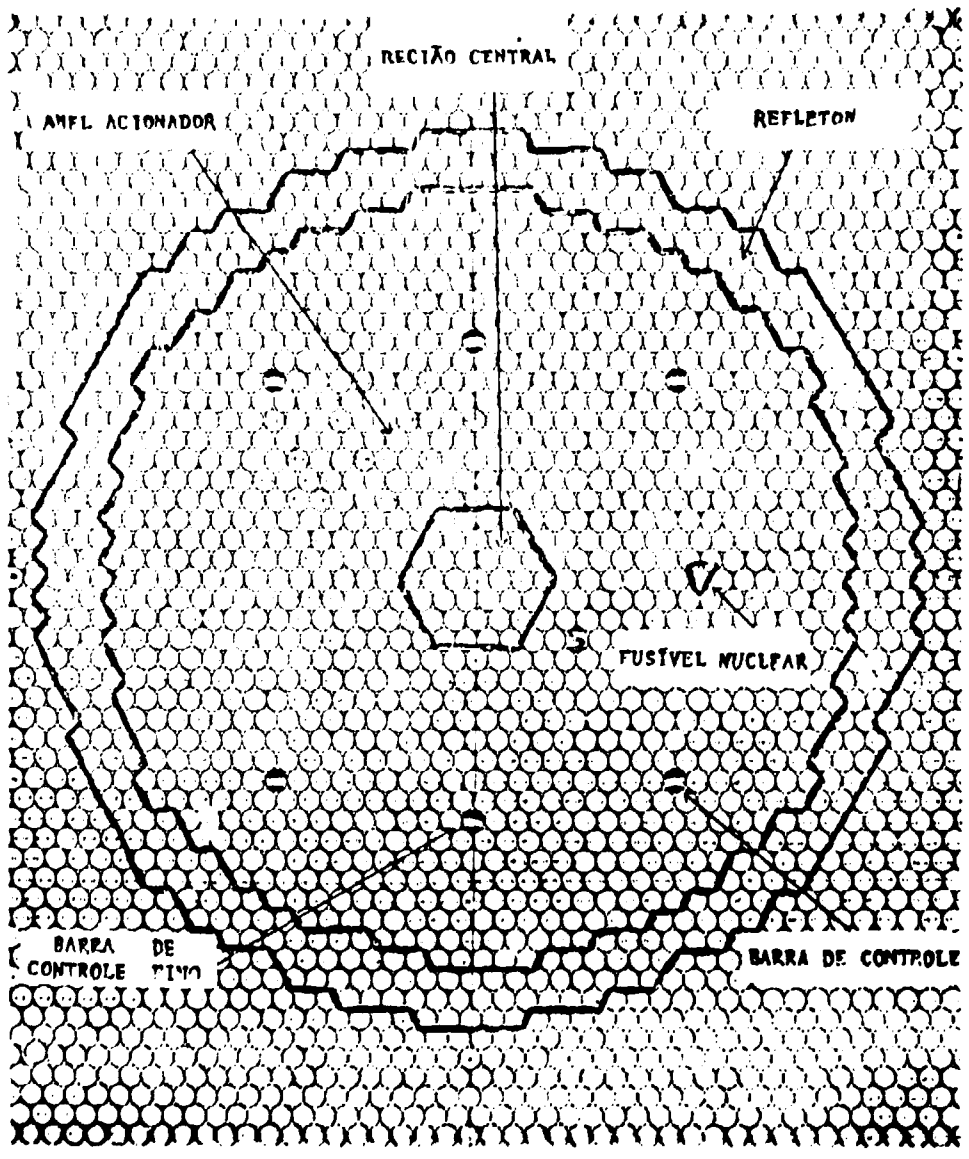


Figura 2.3 - Corte Transversal do Reator de Composição C/U = 5000, da General Atomic (C/U é a relação de átomos de carbono/átomos de urânio).

Cada barra de controle compõe-se de mola helicoidal, absorvedor de nêutrons e tubo guia, conforme ilustra o corte transversal mostrado na Figura 2.4.

A mola helicoidal é de aço inoxidável e tem como finalidade assegurar a inserção de emergência em caso extremo. O tempo de inserção com a barra completamente retirada é menor que 0,5 segundos.

O absorvedor de nêutrons é comprimido entre dois cilindros de aço inoxidável. O elemento absorvedor é o B-10 contido em B_4C , em forma de partículas da ordem de 5μ , que é misturado com a grafita. A mistura em pó é introduzida no encamisamento e submetida à vibração atingindo a densidade de $1,54 \text{ g/cm}^3$. O comprimento ativo da barra é de 91,44 cm contendo aproximadamente 26 g de Boro natural.

O tubo guia, de aço inoxidável, apresenta comprimento um pouco maior que o dobro da barra de controle. Assim, é possível manipular as barras de combustível em tubos adjacentes.

2.5 – Composição do Reator

O reator de composição C/U = 5000, mostrado na Figura 2.3, apresenta a região central constituída de 74 barras de combustível de relação C/U = 5000, envolvida por anel acionador composto de 1672 barras de grafita e 332 barras de combustível de relação C/U = 859. Esta região apresenta relação C/U próxima de 5000.

As duas regiões formam o núcleo ativo do reator, aproximando-se do formato de um cilindro, refletido radialmente por 970 barras de grafita.

Para simplicidade de cálculo o reator será tratado como um cilindro de mesmo volume, mantendo-se a altura fixa. A Tabela II.1 apresenta as dimensões do cilindro equivalente.

Altura = 172,2 cm

Tabela II.1

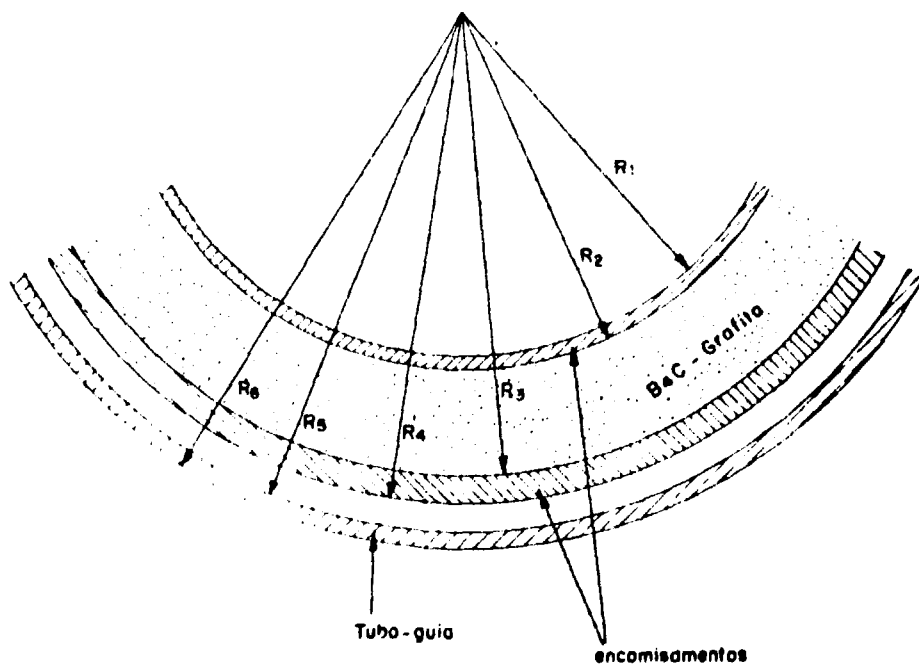
Dimensões do Cilindro Equivalente
ao Reator C/U = 5000

| Região | Raio (cm) |
|----------------|-----------|
| Central | 13,5 |
| Anel acionador | 17,6 |
| Refletor | 86,8 |

As 8 barras de controle são inseridas no anel acionador, com o eixo localizado a aproximadamente 52,8 cm do centro do reator.

O fator de multiplicação do reator simplificado, determinado experimentalmente, é de $1,0143 \pm 0,0001$. Esse resultado foi obtido visando facilitar a comparação com cálculo teórico, uma vez que estão corrigidos os efeitos dos seguintes elementos:

- a) tubos-guia das barras de controle;



$$R_1 = 1,2192 \text{ cm}$$

$$R_2 = 1,2700 \text{ cm}$$

$$R_3 = 1,6574 \text{ cm}$$

$$R_4 = 1,7462 \text{ cm}$$

$$R_5 = 1,8542 \text{ cm}$$

$$R_6 = 1,9050 \text{ cm}$$

Figura 2.4 -- Corte transversal da barra de controle.

- b) tubos do fusível nuclear;
- c) tubo da fonte de nêutrons; e
- d) tubos de estrutura na região externa do refletor.

A reatividade de uma barra de controle, inserida até a metade do reator, é de $0,84\% \pm 1\%$.

2.6 – Composição das Barras

A Tabela II.2 mostra a composição isotópica das barras de combustível sem considerar o material de encamisamento. A densidade de cada isótopo é calculada como massa total do elemento dividido por volume total, onde volume total é o volume ocupado pela coluna de pastilhas de combustível.

Tabela II.2

Densidade Isotópica da Barra
de Combustível e Grafita

| Barra | C | Densidade (g/cm ³) | |
|------------|-------|--------------------------------|---------|
| | | U-235 | U-238 |
| C/U = 5000 | 1,789 | 0,6982-2 | 0,510-3 |
| C/U = 859 | 1,914 | 4,3570-2 | 3,181-3 |
| Grafita | 1,848 | | |

Tendo em vista a importância do hidrogênio, na moderação dos nêutrons, é conveniente introduzir nos cálculos a quantidade de água contida em forma de impureza nas barras de combustível e de grafita do refletor, conforme é mostrada na Tabela II.3.

Tabela II.3

Densidade de Água Contida na
Barra de Combustível e Grafita

| Barra | H ₂ O (g/cm ³) |
|------------|---------------------------------------|
| C/U = 859 | 2,8 - 03 |
| C/U = 5000 | 1,3 - 03 |
| Grafita | 0,9 - 04 |

Na Tabela 11.4 são apresentadas as impurezas em ppm de massa, dos diversos componentes do reator. São incluídos apenas os núclídeos de maior importância para os reatores térmicos.

Tabela 11.4
Impurezas dos Componentes do Reator

| Isótopo | Al 6061 (ppm) | Grafita do refletor (ppm) | Grafita da barra de Combustível (ppm) |
|---------|---------------|---------------------------|---------------------------------------|
| B | — | 4 | 0,5 |
| Cd | — | < 20 | < 10 |
| Co | — | < 40 | < 6 |
| Hg | — | < 20 | < 8 |
| Mn | 1.500 | 40 | 5 |
| Sb | — | < 20 | < 10 |
| W | — | < 40 | < 40 |

3 – TEORIA E SUAS LIMITAÇÕES

No presente Capítulo são descritos e comentados os métodos utilizados no cálculo da reatividade de barras de controle da Unidade Crítica da General Atomic.

3.1 – Método da Supercélula

O método de supercélula consiste em se calcular a reatividade da barra de controle homogenizando-a em determinada região do reator que é escolhida de maneira a englobar a área de influência da barra de controle. Denomina-se, geralmente, essa área como supercélula.

Determina-se, na supercélula, a distribuição espacial do fluxo neutrônico e as taxas de reações, adotando-se a aproximação de Wigner-Seitz (Apêndice B).

Por meio dos dados assim obtidos, a barra de controle e o material do reator que a envolve são diluídos uniformemente na supercélula, observando-se a equivalência de taxa de reação acima calculada. Os programas de transporte efetuam os cálculos necessários para a transformação das constantes de cada grupo, seções de choque médias, para todos os elementos da supercélula segundo a expressão:

$$\bar{\sigma}_g = \frac{\int_V d\vec{r} \int_0^{\infty} dE N(\vec{r}) \psi(E, \vec{r}) \sigma(E, \vec{r})}{N \bar{\psi}_g V}$$

onde $N(\vec{r})$ é a densidade do elemento na posição \vec{r} , g é o grupo de energia, $\psi(E, r)$ é o fluxo de nêutrons com energia E , na posição \vec{r} , $\sigma(E, r)$ é a secção de choque microscópica com energia E , na posição \vec{r} , V é o volume da supercélula, \bar{N} é a densidade homogênea do elemento na supercélula definida por

$$\bar{N} = \frac{\int_V d\vec{r} N(\vec{r})}{V}$$

e $\bar{\phi}_g$ é o fluxo médio no grupo g , definido por

$$\bar{\phi}_g = \frac{\int_g dE \int_V d\vec{r} \psi(E, \vec{r})}{V}$$

A secção de choque de transporte é definida pela expressão, $\sigma_{tr} = \sigma_t - \bar{\mu}\sigma_s$, onde σ_t é a secção de choque microscópica total, $\bar{\mu}$ é o coseno do ângulo de espalhamento no sistema de laboratório, e σ_s é a secção de choque microscópica de espalhamento.

As secções de choque microscópicas acima definidas são apropriadas para serem utilizadas no cálculo da reatividade das barras de controle. Para tanto determina-se o fator de multiplicação do reator com programas baseados na Teoria da Difusão, homogenizando-se as barras de controle dentro das respectivas áreas de influência. Os parâmetros macroscópicos de difusão utilizados nessa região são definidos conforme a expressão:

$$\Sigma_g = \bar{N}^a \sigma_g^a + \bar{N}^b \sigma_g^b + \bar{N}^c \sigma_g^c + \dots$$

onde os índices superiores referem-se aos nuclídeos da região, e o coeficiente de difusão do meio é definido por

$$D_g = [3 (\bar{N}^a \bar{\sigma}_{tr}^a + \bar{N}^b \bar{\sigma}_{tr}^b + \dots)]^{-1}$$

3.2 - Método de Nordheim-Scalettar

As barras de controle, em geral, têm alto poder de absorção de nêutrons, e por essa razão a Teoria da Difusão não é aplicável dentro e na vizinhança da mesma.

Uma vez que o cálculo do fator de multiplicação de um reator através da teoria de transporte é praticamente inviável, adota-se a Teoria da Difusão, considerando a barra de controle como meio estranho, isento de fluxo neutrônico. O método, conhecido como de Nordheim-Scalettar, consiste em impor o valor do fluxo na superfície da barra pela condição de contorno $D\nabla\phi/\phi$, calculada através da teoria de transporte.

Vários autores^(5,15,27,38,46,52) formularam expressões analíticas para calcular a condição de contorno, porém sempre em geometrias simples e em situações restritas.

Atualmente, entretanto, adota-se procedimento numérico baseado em eficientes programas de transporte. O fluxo neutrônico e as taxas de reações calculadas na supercélula, conforme descrito anteriormente, são tomados como ponto de partida.

Há vários métodos numéricos para se determinar a condição de contorno própria a ser utilizada na teoria de difusão^(11,37,41,42,49). Porém o procedimento adotado por P. G. Rama⁽⁴⁵⁾ é recomendável uma vez que são levados em consideração todos os efeitos oriundos da mudança de teoria, mudança de representação da barra em programas de computação e mudança da técnica de resolução da equação de diferenças finitas.

O método consiste em se procurar iterativamente o valor de $D\nabla\phi/\phi$ na superfície da barra, utilizando programa de difusão, tal que as taxas de reações sejam idênticas às calculadas por programa de transporte.

A procura da condição de contorno é efetuada por meio de cálculo de difusão em supercélula com as seguintes características:

- a) a representação da barra de controle igual à que será utilizada no cálculo do reator com programa de difusão;
- b) a quantidade de material na zona externa da supercélula deve ser igual à da zona externa da supercélula original;
- c) o espaçamento dos pontos nodais deve ser próximo à que será utilizado no cálculo do reator com programa de difusão.

3.3 – Vantagens e Limitações dos Métodos

Os métodos acima descritos apresentam vantagens em alguns aspectos e desvantagens em outros, quando comparados entre si.

O método da supercélula é bastante prático e seguro para calcular reatores que apresentam grande número de barras de controle, distribuídas em arranjo regular em toda a sua extensão. Porém, quando as barras não estiverem distribuídas uniformemente, como é o caso das unidades críticas moderadas por grafita, a definição de supercélula não é mais aplicável.

Por outro lado, o método de Nordheim-Scalettar é recomendável quando o número de barras de controle não for muito grande, uma vez que são necessários muitos pontos nodais para representar a geometria da barra, no cálculo de difusão de nêutrons no reator. Deve-se ressaltar também que, por própria constituição dos programas de difusão, o formato da secção transversal da barra será aproximado pelas linhas da malhagem. O formato cilíndrico só será possível em geometria R- θ com a barra de controle no centro do reator.

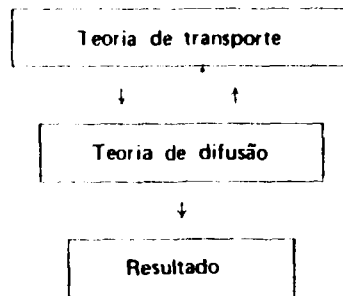
O método da supercélula tem como principal desvantagem a substituição da deformação real do fluxo pela deformação média, pois, segundo sua definição, a barra de controle é dispersada em região vasta do reator com parâmetros médios. Portanto, a distribuição de nêutrons no reator é melhor representada no método de Nordheim-Scalettar.

No entanto, surge um efeito artificial quando se aplica a condição de contorno $D\nabla\phi/\phi$, nos grupos rápidos, para barra de controle localizada em região não central do reator. A absorção de nêutrons rápidos é aproximadamente nula, o que implica em pequeno valor de $\nabla\psi$. Se tal condição for aplicada na superfície da barra localizada na região periférica, provocará represamento de nêutrons, o que aumentará o fator de multiplicação. Comparação com experiência⁽³⁷⁾ revelou que a distorção verificada no fluxo neutrônico chega a ser de até 30% na região próxima à barra de controle.

4 – DESENVOLVIMENTO DOS CÁLCULOS

4.1 – Introdução

O método de cálculo comumente empregado no cálculo de reatores pode ser resumido em duas fases distintas: uma baseada na teoria de transporte e outra baseada na teoria de difusão.



A teoria de transporte é aplicada na determinação do comportamento neutrônico nos detalhes do reator. O fluxo neutrônico é calculado no combustível, no moderador e na barra de controle, visto que a teoria de difusão não é válida em regiões altamente absorvedoras e próximo a fontes de nêutrons^(1,3).

O cálculo é efetuado tomando-se uma célula isolada representativa de uma região vasta do reator. Obtida a distribuição do fluxo neutrônico, efetua-se a transformação dos dados nucleares, secções de choque, de maneira que os elementos da célula, em forma homogênea, apresente as mesmas taxas de reações da célula original.

Essas secções de choque poderão ser utilizadas pelo programa baseado na teoria de difusão, tratando o reator em regiões homogêneas. O combustível, dispersado juntamente com o moderador não apresenta empecilho à teoria de difusão. A absorção e a fonte de nêutrons não são mais localizadas em pequenas zonas, mas sim em toda região do reator.

Esse procedimento de cálculo tem se mostrado bastante eficaz e econômico na física de reatores. Procurou-se, no presente trabalho, adotar-se esse procedimento, utilizando-se os programas de computação^(17,18,23,53) no computador IBM 370/155 do Instituto de Energia Atômica.

A Figura 4.1 apresenta em forma esquemática as diversas etapas do cálculo global efetuado:

etapa A: cálculo de secções de choque do reator;

etapa B: cálculo do fator de multiplicação, K_{ef} , do reator sem a barra de controle;

etapa C: cálculo de supercélula – secção de choque da barra de controle;

etapa D: cálculo do K_{ef} do reator com a barra de controle – método de supercélula;

etapa E: cálculo do K_{ef} do reator com a barra de controle – método de Nordheim-Scalettar.

O desenvolvimento de cada etapa é descrito em detalhes, nos próximos parágrafos.

4.2 – Etapa A: Cálculo de Secções de Choque do Reator

Foi utilizado o programa HAMMER⁽⁵³⁾ para o cálculo das secções de choque do reator. Determinou-se com a teoria de transporte a distribuição espacial dos nêutrons nos detalhes da célula unitária de cada região do reator.

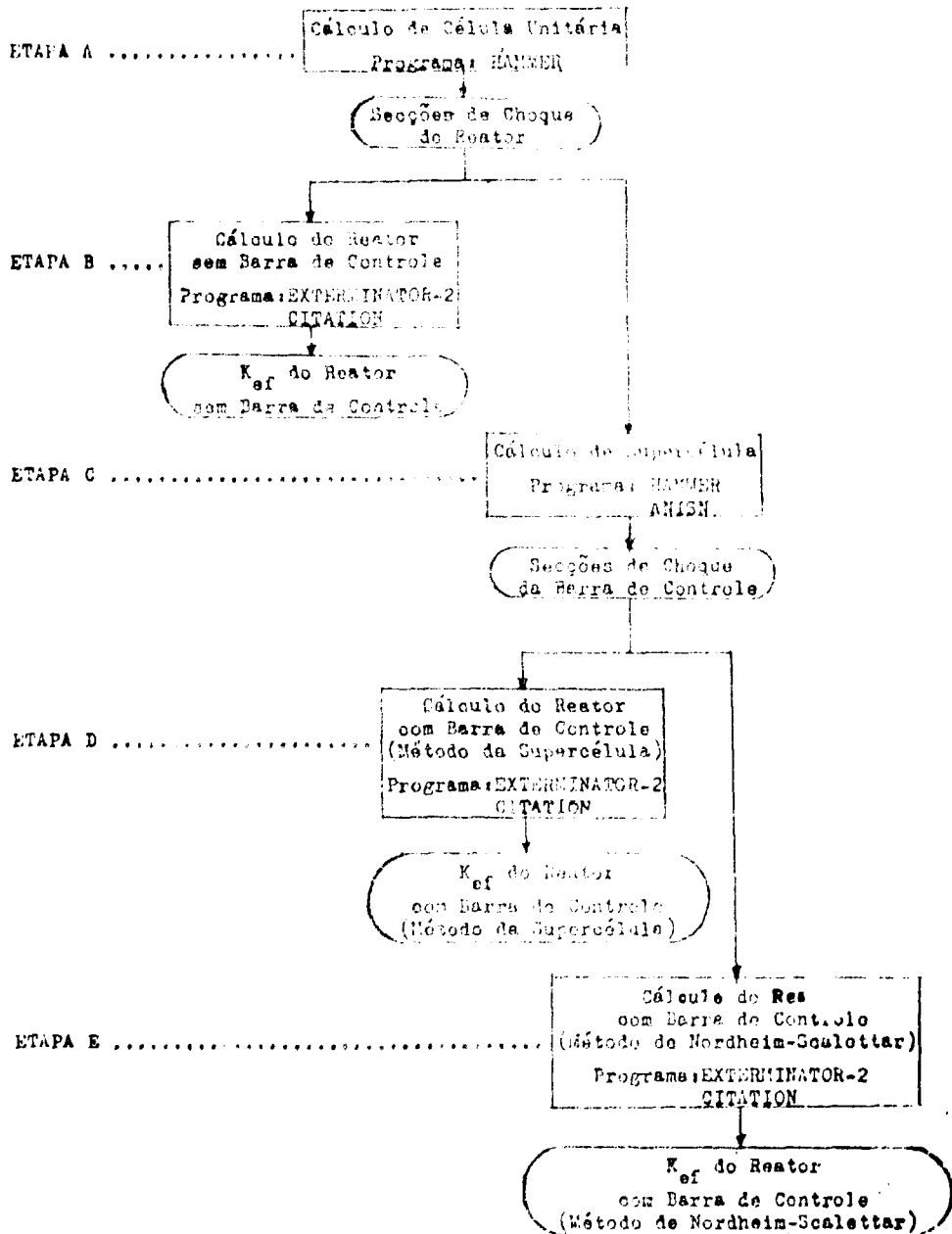
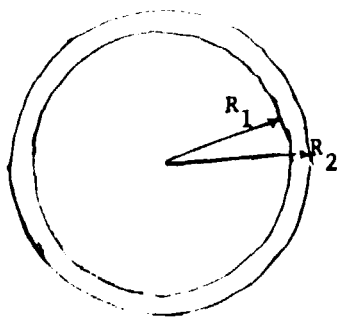


Figura 4.1 - Fluxograma do Cálculo Efetuado.

A saída do programa, secções de choque em 4 grupos de energia, foi utilizada como entrada em programas de difusão, onde cada região do reator é tratada em forma homogênea.

4.2.1 – Célula Unitária da Região Central

A célula unitária da região central do reator de composição C/U = 5000 foi definida tomando-se por base um tubo da estrutura do reator e a parcela do vazio correspondente. A célula é composta de uma zona interna homogênea, correspondente às pastilhas de combustível, envolvida pela zona homogênea correspondente ao tubo de encamisamento, ao tubo de estrutura e ao vazio entre tubos, formando uma célula cilíndrica, mostrada na Figura 4.2.



$$R_1 = 1.8923 \text{ cm}$$

$$R_2 = 2.2178 \text{ cm}$$

Figura 4.2 – Célula Unitária da Região Central.

A composição de cada região da célula unitária é especificada no Apêndice G.

4.2.2 – Célula Unitária do Anel Acionador

A célula unitária da região correspondente ao anel acionador mostrada na Figura 4.3, foi definida tomando-se por base 1 barra de combustível e 5 barras de grafita mais a parcela de vazio correspondente às barras.

A zona interna corresponde às pastilhas de combustível de relação C/U = 859.

A segunda zona homogênea corresponde ao material de encamisamento, ao tubo da estrutura e ao vazio.

A terceira zona homogênea corresponde à barra de grafita, ao tubo da estrutura e ao vazio.

A concentração isotópica de cada zona é mostrada no Apêndice H.

As secções de choque do carbono do refletor utilizadas no cálculo de difusão são as obtidas através do cálculo da presente célula.

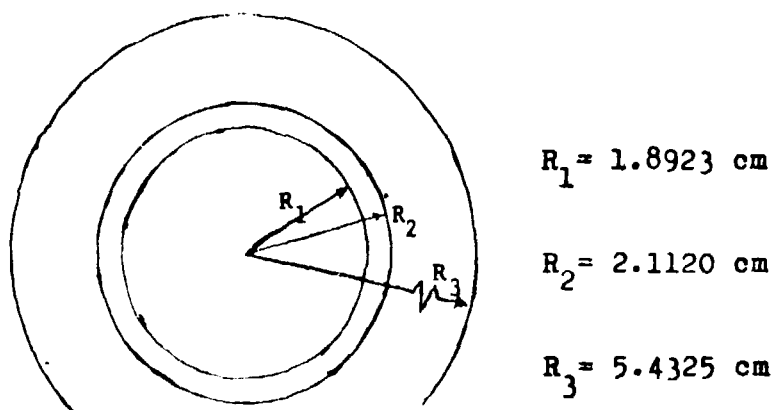


Figura 4.3 – Célula Unitária do Anel Acionador.

As secções de choque da região central e anel acionador são utilizadas na etapa B, e são mostrados no Apêndice J.

4.3 – Etapa B: Cálculo do K_{ef} do Reator sem Barra de Controle

O reator, conforme a descrição do Capítulo 2 é complexo e heterogêneo. Cálculo exato da influência de cada particularidade seria por demais estafante, se não desnecessário. Conforme medidas experimentais realizadas pela Gulf General Atomic⁽⁴⁾ o efeito dos componentes particulares, tais como tubos guia das barras de controle, tubo do combustível nuclear e tubos vazios da estrutura é pequeno e, pode ser desprezado para simplificar o método calculacional. Como exemplo cite-se o efeito dos tubos vazios externamente à região refletora: a contribuição no aumento do fator de multiplicação, devido à reflexão de nêutrons, é de 0,25% para o reator de composição C/U = 5000.

O fator de multiplicação do reator simplificado, sem barra de controle, obtido pelos programas EXTERMINATOR-2⁽¹⁷⁾ e CITATION⁽¹⁸⁾ oscilou entre 1,0089 e 1,0144, dependendo da malhagem utilizada. Comparando-se com o resultado experimental, os desvios são menores que aproximadamente 0,5%.

A fração efetiva de nêutrons atrasados, β_{ef} , foi calculada utilizando-se o espectro de nêutrons atrasados compilado por G. R. Keepin⁽³⁰⁾ e o resultado obtido é 0,0069.

Na Figura 4.4 são mostrados os fluxos médios de cada grupo no plano médio do reator. Observa-se que o grupo 4 não é muito influenciado pelo refletor, dada a significativa presença de impurezas no mesmo.

4.4 – Etapa C: Cálculo de Supercélula – Secção de Choque da Barra de Controle

O cálculo de supercélula tem por objetivo determinar a secção de choque da barra de controle e a taxa de absorção de nêutrons, determinando-se a distribuição espacial do fluxo neutrônico por meio da teoria de transporte.

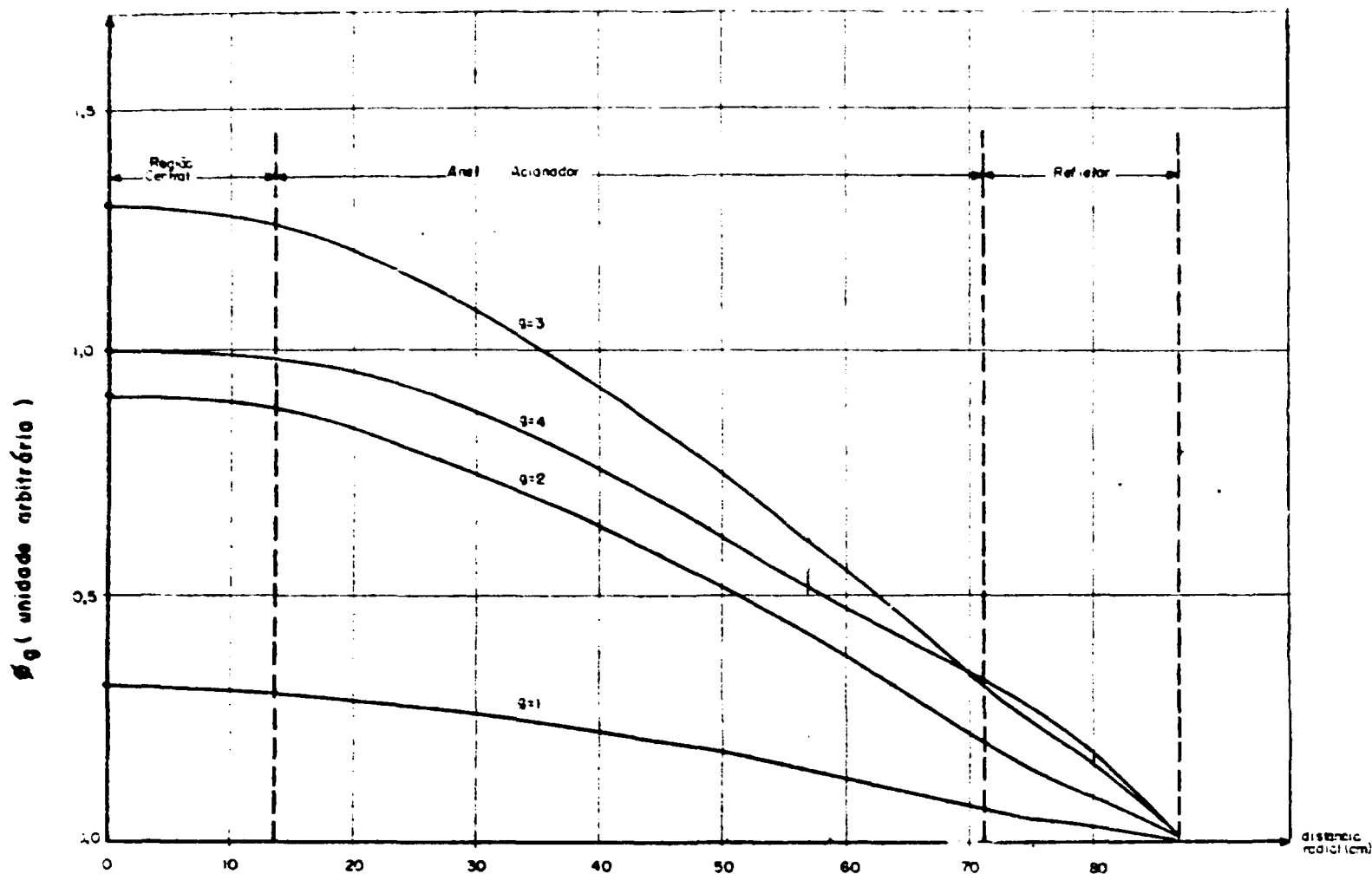


Figura 4.4 - Distribuição Espacial do Fluxo Médio no Plano Médio do Reator C/U = 5000.

4.4.1 – Supercélula

A supercélula utilizada no programa HAMMER é mostrada na Figura 4.5.

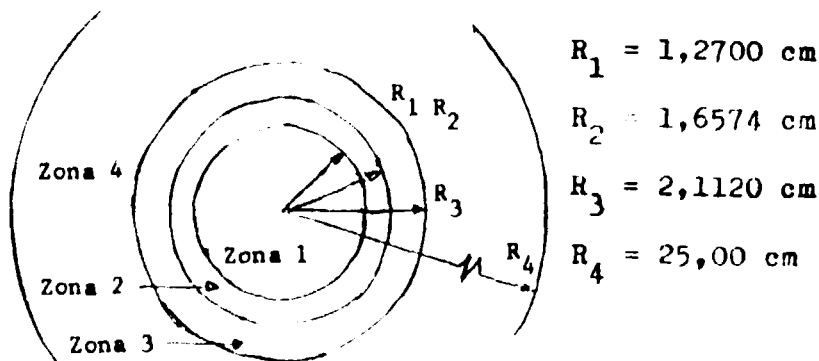


Figura 4.5 – Corte Transversal da Supercélula.

A zona 1 representa, em forma homogênea, a mola helicoidal e o tubo interno, ambos de aço inoxidável.

A zona 2 representa o absorvedor B_4C -grafita.

A zona 3 representa, em forma homogênea, o tubo de encamisamento da barra de controle, tubo-guia e tubo da estrutura.

A zona 4 representa a composição do anel acionador, em forma homogênea.

A composição de cada zona é descrita no Apêndice I.

4.4.2 – Definição das Zonas da Supercélula

As zonas 1 e 3 apresentam-se em forma homogênea uma vez que exercem pouca influência sobre a taxa de reação e sobre a velocidade média térmica na supercélula. Cálculos com diversos critérios de diluição dos componentes da zona 3 mostraram que a alteração da velocidade média dos nêutrons térmicos na zona 2 é menor que 0,2%.

A composição da zona 4 foi calculada a partir dos resultados do cálculo celular da etapa A. Adotou-se um procedimento iterativo, para se determinar a concentração homogênea dos materiais do anel acionador tal que o espectro de nêutrons correspondesse ao espectro médio observado na célula unitária.

Atenção especial foi dedicada ao espectro de nêutrons na região térmica uma vez que a taxa de absorção ocorre quase que totalmente nessa faixa para o núcleo de B-10, cuja secção de choque de absorção é inversamente proporcional à velocidade dos nêutrons.

Embora o ajuste seja feito apenas no grupo térmico, observou-se que a variação percentual da velocidade média epitérmica é, sistematicamente, menor que 1/10 da variação percentual da térmica. Além disso, o grupo epitérmico contribui com menos de 30% para a absorção total da barra, o que justifica o procedimento adotado na definição da zona 4.

Para maior confiabilidade do processo iterativo utilizado, efetuaram-se semelhantes cálculos com programas HAMMER e XSDRN, à temperatura de 300°C, a menor temperatura existente no programa XSDRN, cujos resultados são mostrados no Apêndice C. Concluiu-se que as secções de choque são bastante semelhantes, porém o balanço de nêutrons não é satisfatório.

4.4.3 – Definição do Raio da Supercélula

O raio externo da supercélula foi definido procurando-se eliminar o efeito artificial induzido pela condição de contorno, corrente nula, na periferia da mesma. Uma vez satisfeita essa condição, o raio encontrado deve ser suficiente para delimitar o raio de ação da barra de controle.

O estudo consistiu em se examinar o comportamento da velocidade média térmica variando-se o raio externo da supercélula. Conforme os resultados mostrados na Figura 4.6 conclui-se que, o raio de 25 cm é suficientemente grande para satisfazer a condição acima.

Observa-se também que a velocidade média dos nêutrons térmicos na periferia da zona 4 assume o mesmo comportamento assintótico, praticamente confundindo-se com o valor da velocidade média dos nêutrons térmicos da célula do anel acionador, para o raio acima.

4.4.4 – Secções de Choque

A zona 2 possui o absorvedor B-10 que suplanta em magnitude os demais nuclídeos presentes na região. Portanto, para o cálculo da secção de choque microscópica de absorção, considerou-se apenas a absorção verificada em B-10. As secções de choque de B-10 são mostradas na Tabela IV.1.

Tabela IV.1

Secção de Choque Microscópicas de
B-10, Ponderadas no Espectro
da Zona 2 (unidade "barn")

| Grupo | Zona 2 |
|-------|--------|
| 1 | 0,23 |
| 2 | 2,9 |
| 3 | 128 |
| 4 | 1850 |

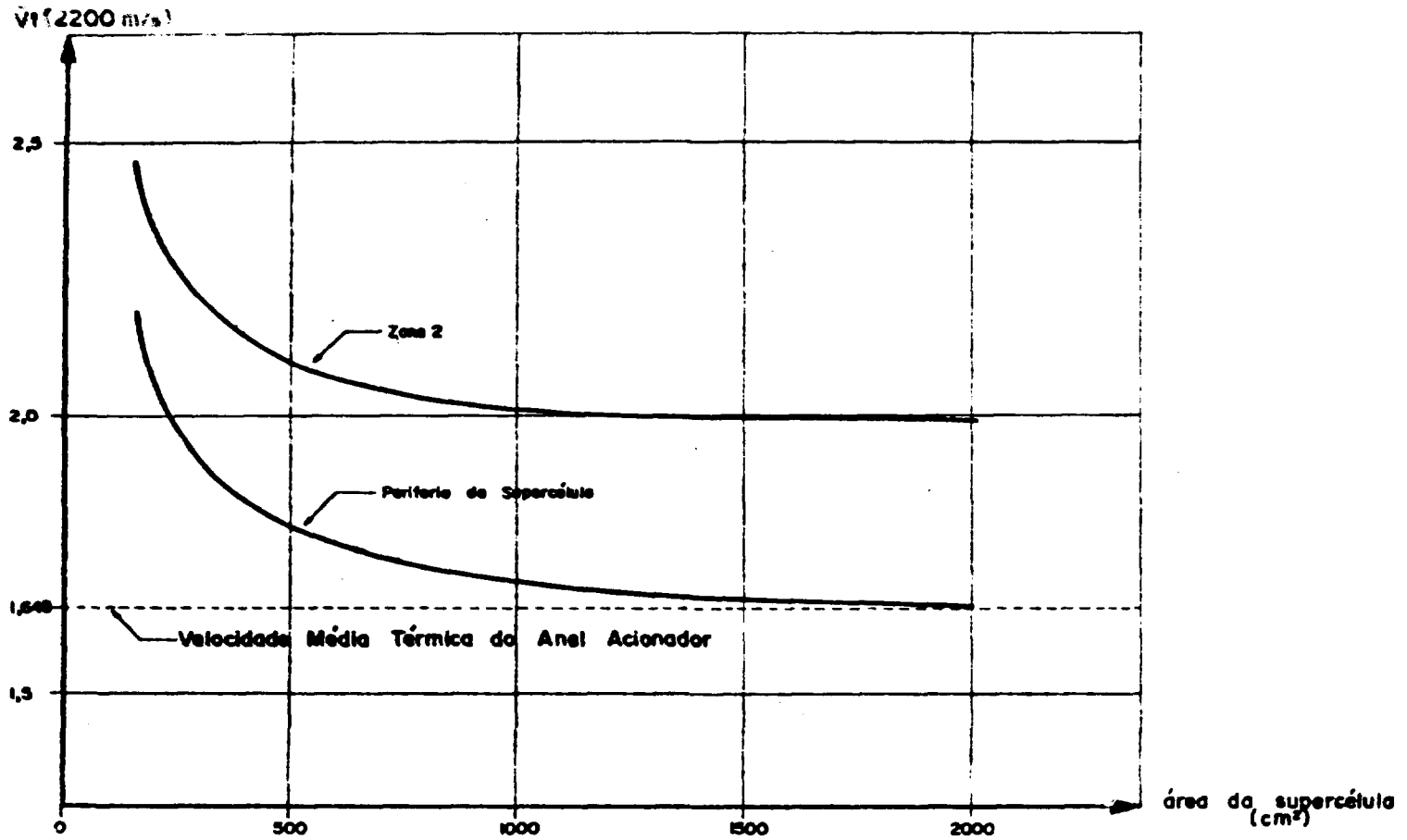


Figura 4.6 - Comportamento da Velocidade Média Térmica em Função da área da Supercélula para o Reator $C/U = 5000$.

Na Tabela IV.2 são mostradas as secções de choque microscópica do aço inoxidável SS-304 que compõe os tubos de revestimento do absorvedor. As secções de choque são ponderadas no espectro da zona 1 e zona 3, separadamente.

Tabela IV.2
 Secções de Choque Microscópicas de
 Aço Inoxidável SS-304, Ponderadas no Espectro
 da Zona 1 e Zona 3. (unidade "barn")

| Reator | Grupo | Secção de Choque Média | |
|------------|-------|------------------------|--------|
| | | Zona 1 | Zona 3 |
| C/U = 5000 | 3 | 0,08 | 0,08 |
| | 4 | 1,32 | 1,61 |

As secções de choque do Al da zona 3 são 0,016 e 0,136 para os grupos 3 e 4, respectivamente.

4.4.5 – Balanço de Nêutrons na Supercélula

Conforme resultados dos parágrafos anteriores, o procedimento iterativo empregado para se obter a secção de choque dos núcleos componentes da barra de controle é válido, porém o balanço de nêutrons na supercélula não representa a situação real.

Efetuar-se-ão portanto, as determinações do balanço de nêutrons na supercélula através do cálculo de transporte com o programa ANISN. As secções de choque utilizadas para as regiões 1, 2 e 3 são calculadas acima, e para a região 4 as secções de choque utilizadas são as da Etapa A.

Para os cálculos efetuados no programa ANISN, utilizou-se a mesma definição da supercélula já descrita com algumas modificações nos pontos nodais, uma vez que a técnica de resolução adotada, método de ordenadas discretas, requer que certas condições sejam satisfeitas. Essas condições são transcritas no Apêndice D, juntamente com a malhagem utilizada.

No presente cálculo, o ângulo sólido foi dividido em 24 partes em direções recomendadas no manual do programa. Essa divisão revelou ser bastante satisfatória em comparação com divisão em 48 partes.

O balanço de nêutrons na supercélula obtido no presente cálculo é mostrado na Tabela IV.3. A absorção de nêutrons pela barra de controle inclui as absorções das zonas 1, 2 e 3.

4.4.6 – Distribuição Espacial dos Fluxos

O fluxo térmico e epitérmico apresentam acentuada deformação na região da barra de controle, conforme mostra a Figura 4.7, pois a absorção de nêutrons concentra-se, praticamente, nesses grupos.

A alta secção de choque de absorção da barra de controle, provoca forte anisotropia do fluxo

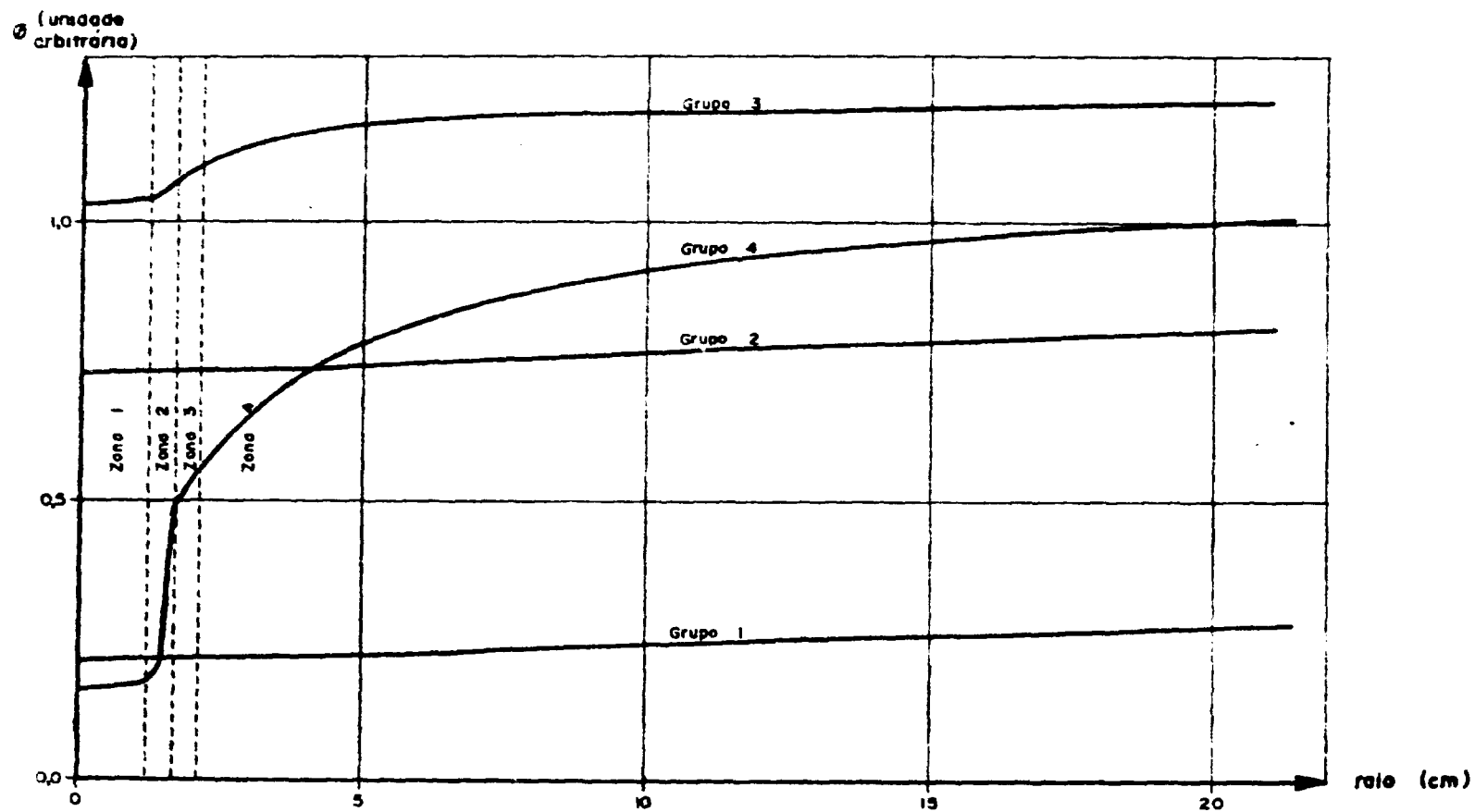


Figura 4.7 - Distribuição Especial do Fluxo Médio na Supercélula do Reator C/U = 5000.

Tabela IV.3

Fração de Nêutrons Absorvidos Pela Barra de Controle, na Supercélula do Reator C/U = 5000, Calculada com o Programa ANISN

| Grupo | Absorção na barra de controle |
|-------|-------------------------------|
| 1 | 0,0000 |
| 2 | 0,0006 |
| 3 | 0,0302 |
| 4 | 0,1050 |
| Total | 0,1360 |

térmico na região da barra e sua proximidade, conforme mostra a Figura 4.8. Observa-se que a barra de controle é aproximadamente negra aos nêutrons térmicos e transparentes aos nêutrons do grupo 1 e 2.

4.5 – Etapa D – Cálculo do Kef do Reator com Barra de Controle – Método de Supercélula

O cálculo do fator de multiplicação de nêutrons pelo método de supercélula, foi efetuado por meio da diluição da barra de controle em determinada área do reator. O problema que se apresentou no caso da unidade crítica moderada a grafita foi a definição da área de diluição a ser considerada, uma vez que não há na literatura trabalho sobre esse problema. Pesquisou-se, portanto, o efeito da área de diluição da barra de controle na determinação da efetividade da barra, efetuando-se cálculos com diferentes áreas de diluição, com os programas de difusão EXTERMINATOR -2 e CITATION.

A barra de controle foi diluída em setor anular localizado entre os raios de 50,5 cm e 55,0 cm.

4.5.1 – Parâmetros de Difusão

Os parâmetros de difusão para as várias áreas de dissolução foram obtidos através do cálculo da supercélula com o programa HAMMER e ANISN.

As secções de choque macroscópicas de absorção da região delimitada pela área A onde a barra de controle é diluída foram calculadas segundo a expressão:

$$\Sigma_a^A = \Sigma_a^0 + N_{B-10}^A \bar{\sigma}_a^A$$

onde, Σ_a^0 é a secção de choque macroscópica de absorção da região antes da inserção da barra de controle, mostrada no Apêndice J;

N_{B-10}^A é a densidade do absorvedor B - 10 diluída na área A;

$\bar{\sigma}_a^A$ é a secção de choque microscópica de absorção efetiva do absorvedor B - 10,

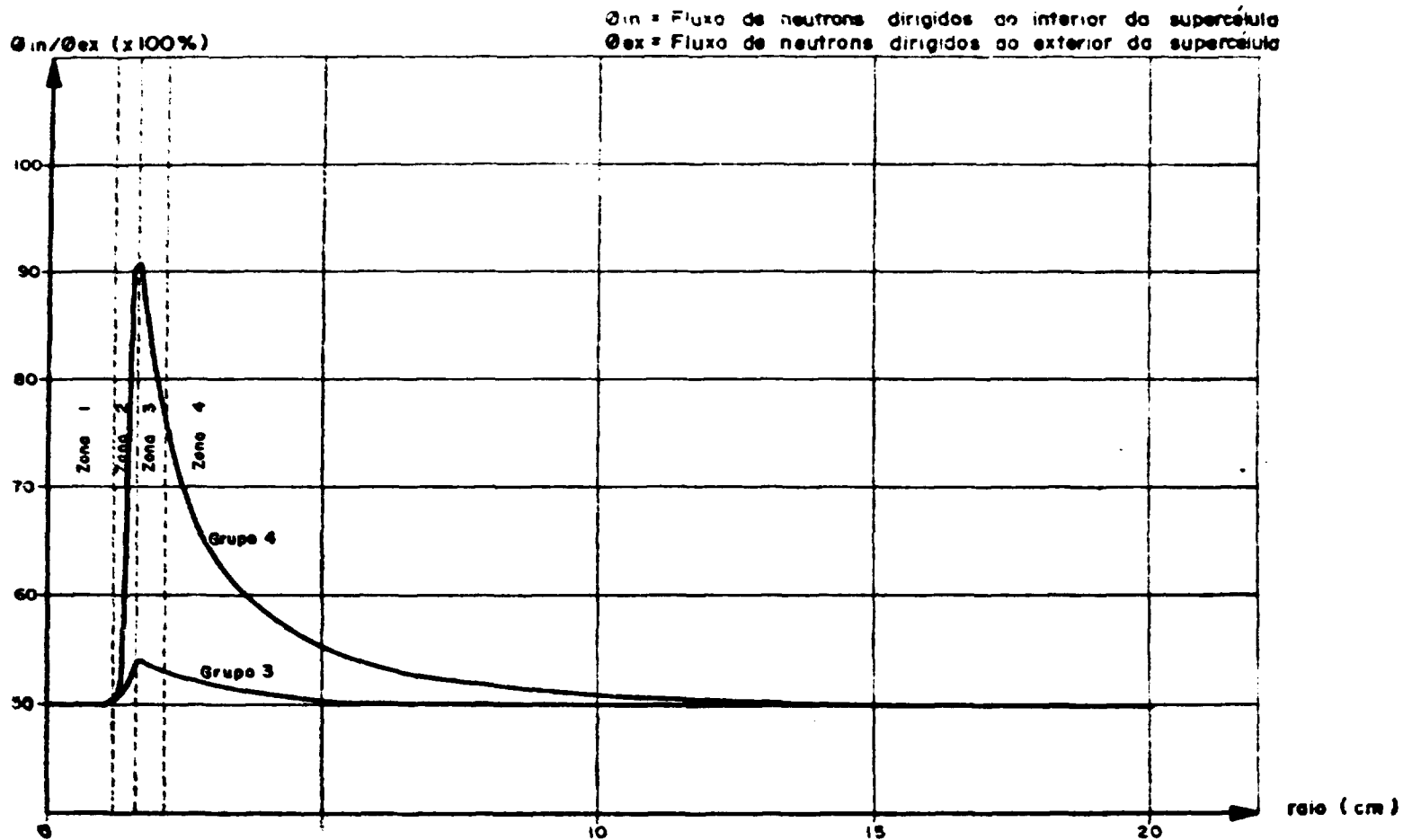


Figura 4.8 - Distribuição da Anisotropia do Fluxo na Supercélula do Reator C/U = 5000.

diluída na área A, determinaria segundo a expressão abaixo, a qual satisfaz a equivalência entre a taxa de absorção observada na barra de controle diluída e a taxa de absorção calculada segundo a teoria de transporte na Etapa C;

$$\sigma_a^A = \sigma_a^b \frac{\psi^b}{\psi^A}$$

onde σ_a^b é a seção de choque microscópica média de absorção na barra de controle, calculada na Etapa C;

ψ^b é o fluxo médio na barra de controle;

ψ^A é o fluxo médio na região delimitada pela área circular A, na supercélula.

O coeficiente de difusão efetivo da região delimitada pela área A foi calculado através da aproximação da teoria de transporte,

$$\frac{1}{D_{ef}} = \frac{1}{D^*} + (\Sigma_t - \bar{\mu} \Sigma_s)$$

onde

D_{ef} : é o coeficiente de difusão efetivo na área A;

D^* : é o coeficiente de difusão da região do reator na ausência da barra de controle;

Σ_t : é a seção de choque macroscópica total da barra diluída na área A.

Σ_s : é a seção de choque macroscópica de espalhamento da barra diluída na área A.

$\bar{\mu}$: é cosseno médio do ângulo de espalhamento.

A seção de choque de remoção Σ_t , devida à barra de controle foi calculada considerando-se somente a moderação ocorrida na mistura B₄C – grafita. Desprezou-se a moderação devida ao aço inoxidável.

Os parâmetros macroscópicos acima são tabelados no Apêndice L.

4.5.2 – Definição da Malhagem

Uma vez que os programas utilizados na presente etapa resolvem a equação de difusão pela técnica de diferenças finitas, torna-se necessário definir a malhagem a ser usada na região altamente absorvedora como é o caso da região onde a barra de controle é diluída.

A. F. Henry⁽²⁵⁾ estudou detalhadamente o efeito do espaçamento dos pontos nodais na zona altamente absorvedora e chegou à seguinte relação:

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{J' - J}{J} = \left[1 + \left(\frac{h}{2L} \right)^2 \right]^{-1/2} - 1$$

onde J' e J são as correntes de nêutrons que cruzam a superfície externa da região absorvedora calculada pela aproximação de diferenças finitas e pela equação de difusão, respectivamente; h é o espaçamento dos pontos nodais dentro da zona absorvedora; e L é o comprimento de difusão definido por $\sqrt{D/\Sigma_a}$, na zona absorvedora.

Tabela IV.4

Valores de $\Delta J/J$ em Função do Espaçamento dos Pontos Nodais Dentro da Barra e Área de Diluição para Grupo Térmico no Reator C/U = 5000

| Área de diluição | Espaçamento na barra (cm) | | | |
|---------------------|---------------------------|--------|--------|--------|
| | 1,0 | 2,0 | 3,0 | 5,0 |
| 48 cm ² | 0,0105 | 0,0415 | 0,0910 | 0,2375 |
| 100 cm ² | 0,0042 | 0,0159 | 0,0375 | 0,1008 |
| 175 cm ² | 0,0024 | 0,0097 | 0,0219 | 0,0595 |
| 270 cm ² | 0,0017 | 0,0070 | 0,0156 | 0,0429 |
| 520 cm ² | 0,0012 | 0,0048 | 0,0109 | 0,0300 |

Conforme a Tabela IV.4, nota-se que a absorção de nêutrons térmicos na região onde é diluída a barra de controle é superestimada na equação de diferenças finitas. Verificou-se que nos demais grupos de energia são desprezíveis pois o comportamento de difusão é grande.

Embora o resultado seja melhor quanto menor o espaçamento utilizado, há que se limitar a quantidade de pontos nodais no programa de computação devido tanto à economia de memória como ao tempo dispendido na convergência do fluxo neutrônico.

Adotou-se a malhagem com espaçamento entre 1,5 cm e 4 cm na zona absorvedora, dependendo da área de diluição utilizada, visto que a discrepância é pequena, da ordem de 1% na absorção de nêutrons, o que permitiu posterior correção através da teoria de perturbação.

H. Aisu⁽¹⁾ estendeu o estudo de A. F. Henry e estudou o efeito do espaçamento dos pontos nodais na periferia de zona altamente absorvedora. Concluiu que a discrepância que ocorre na equação de diferenças finitas pode ser expressada por:

$$\frac{\Delta J}{J} = \frac{J' - J}{J} = \frac{f_2 - 1}{1 + \frac{f_2 D_2}{E_1 L_2}}$$

onde

$$E_i = f_i \frac{D_i}{L_i} \operatorname{tgh}(k_i b_i / 2), \quad f_1 \text{ e } f_2 \text{ são definidos por}$$

$$f_i = \left[1 + \left(\frac{h_i}{2L_i} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (i = 1, 2),$$

$$k = \frac{6}{h_1^2} \left[\left(1 + \frac{h_1^2}{3L_1^2} \right)^{1/2} - 1 \right]$$

b_1 é a espessura da região absorvedora e os índices 1 e 2 referem-se ao meio altamente absorvedor e ao meio que o envolve, respectivamente.

O efeito observado no reator moderado a grafita de razão $C/U = 5000$ não é muito acentuado. Como exemplo são mostrados alguns valores de Δ^J/J na Tabela IV.5, para a área de diluição bastante reduzida contendo malhagem com espaçamento de 2 cm, na região interna.

Tabela IV.5

Valores de Δ^J/J em Função do Espaçamento dos Pontos Nodais na Vizinhança da Área de Diluição para Grupo Térmico, no Reator $C/U = 5000$

| Área de diluição | Espaçamento perto da barra (cm) | | | |
|---------------------|---------------------------------|--------|--------|--------|
| | 2,0 | 4,0 | 6,0 | 8,0 |
| 48 cm ² | 0,0009 | 0,0038 | 0,0084 | 0,0147 |
| 100 cm ² | 0,0004 | 0,0014 | 0,0031 | 0,0054 |

Comparando-se o efeito do espaçamento dos pontos nodais dentro e fora da área onde é diluída a barra de controle percebe-se que há predominância na primeira reação. E para área de diluição bastante reduzida, a discordância da corrente de nêutrons na superfície da zona absorvedora torna-se maior.

Considerou-se no entanto, nos cálculos da presente etapa, espaçamento de pontos nodais entre 5 e 10 cm para a região próxima à barra de controle, efetuando-se posterior correção pela teoria de perturbação.

Para correção do fator de multiplicação a partir de valores de Δ^J/J , considerou-se a aproximação $2\Delta/J = \Delta\Sigma_a/\Sigma_a$ onde é a secção de choque macroscópica de absorção da zona onde é diluída a barra de controle, para o grupo térmico, uma vez que $J = \alpha D/L$, ou $J = \alpha(\Sigma_a)^{1/2}$. Os demais grupos de energia foram negligenciados devido à pequena influência no efeito global.

Na Figura 4.9 é mostrada a malhagem utilizada no cálculo do reator $C/U = 5000$, pelo método da supercélula, com o programa de difusão EXTERMINATOR-2.

4.5.3 – Resultados

Na Tabela IV.6 é mostrado o balanço de nêutrons no reator $C/U = 5000$. A fonte de nêutrons é normalizada à unidade.

A absorção de nêutrons na barra de controle diluída diminui com a diminuição da área de diluição, porém para área excessivamente reduzida, 14 cm², há aumento pronunciado, causado pela invalidação da teoria de difusão.

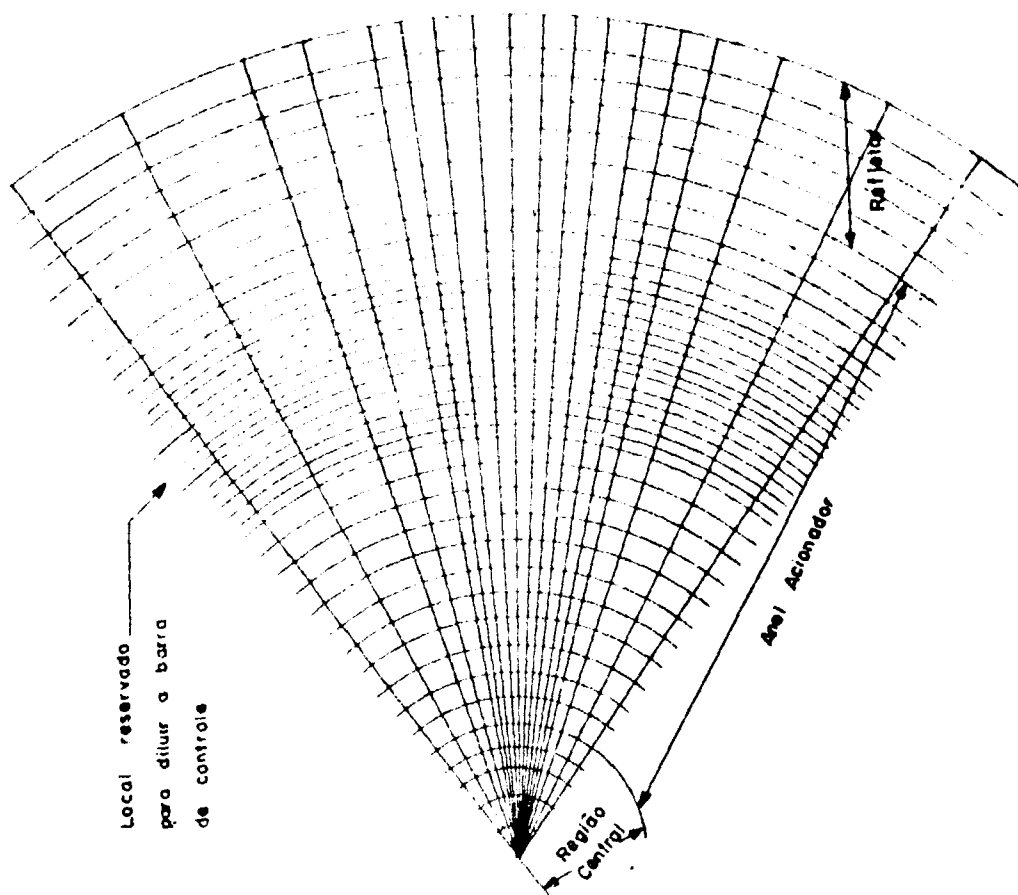


Figura 4.9 – Parte da Malhagem Utilizada no Cálculo do Reator C/U = 5000, pelo Método da Supercélula.

Tabela IV.6

Absorção de Nêutrons no Reator C/U = 5000 para Várias Áreas de Diluição da Barra de Controle.
A Fonte de Nêutrons é Normalizada à Unidade

| Área de Diluição | Barra de controle | Região central | Anel acionador | Refletor | Fuga | Total | Kef |
|---------------------|-------------------|----------------|----------------|----------|---------|---------|--------|
| sem barra | — | 0,03813 | 0,57408 | 0,01494 | 0,35860 | 0,98580 | 1,0144 |
| 14 cm ² | 0,010852 | 0,03886 | 0,57417 | 0,01487 | 0,35877 | 0,99848 | 1,0015 |
| 100 cm ² | 0,010386 | 0,03881 | 0,57361 | 0,01486 | 0,35954 | 0,99709 | 1,0029 |
| 175 cm ² | 0,010669 | 0,03882 | 0,57360 | 0,01486 | 0,35956 | 0,99741 | 1,0027 |
| 520 cm ² | 0,010859 | 0,03883 | 0,57360 | 0,01486 | 0,35959 | 0,99774 | 1,0023 |

A fração de nêutrons absorvidos pela barra de controle em cada grupo é mostrada na Tabela IV.7, e verifica-se que é praticamente invariável para diferentes áreas de diluição.

Tabela IV.7

Absorção Relativa de Nêutrons Observada na Barra em Cada Grupo de Energia para Área de Diluição de 100 cm² e 500 cm²

| Grupo | Reator C/U = 5000 | |
|-------|---------------------|---------------------|
| | 100 cm ² | 500 cm ² |
| 1 | - | - |
| 2 | 0,004 | 0,004 |
| 3 | 0,202 | 0,205 |
| 4 | 0,794 | 0,791 |
| Total | 1,000 | 1,000 |

Na Figura 4.10 são mostrados os fluxos térmicos no plano médio do reator C/U = 5000, antes e após a inserção da barra de controle, e observa-se que a forma do fluxo aproxima-se da do fluxo calculado pelo método de Nordheim-Scalettar à medida que a área de diluição é diminuída.

4.6 – Etapa E: Cálculo do K_{ef} do Reator com Barra de Controle – Método de Nordheim-Scalettar

O cálculo do fator de multiplicação do reator pelo método de Nordheim-Scalettar, foi efetuado adaptando-se a técnica utilizada por P. G. Rama⁽⁴⁵⁾ no cálculo de barra de controle em reatores moderados a água.

4.6.1 – Condição de Contorno

A condição de contorno, $D\nabla\phi/\phi$, foi aplicada ao grupo térmico pois, conforme explicação nos próximos parágrafos, aplicação em demais grupos originou problemas por causa da localização não central da barra de controle no reator em estudo.

O cálculo da supercélula através de programa de difusão CITATION foi efetuado em geometria bi-dimensional, X-Y. O formato da barra e os espaçamentos nodais na sua vizinhança são aproximadamente semelhantes aos utilizados no cálculo do reator com barra de controle. E foi determinada a condição de contorno $D\nabla\phi/\phi$, para o grupo térmico e secções de choque médias para os demais grupos, tal que as taxas de reações fossem equivalentes ao cálculo celular efetuado na etapa C.

A supercélula calculada pela teoria de difusão compõe-se de duas zonas.

A área da zona interna da supercélula quadrada equivale à área do círculo de raio 2,1120 cm, que é o raio externo do tubo da estrutura do reator. Portanto, a condição de contorno determinada é

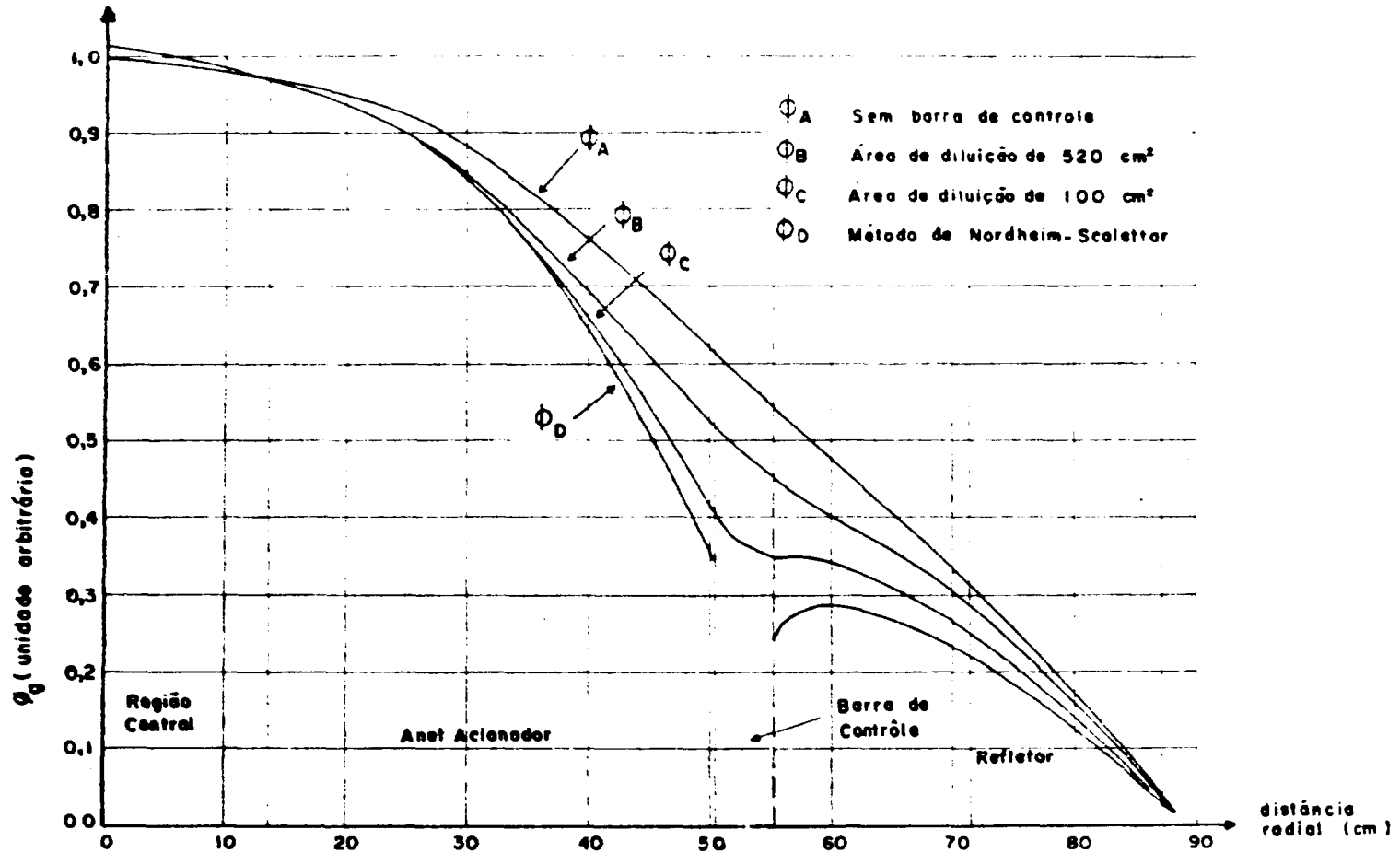


Figura 4.10 – Distribuição Espacial do Fluxo Térmico no Plano Médio do Reator, C/U = 5000, Antes e Após a Inserção da Barra de Controle.

aplicada em local não coincidente com o raio da barra, e essa escolha foi efetuada seguindo-se as recomendações de R. K. Lane⁽³⁴⁾ que estudou várias localizações para aplicação de condição de contorno, e concluiu que a condição de contorno deve ser aplicada em local de baixa anisotropia de fluxo.

A área da zona externa e sua composição são as mesmas da supercélula da etapa C.

Nos grupos 1, 2, e 3, a composição da zona interna coincide com a da zona externa, e a barra é diluída homoganeamente para ser tratada como meio difusor normal. A inclusão do material do reator nos grupos rápidos teve por fim tornar possível a aplicabilidade da teoria de difusão. Assim os grupos 1 e 2 apresentam valores de C , definido por Σ_s/Σ_r , aproximadamente 1,0 e o grupo 3 aproximadamente 0,9. Verifica-se portanto que, conforme o Apêndice E, a teoria de difusão é falha no grupo 3. Porém, cálculos efetuados impondo-se condição de contorno para esse grupo, revelou provocar represamento artificial de nêutrons desse grupo, os quais sendo moderados aumentam a absorção do grupo térmico, superestimando a reatividade da barra de controle em aproximadamente 30%. Optou-se portanto, em se considerar como meio difusor com apropriada seção de choque.

O procedimento adotado elimina a necessidade de se efetuarem correções de mudança de teoria, mudança de geometria da barra e mudança dos espaçamentos nodais.

A teoria de difusão não é aplicável em regiões onde o fluxo é fortemente anisotrópico, e verificou-se, na etapa C, forte anisotropia na vizinhança da barra. A correção não é obtível em maioria dos casos e são extremamente simplificadas quando são obtidos^(11,49)

A mudança da seção transversal da barra para setor anular determinado pelas malhas utilizadas no cálculo bi-dimensional $R-\theta$, implica em aumento do perímetro da região definida para aplicação da condição de contorno, e sabe-se que a absorção de nêutrons é proporcional à superfície exposta à corrente de nêutrons, no método de Nordheim-Scalettar. A correção neste caso seria ditada somente pela geometria. Por exemplo, se uma barra cilíndrica fosse transformada em barra de seção quadrada de mesma área, o fator para corrigir a condição de contorno, $D\nabla\psi/\psi$, seria $\sqrt{\pi}/2$. Entretanto, a mudança da geometria implica mudança também da distribuição do fluxo neutrônico na proximidade da barra, visto que haverá vértices onde a condição de contorno não será equivalente à situação em que se apresenta nas barras cilíndricas, pois o gradiente do fluxo será maior do que o real nesses locais. Portanto, procurou-se, através do método adotado, uma correção que englobe os diferentes efeitos originados na transformação da geometria.

O efeito dos espaçamentos nodais dentro da barra e na sua vizinhança foi discutido na etapa D. Porém, no cálculo da presente etapa, essa correção é levada em consideração efetuando-se o cálculo celular, com a teoria de difusão, com malhas semelhantes às utilizadas no cálculo do reator. Esse procedimento torna-se necessário no cálculo da reatividade da barra de controle pelo método de Nordheim-Scalettar, porque as expressões deduzidas por A. F. Henry e H. Aisu não são aplicáveis uma vez que a barra de controle não é tratada como meio difusor.

O espaçamento dos pontos nodais utilizados no reator, na vizinhança da barra de controle, é de 1,0 cm para ambos os reatores. Esse espaçamento foi utilizado até a distância equivalente a um comprimento de difusão L , que é da ordem de 13 cm para o reator $C/U = 5000$. Nas demais regiões a malha é semelhante à utilizada na Etapa D.

A escolha do espaçamento de 1 cm teve como referência o trabalho efetuado por R. K. Lane⁽³⁴⁾ que concluiu que há forte dependência dos resultados de cálculo com a variação do espaçamento nodal na vizinhança da barra de controle. O autor comparou a influência de cada termo da aproximação da equação de diferenças finitas e observou que a segunda derivada do fluxo é considerável próximo à barra, mesmo com espaçamento de 1,0 cm (Apêndice F).

Na Tabela IV.8 são mostradas as seções de choque médias de absorção para os grupos 1, 2 e 3,

e a condição de contorno, $D\nabla\phi/\phi$, para o grupo térmico utilizadas no cálculo da reatividade da barra de controle com o programa de difusão CITATION.

Tabela IV.8

Secções de Choque Médias para os Grupos 1, 2 e 3
e $D\nabla\phi/\phi$ para o Grupo Térmico, Obtidas do
Cálculo de Supercélula Quadrada,
com o Programa CITATION

| Grupo | Reator C/U 5000 |
|-------|-----------------|
| 1 | 0,23 |
| 2 | 2,9 |
| 3 | 119 |
| 4 | 0,168 |

4.6.2 – Resultados

A barra de controle foi representada no programa de difusão CITATION, em setor anular com área de 14 cm^2 , e localizada entre os raios de 50,5 cm e 54,5 cm.

Na Tabela IV.9 é mostrado o balanço de nêutrons do reator C/U = 5000. A fonte de nêutrons é normalizada à unidade.

Na Figura 4.10 é mostrado o fluxo térmico após a inserção da barra de controle no reator C/U = 5000.

Na Tabela IV.10, é mostrada a fração de nêutrons absorvidos na barra de controle, em cada grupo.

Comparando-se com os valores mostrados na Tabela IV.7, observa-se que há leve deslocamento da absorção térmica para o grupo 3. Porém, a totalidade da absorção ainda ocorre nos grupos 3 e 4.

5 – COMPARAÇÃO COM A EXPERIÊNCIA

5.1 – Barra Semi-Inserida

Para analisar os resultados obtidos no cálculo bidimensional, foram efetuados cálculos de barra de controle semi-inserida.

Esses cálculos foram necessários porque as barras de controle, na unidade crítica da General Atomic, são compostas de duas metades, inseridas de faces opostas do reator. E os resultados experimentais disponíveis para comparação dos cálculos são de uma barra simples, i.e., inserida até a metade do reator.

Tabela IV.9

Balanco de Nêutrons no Reator C/U = 500Q Antes e Após a Inserção da Barra de Controle.
A Fonte de Nêutrons é Normalizada a Unidade

| Reator | Barra de controle | Região central | Anel acionador | Refletor | Fuga | Total | Kef |
|-----------|-------------------|----------------|----------------|----------|---------|---------|--------|
| sem barra | — | 0,03849 | 0,57370 | 0,01350 | 0,36547 | 0,99118 | 1,0089 |
| com barra | 0,008950 | 0,03913 | 0,57349 | 0,01343 | 0,36618 | 1,00120 | 0,9988 |

Tabela IV.10

Absorção Relativa de Nêutrons Observada na
Barra de Controle, em Cada Grupo de Energia

| Grupo | Reator C/U = 5000 |
|-------|-------------------|
| 1 | — |
| 2 | 0,004 |
| 3 | 0,227 |
| 4 | 0,769 |
| Total | 1,00 |

A determinação da reatividade de barra de controle semi-inserida é possível de ser efetuada com programas bidimensionais somente quando a barra estiver localizada no centro do reator. Pois neste caso, é possível utilizar-se o cálculo em geometria cilíndrica, R-Z, representando a barra de controle entre as posições $R=0$ e $R=R_0$, e entre $Z=0$ e $Z=Z_0$, onde R_0 é o raio da barra e Z_0 é a profundidade em que é inserida a barra de controle. Em outra localização, que não a central, é necessário utilizar-se programa tri-dimensional.

Portanto, efetuaram-se cálculos utilizando-se o programa tridimensional CITATION, pelo método da supercélula, com a barra diluída em setor anular de área igual a 100 cm^2 . O valor da reatividade da barra de controle, semi-inserida, calculado é de 52% da reatividade de uma barra completamente inserida, portanto, um pouco maior que o valor previsto pela teoria de perturbação de primeira ordem⁽⁴⁸⁾ que é de 50%.

Semelhante valor foi também obtido, por cálculo bidimensional com o programa EXTERMINATOR-2, em geometrias R-Z, deslocando a barra de controle para a zona central do reator.

A Figura 5.1 mostra a deformação do fluxo com a semi-inserção da barra de controle, calculado pelo método da supercélula através do programa CITATION. Observa-se que a deformação é pronunciada nos grupos 3 e 4, onde ocorre a maior parte da absorção de nêutrons.

5.2 – Incertezas de Cálculo

Os resultados obtidos são produtos de aproximações adotadas durante o cálculo e são também influenciados por incertezas de natureza diversa. Algumas delas são mencionadas abaixo.

- a) Incerteza na quantidade de boro contido na barra de controle.
- b) Incerteza na secção de choque dos núclídeos.
- c) Aproximação na definição da supercélula.
- d) Aproximação por equação de diferenças finitas.
- e) Aproximação por teoria de difusão em multigrupos.

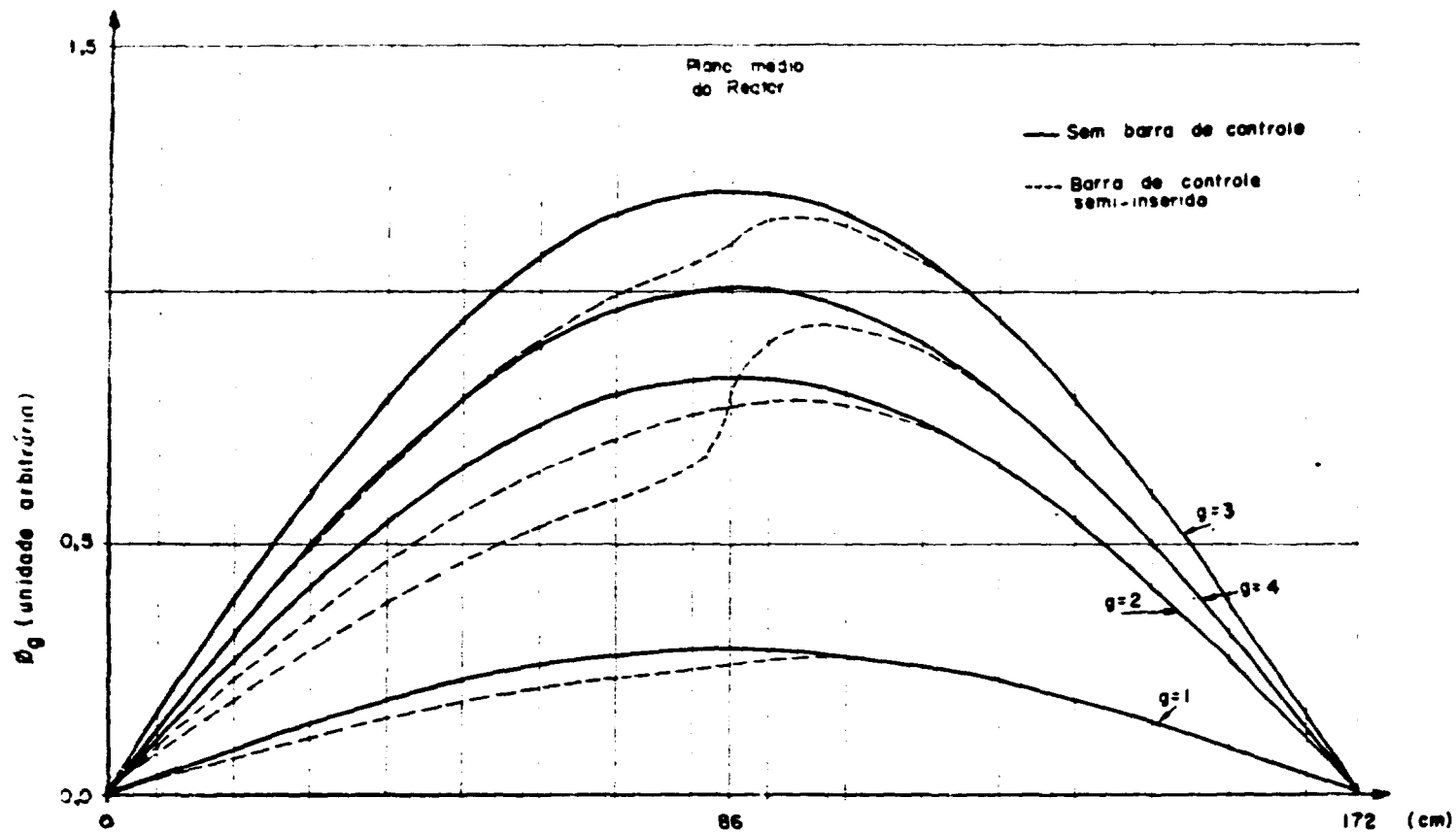


Figura 5.1 - Deformação do Fluxo com a Semi-Inserção da Barra de Controle. Os Fluxos Graficados são Tomados no Segmento de Reta Coincidente com o Eixo da Barra de Controle. (Metodo de Supercélula - CITATION).

f) Aproximação na diluição da barra de controle

A contribuição de cada fator no resultado final é praticamente impossível de se determinar teoricamente, devido a incontáveis parâmetros existentes em cada aproximação acima citada.

Porém, o cálculo de perturbação possibilitou estimar-se a influência da incerteza na quantidade de boro contido na barra de controle, assim como a influência da incerteza na secção de choque.

Na Tabela V.1 são mostrados os valores de perturbação calculados pelo programa EXTERMINATOR-2, expressos pela relação $(\Delta k/k) / (\Delta \Sigma_a / \Sigma_a)$, isto é, variação relativa do fator de multiplicação em função da variação relativa da secção de choque macroscópica de absorção da barra de controle diluída.

Tabela V.1

Valores $(\Delta k/k) / (\Delta \Sigma_a / \Sigma_a)$ Calculados com o Programa EXTERMINATOR-2

| Grupo | Reator C/U = 5000 |
|-------|------------------------|
| 1 | $-5,304 \cdot 10^{-7}$ |
| 2 | $-2,539 \cdot 10^{-3}$ |
| 3 | $-1,506 \cdot 10^{-3}$ |
| 4 | $-6,204 \cdot 10^{-3}$ |
| Total | $-7,736 \cdot 10^{-3}$ |

O grupo térmico contribui com aproximadamente 80% para a variação do fator de multiplicação, no caso de haver variação da concentração do nuclídeo absorvedor.

A influência da incerteza na quantidade de boro na barra de controle é estimada em 0,8% para a determinação da reatividade da barra de controle. E a influência da incerteza na secção de choque do boro⁽²⁶⁾, 0,26%, é estimada em 0,14%. As incertezas nas secções de choque dos nuclídeos presentes no reator antes e após a inserção da barra não foram consideradas, uma vez que se compensam no cálculo de reatividade de barra de controle.

A localização da área de diluição da barra de controle é importante para o cálculo da reatividade, porque os reatores são pouco refletidos dando oportunidade a surgimento de forte gradiente de fluxo neutrônico na região periférica. Efetuaram-se cálculos para se determinar a variação da reatividade ocasionada pelo deslocamento na posição radial da área de diluição, e verificou-se a variação de 3,0% no valor da reatividade calculada por centímetro de deslocamento. E a incerteza na localização radial da área de dissolução é da ordem de 1 cm, uma vez que a barra cilíndrica é aproximada por setor anular.

Os demais fatores serão considerados como intrínsecos ao método adotado e não serão objeto de estudo, uma vez que, é necessário uma análise profunda de cada um dos parâmetros e das técnicas de resolução empregadas pelos programas.

Portanto, assumindo-se variação independente dos fatores analisados, o método empregado será considerado satisfatório quando o desvio do resultado do cálculo de reatividade da barra de controle situar-se ao redor de 50% quando comparado com o resultado experimental.

5.3 – Método da Supercélula

O cálculo de reatividade da barra de controle, foi efetuado em geometria cilíndrica R-θ, portanto, supondo inserção total da barra. A reatividade da barra semi-inserida foi calculada através da expressão:

$$\rho = \frac{k - k'}{k} \cdot \frac{0,52}{\beta_{ef}}$$

cujo valor é dado em dolar (\$), onde k e k' são os fatores de multiplicação do reator, antes e depois da inserção da barra de controle, respectivamente.

Os valores da reatividade da barra de controle diluída em diversas áreas, são mostrados na Figura 5.2.

Os resultados obtidos divergem do resultado experimental para áreas de diluição muito reduzidas, devido à falha da teoria de difusão, pois há violação da maioria das hipóteses nas quais ela se baseia. A absorção passa a ser comparável ao espalhamento no grupo térmico, conforme é mostrado na Tabela V.2.

Tabela V.2

Valores de Σ_a/Σ_t para Várias Áreas de Diluição

| Grupo | 14 cm ² | 48 cm ² | 100 cm ² | 175 cm ² | 520 cm ² |
|-------|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| 1 | 0,966 | 0,976 | 0,988 | 0,992 | 0,996 |
| 2 | 0,413 | 0,876 | 0,934 | 0,957 | 0,976 |

Conforme resultados obtidos na Etapa C, observou-se forte anisotropia do fluxo neutrônico na vizinhança da barra até, aproximadamente, $2\lambda_t$ do meio externo à barra de controle, onde λ_t é o livre-caminho-médio. Poranto, para pequena área de diluição, a teoria de difusão não representa, mesmo com parâmetros calculados mantendo equivalência de taxa de reação, a distribuição neutrônica média adequada, pois a teoria é fundamentada na isotropia do fluxo.

Resolução da equação de transporte em uma dimensão⁽³⁵⁾, expandindo-se o fluxo angular em polinômios de Legendre, revela que, dentro de zonas altamente absorvedoras, o fluxo de nêutrons calculado pela teoria de difusão é maior que o fluxo de nêutrons previsto pela teoria de transporte. Consequentemente, a teoria de difusão superestima a taxa de absorção, uma vez que a seção de choque média da barra de controle é calculada por meio da distribuição espacial de nêutrons obtida pela teoria de transporte.

Verificou-se essa discrepância, calculando-se com o programa de difusão EXTERMINATOR-2 a taxa de absorção na barra de controle diluída em áreas circulares, na região interna de uma supercélula idêntica à definida na Etapa C. A curva 3 da Figura 5.3 mostra a relação entre a taxa de absorção calculada pela teoria de difusão e a taxa de absorção calculada pela teoria de transporte com o programa ANISN. Verifica-se que a discrepância decresce, rapidamente, até 100 cm² e mantém-se aproximadamente constante, porém superestimando a absorção em aproximadamente 3%.

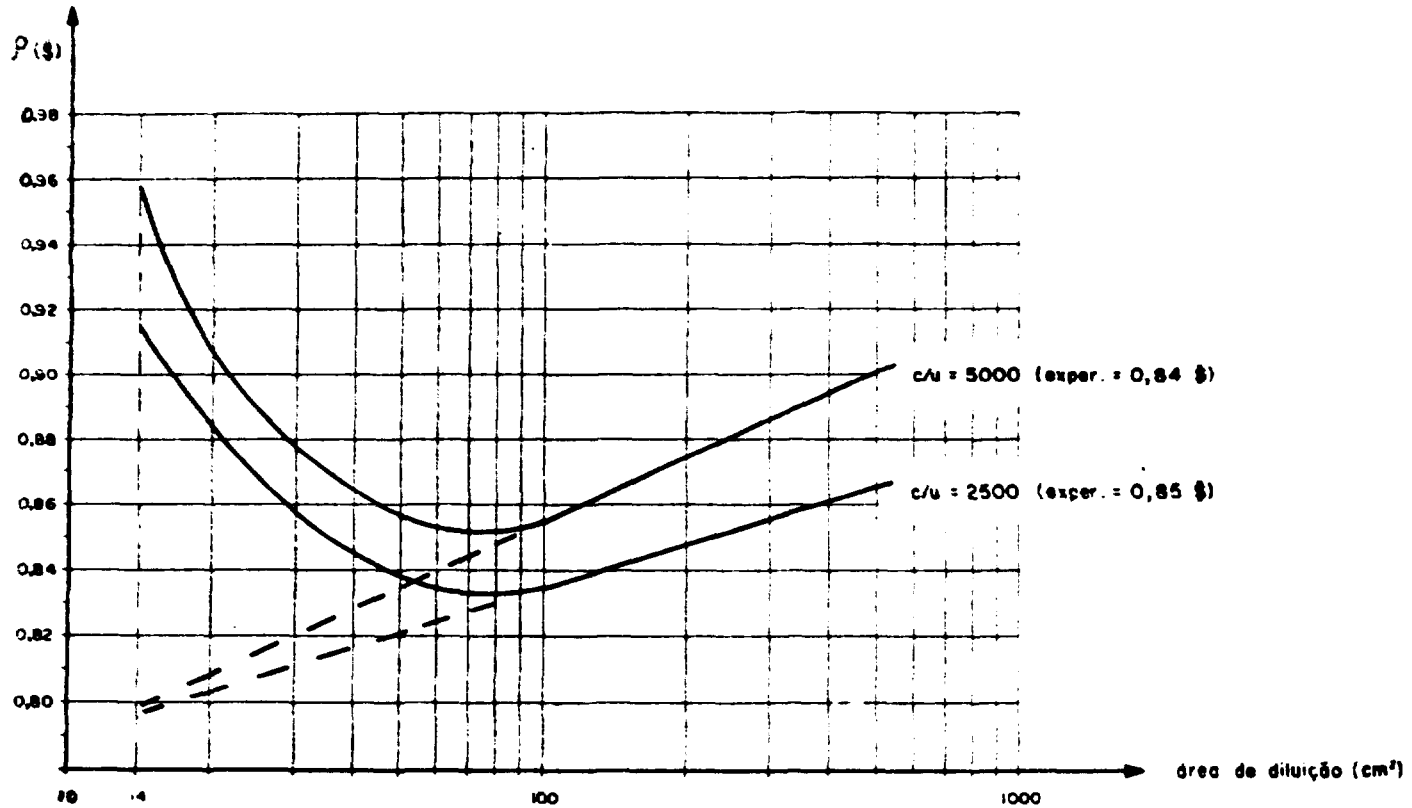


Figura 5.2 — Reatividade da Barra de Controle Semi-Inserida, em Unidade Dolar, em Função da Área de Diluição nos Reatores $C/U = 2500$ e $C/U = 5000$. $_j$

Observa-se, entretanto, pela Figura 5.2, que a reatividade da barra de controle, após atingir um mínimo por volta de 100 cm^2 , torna a aumentar com o aumento da área de diluição.

Efetuada-se cálculos com programa de difusão, em áreas de diluição de perímetros semelhantes aos perímetros dos setores anulares utilizados no cálculo do reator com barra de controle, obteve-se a curva dois da Figura 5.3, relação entre a absorção verificada nesses cálculos e absorção verificada em igual área, porém, em formato circular, com programa de difusão. Portanto, a curva dois representa a influência do perímetro da área de diluição sobre a absorção de nêutrons na barra de controle.

A curva um da Figura 5.3 mostra a absorção de nêutrons na barra de controle em diversas áreas de diluição no reator. Para facilitar a visualização do seu comportamento em relação às curvas 2 e 3, o valor da absorção na área de 100 cm^2 foi ajustado ao produto dos valores das curvas 2 e 3 para mesma área. Nota-se que a absorção em áreas maiores que 100 cm^2 é, praticamente, ditada pela influência do perímetro, uma vez que a curva 3 é aproximadamente constante a partir de 100 cm^2 .

Portanto, pelo comportamento da curva dois da Figura 5.3, conclui-se que a absorção na barra de controle, em sua forma inicial, área de 14 cm^2 , tem mínima influência do perímetro, esperando-se, portanto, melhor resultado para o cálculo da reatividade. Porém, conforme já explanado, o cálculo de difusão nessa área é invalidado pelas restrições da teoria.

Optou-se, portanto, em se extrapolar a curva a partir do comportamento nas áreas de diluição maiores que 100 cm^2 , mostrado na Figura 5.2, para minimizar o efeito do perímetro, e obteve-se o resultado mostrado na Tabela V.3. O desvio, em relação ao resultado experimental, é satisfatório uma vez que o método de cálculo empregado é influenciado por diversos fatores já mencionados.

Tabela V.3

Resultado da Reatividade da Barra de Controle,
Extrapolando-se a Curva da Figura 5.2 para Área de 14 cm^2

| Reator C/U = 5000 | |
|-------------------|--------------|
| Extrapolação | 0,80 \$ |
| Experimental | 0,84 \$ ± 1% |
| Desvio relativo | - 0,05 |

Observando-se o comportamento da anisotropia do fluxo, Figura 4.8, e os resultados mostrados na Figura 5.2 conclui-se que a curva utilizada para a extrapolação até a área real da barra de controle deve ser traçada a partir de áreas de diluição cujos raios sejam maiores que $3\lambda_1$ do meio envolvente, pois desta maneira os fluxos anisotrópicos situam-se dentro da área de diluição.

Essa anisotropia não é considerada nos cálculos de difusão e, conforme visto na curva 3 da figura 5.3, a absorção na barra é superestimada em aproximadamente 3% a partir da área de diluição de 100 cm^2 . Porém semelhante efeito é notado também na absorção de nêutrons no combustível dentro da mesma área, o qual se traduz em fonte de nêutrons.

Resultados do cálculo de supercélula com a teoria de difusão, revela que a absorção de nêutrons no combustível é superestimada em aproximadamente 5,4%, devido à falha da teoria de difusão dentro da área de 100 cm^2 . E, segundo o balanço de nêutrons do reator, o correspondente aumento da fonte de nêutrons é aproximadamente 8,8%. Comparando-se o aumento da absorção e o aumento de nêutrons de fonte, observa-se que são semelhantes, e compensam-se mutuamente no cálculo da reatividade da barra de controle.

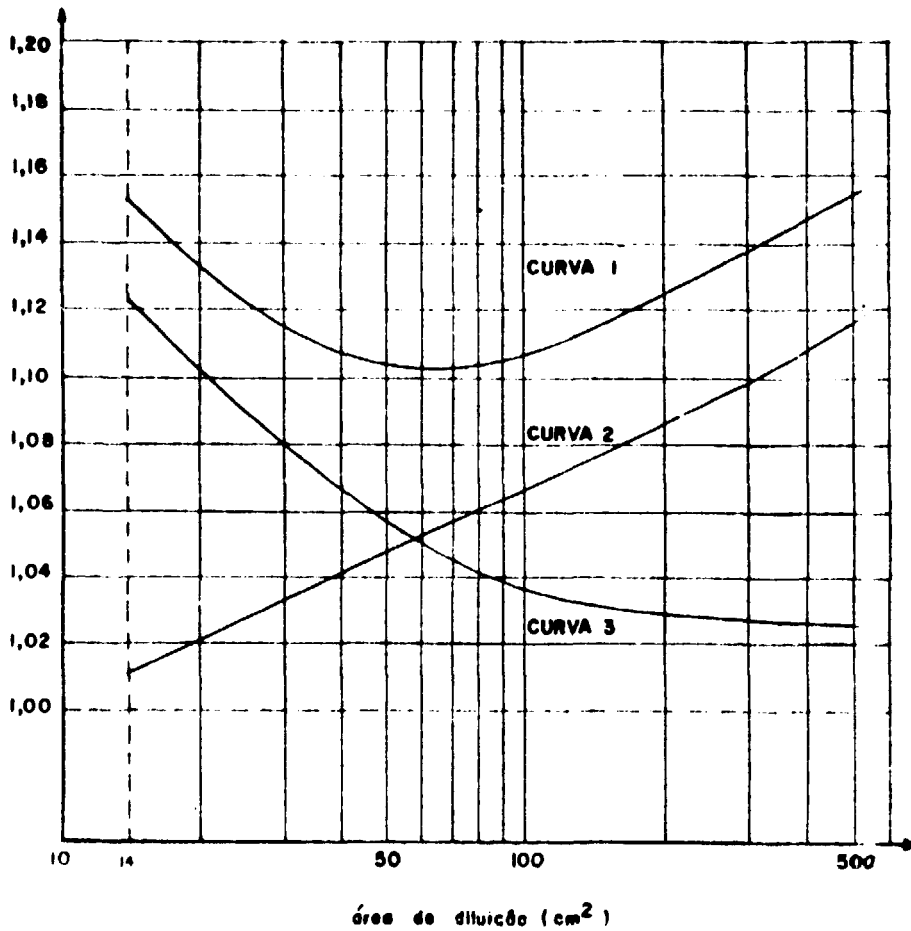


Figura 5.3 – Curva 1 -- Absorção na Barra de Controle, Diluída no Reator $C/U = 5000$. (O Valor para Área de 100 cm² foi Ajustado ao Produto das Curvas 2 e 3)

- Curva 2 — $\frac{\text{Absorção no Setor Anular (Teoria de Difusão)}}{\text{Absorção no Círculo (Teoria de Difusão)}}$
- Curva 3 — $\frac{\text{Absorção na Barra Diluída (Teoria de Difusão)}}{\text{Absorção na Superfície Original (Teoria de Transporte)}}$

5.4 – Método de Nordheim-Scalettar

A Tabela V.4 mostra a reatividade da barra de controle calculada pelo método de Nordheim-Scalettar juntamente com o desvio em relação ao resultado experimental.

Tabela V.4

Reatividade Calculada pelo Método de Nordheim-Scalettar
no Reator C/U = 5000

| Reator C/U = 5000 | |
|------------------------|--------|
| Calculado | 0,75 % |
| (Calc. - expe.) / exp. | - 0,11 |

Verificou-se que o fluxo médio térmico dentro da área de 100 cm^2 , na supercélula quadrada utilizada na Etapa E, é superestimada em apenas 0,58%, comparando-se com o resultado da supercélula utilizada na Etapa C. Essa discrepância resulta em reatividade menor que 0,01\$, sendo, portanto, satisfatória a representação do fluxo térmico através de condição de contorno na superfície da barra.

Observando-se o balanço de nêutrons mostrado na Etapa E, nota-se que a absorção de nêutrons na barra de controle, para fonte unitária, é 0,00895. Comparando-se com o resultado extrapolado para área de 14 cm^2 , 0,0098, conclui-se que a barra deixa de absorver aproximadamente 9,5%, no presente método. E, conseqüentemente, o material combustível absorve esses nêutrons, aumentando o fator de multiplicação do reator. Nota-se também, como resultado da menor absorção na barra, menor aumento da fuga de nêutrons do reator.

Observa-se, pelo resultado mostrado na Tabela V.4, que o ajuste de condição de contorno para o grupo térmico não produz resultados melhores que o método da supercélula para o reator C/U = 5000, que apresenta barra localizada em região distante do centro do reator.

O método foi aplicado com desvios menores que 5%, em reator moderado por água, por P. G. Rama⁽⁴⁵⁾, em quatro grupos de energia. Porém, o comprimento de difusão do reator era de aproximadamente 2,7 cm, e a barra era localizada na região central, portanto, com fluxo aproximadamente constante.

No presente trabalho, no entanto, o reator C/U = 5000 apresenta comprimento de difusão térmica de 13 cm, portanto, com grande raio de ação da barra de controle. E, conforme resultados da Etapa C, a barra se localiza em região onde os fluxos apresentam forte variação espacial. Portanto a procura da condição de contorno, supondo-se fluxo constante, revelou não ser apropriada no reator estudado.

Semelhante fenômeno foi constatado por Y. Kaneko e outros⁽²⁹⁾, no cálculo da reatividade da barra de controle em reator SHE-5 e SHE-8⁽²⁸⁾, com composições C/U = 5200 e C/U = 2500, respectivamente. A condição de contorno foi ajustada por meio da comparação com resultados de experiência realizada no centro do reator. O uso dessa condição de contorno para barra excêntrica produziu resultados que subestimaram entre 15% e 30% os resultados experimentais.

5.5 – Reator C/U = 2500

A metodologia ora estudada foi utilizada no cálculo da reatividade da barra de controle no reator de composição C/U = 2500 da General Atomic^(4,44), com o objetivo de verificar a sua eficiência em reatores menos moderados.

Os resultados obtidos pelo método da supercélula e pelo método de Nordheim-Scalettar são mostrados na Tabela V.5, e observa-se que os desvios relativos são semelhantes aos verificados no cálculo do reator C/U = 5000.

Tabela V.5

Reatividade da Barra de Controle no Reator de
Composição C/U = 2500, da General Atomic

| | Método da supercélula | Método de Nordheim-Scalettar |
|--------------------------|--------------------------|---------------------------------|
| Reatividade calculada | 0,80 \$ | 0,77 \$ |
| (calc.-exp.)/exp. | -0,06 | -0,09 |

A Figura 5.2 mostra os valores da reatividade da barra de controle diluída em várias áreas, e nota-se que as discrepâncias, em áreas excessivamente pequenas ou grandes, são menores que as observadas no reator C/U = 5000. Tal fato é explicado pela menor secção de choque de absorção do Boro, dada a menor moderação do reator C/U = 2500.

6 – CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

6.1 – Conclusões

A reatividade de barra de controle em unidade crítica moderada por grafita, é melhor calculada, com maior precisão, pelo Método de Supercélula do que com o Método de Nordheim-Scalettar, embora o fluxo neutrônico, próximo à barra de controle, seja mais bem representado pelo método de Nordheim-Scalettar.

Do ponto de vista prático, a execução dos cálculos pelo segundo método é superior, uma vez que as correções são automaticamente feitas, ao contrário do Método de Supercélula que é bastante complexo e exige análise exaustiva de grande número de fatores.

6.2 – Recomendações

Para o cálculo estimativo da reatividade de barra de controle do Reator de Potência Zero (RPZ) do IEA, recomenda-se o método de Nordheim-Scalettar, uma vez que a técnica calculacional é bastante simples e fornece resultados razoavelmente satisfatórios (desvios da ordem de 10% em relação à experiência).

APÊNDICE A

CONTRIBUIÇÃO DA BARRA DE CONTROLE NO AUMENTO DE FUGA DE NÉUTRONS DO REATOR

Conforme estudos efetuados por A. M. Weinberg⁽⁵⁶⁾, em um grupo de energia, em reatores esférico sem refletor, a contribuição de um absorvedor esférico localizado no seu centro, é de 50% para a absorção e 50% para aumento de fuga, independentemente da reatividade resultante.

Estendendo-se a mesma formulação para reator cilíndrico, sem refletor, deduz-se que a relação entre a contribuição do aumento de K_{ef} devido à absorção e aumento do K_{ef} total, com a inserção da barra de controle cilíndrica, paralelamente ao eixo do reator, é aproximadamente

$$\frac{\Delta K (\text{absorção})}{\Delta K (\text{total})} = \frac{\int \psi^2(\vec{r}) dV}{\phi(\vec{r}_0) \int \psi(\vec{r}) dV} = \frac{0,49}{J_0 \left(\frac{2,405 r_0}{R_0} \right)}$$

onde r é a localização radial da barra de controle, e R_0 é o raio do reator.

A expressão acima é aproximada para teoria de um grupo de energia, esperando-se portanto discrepância do cálculo em multigrupo. Porém, é possível estimar-se que a contribuição da fuga anula-se, aproximadamente quando a barra de controle é inserida a $0,64 R_0$ de distância do eixo do reator. No reator C/U = 5000 corresponde a aproximadamente 56 cm, considerando o raio efetivo do reator nu equivalente.

Efetuaram-se cálculos do reator C/U = 5000 com a barra de controle inserida no centro do mesmo e obtiveram-se resultados conforme mostra a Tabela A.1.

Tabela A.1

Balço de Néutrons no Reator C/U = 5000, sem Barra de Controle, e com Barra Inserida no Centro do Reator. A Fonte de Néutrons é Normalizada à Unidade

| | Barra de controle | Absorção no Reator | Fuga | Total | K_{ef} |
|-----------|-------------------|--------------------|---------|---------|----------|
| Sem barra | — | 0,62579 | 0,36528 | 0,99107 | 1,0090 |
| Com barra | 0,01846 | 0,62682 | 0,38470 | 1,02998 | 0,9709 |

Verifica-se que $-\frac{\Delta K}{K} = 0,0378$ levando-se em consideração o efeito global da barra de controle.

A contribuição isolada da absorção na barra de controle é dada por:

$$-\frac{\Delta K (\text{absorção})}{K} = \frac{0,01846}{0,01846 + 0,99107} \approx 0,0183$$

e a do aumento de fuga:

$$-\frac{\Delta K (\text{fuga})}{K} = \frac{0,01942}{0,01942 + 0,99107} \approx 0,0192.$$

Portanto a contribuição relativa da absorção na reatividade da barra de controle é da ordem de 48%, quando a barra é inserida no centro do reator.

Como a localização da barra de controle é $0,60 R_0$ no reator $C/U = 5000$, espera-se que a contribuição da absorção na reatividade da barra seja aproximadamente de 90%.

Na etapa D do presente trabalho, verificou-se que a contribuição da fuga é, aproximadamente, 92%.

Deve-se ressaltar no entanto, que embora a absorção ocorra praticamente nos grupos 3 e 4, o aumento de fuga ocorre em todos os grupos devido à dependência mútua entre os mesmos. A Tabela A.2 mostra as contribuições relativas de cada grupo, na absorção e no aumento de fuga de nêutrons.

Tabela A.2

Contribuição Relativa de Cada Grupo na
Absorção e no Aumento de Fuga, Devido à Presença
da Barra de Controle (Reator $C/U = 5000$)

| Grupo | Δ Absorção | Δ Fuga |
|-------|-------------------|---------------|
| 1 | — | 0,117 |
| 2 | 0,004 | 0,253 |
| 3 | 0,208 | 0,351 |
| 4 | 0,788 | 0,279 |
| Total | 1,000 | 1,000 |

Portanto, conclui-se que embora a expressão deduzida seja baseada em teoria de um grupo, e reator sem refletor, a sua aplicação nos reatores pouco refletidos como é o reator em estudo, é útil para se estimar a contribuição da fuga na reatividade da barra de controle.

Cálculos efetuados supondo-se barras completamente absorvedoras de nêutrons térmicos, localizado no centro do reator, forneceram resultados concordantes com a expressão deduzida. Pois conforme conclusões de A. M. Weinberg, a contribuição entre a absorção e fuga de nêutrons é independente da composição da barra. O aumento da fuga de nêutrons é provocado pelo deslocamento

dos nêutrons para região do reator onde a probabilidade de fuga é maior. E pela mesma razão, se a barra de controle for inserida na periferia do reator, haverá diminuição de fuga dos nêutrons, devido ao deslocamento dos nêutrons para a região interna do reator.

APÊNDICE B

APROXIMAÇÃO DE WIGNER – SEITZ

A aproximação de Wigner-Seitz consiste em transformar o contorno de uma célula unitária em cilindro de mesmo volume. A condição de contorno na periferia dessa nova célula é de reflexão isotrópica, para melhor simular o fenômeno real, uma vez que reflexão especular pode causar aumento irreal de nêutrons nessa zona⁽⁶⁾

Verifica-se que a aproximação da célula quadrada por célula de Wigner-Seitz⁽⁵¹⁾ mantém boa concordância. A mudança de geometria influi apenas na zona próxima à superfície externa da célula, em comparação com livre-caminho-médio do meio.

A reflexão isotrópica na superfície externa da célula unitária foi estudada por T. Takeda e outros⁽⁵⁴⁾ e observou-se que é satisfatória quando comparada com reflexão normal em célula quadrada.

APÊNDICE C

COMPARAÇÃO DOS CÁLCULOS DE SUPERCÉLULAS: HAMMER – XSDRN

Para maior confiabilidade do processo iterativo utilizado, para homogenizar a zona 4, efetuou-se uma comparação do método utilizando-se o programa XSDRN⁽²³⁾ o qual utiliza processo automático para efetuar o mesmo cálculo. Os dados de entrada foram idênticos a ambos os programas. Foi calculado o Reator C/J = 5000 a 300°C.

Os resultados obtidos são mostrados na Tabela abaixo.

Tabela C.1

Seção de Choque Média por Grupo de Energia, para B-10,
Obtida Através dos Programas HAMMER e XSDRN.
A Unidade da Seção de Choque é o "bar"

| Grupo | Programa Utilizado | | |
|-------|--------------------|-------|------------|
| | HAMMER | XSDRN | Desvio (%) |
| 1 | 0,22 | 0,23 | - 4,3 |
| 2 | 2,50 | 2,34 | + 6,8 |
| 3 | 124,3 | 127,4 | - 2,4 |
| 4 | 1755 | 1746 | + 0,5 |

Concluiu-se que a velocidade média térmica varia muito pouco utilizando-se o processo iterativo adotado presentemente, embora, haja maior variação da velocidade média epitérmica. Porém, como a absorção epitérmica é da ordem de 20% e a térmica da ordem de 80%, os desvios observados nas seções de choque praticamente se anulam quando ponderadas em suas respectivas frações.

A absorção relativa, em cada grupo, na barra de controle é mostrada na Tabela abaixo.

Tabela C.2

Fração de Nêutrons Absorvidos na Barra de Controle, em Cada Grupo de Energia, Obtida Através dos Programas HAMMER e XSDRN. O Total de Nêutrons Absorvidos na Supercélula é Normalizada a 1,00

| Grupo | Programa Utilizado | | |
|-------|--------------------|---------|------------|
| | HAMMER | XSDRN | Desvio (%) |
| 1 | 0.0001 | 0.0001 | |
| 2 | 0.0004 | 0.0003 | + 33,3 |
| 3 | 0.0256 | 0.0326 | - 21,5 |
| 4 | 0.09945 | 0.10944 | - 9,1 |
| Total | 0.12594 | 0.14244 | - 11,6 |

Observa-se grande discrepância na absorção de nêutrons na barra de controle, empregando o processo iterativo do programa HAMMER. Com a diluição do combustível diversos parâmetros são alterados. Mas, com o processo utilizado a alteração é efetuada somente na quantidade de combustível a ser diluído na zona 4, quando na realidade deveriam ser alteradas as secções de choque de cada nuclídeo, em todos os grupos de energia, tais como efetuadas pelo programa XSDRN, na primeira fase do cálculo de supercélula, considerando os fatores de auto-blindagem espacial e energética.

Concluiu-se portanto, que o processo iterativo utilizando-se programa HAMMER fornece secções de choque bastante próximos das secções de choque fornecidas pelo processo automatizado usado pelo programa XSDRN, porém, com grande desvio no balanço de nêutrons.

APÊNDICE D

CONDIÇÕES PARA ESCOLHA DO ESPAÇAMENTO DOS PONTOS NODAIS NO PROGRAMA ANISN E MALHAGEM UTILIZADA NA SUPERCÉLULA DO REATOR C/U = 5000

Alguns critérios são recomendados para que o programa ANISN forneça resultados confiáveis. Esses critérios são resultados de comparação entre vários casos e não têm fundamento ou derivação analítica⁽¹²⁾.

Recomenda-se para o espaçamento dos pontos nodais na direção radial a seguinte relação empírica:

$$(1 - 7) \quad \Delta R \leq \frac{1,0 + \frac{\Sigma_{g \neq g}^s}{\Sigma_g^t}}{4 \Sigma_g^t}$$

onde

Σ_g^t é a maior secção de choque macroscópica total.

$\Sigma_{g \neq g}^s$ é a correspondente secção de choque macroscópica de espalhamento sem transferência de grupo.

Esta relação deve ser satisfeita em regiões onde o gradiente do fluxo é pronunciado. Porém, em interfaces entre regiões diferentes recomenda-se não definir malhagens muito diferentes. A razão entre os espaçamentos adjacentes não deve ser muito maior que 2.

Seguindo-se as recomendações acima, definiu-se a malhagem utilizada no cálculo de supercélula do reator C/U = 5000 conforme Tabela D.1.

Tabela D.1

Definição da Malhagem da Supercélula do Reator C/U = 5000,
Utilizada no Programa ANISN

| Número de pontos nodais | Zona | Raio externo (cm) |
|-------------------------|------|-------------------|
| 3 | 1 | 1,27 |
| 5 | 2 | 1,6574 |
| 2 | 3 | 2,1120 |
| 4 | 4 | 4,1120 |
| 4 | 4 | 8,1120 |
| 10 | 4 | 25,00 |

APÊNDICE E

RELAÇÃO $\psi_{0,00}/\phi_t$ CALCULADA POR K. M. CASE E OUTROS⁽⁹⁾. SUPONDO FONTE E ESPALHAMENTO ISOTRÓPICOS

O cálculo foi efetuado no semi-espço espalhador limitado por vácuo.

A distância Z é em unidade de livre-caminho-médio a partir da superfície limite, onde se localiza a fonte de nêutrons.

| $C = \Sigma_s / \Sigma_t$ | | | | | | |
|---------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Z | 0,5 | 0,6 | 0,7 | 0,8 | 0,9 | 1,0 |
| 1 | 0,505 | 0,667 | 0,789 | 0,879 | 0,943 | 1,000 |
| 2 | 0,622 | 0,780 | 0,882 | 0,944 | 0,977 | 1,000 |
| 3 | 0,695 | 0,842 | 0,926 | 0,970 | 0,991 | 1,000 |
| 5 | 0,786 | 0,908 | 0,966 | 0,989 | 0,998 | 1,000 |
| 10 | 0,891 | 0,968 | 0,993 | 0,999 | 1,000 | 1,000 |
| 20 | 0,961 | 0,994 | 0,999 | 1,000 | 1,000 | 1,000 |

APÊNDICE F

EFEITO DA APROXIMAÇÃO DA EQUAÇÃO DE DIFERENÇAS FINITAS NA TEORIA DE DIFUSÃO

Conforme G. I. Bell e outros⁽⁶⁾, o erro devido à aproximação de equação de difusão pela técnica de diferenças finitas pode ser expressada, em uma dimensão, por $\frac{h^2}{2} \psi''(x_k)/\psi(x_k)$, onde h é o espaçamento dos pontos nodais e a segunda derivada é em relação à dimensão X .

Verificou-se, conforme Figura F, que, na vizinhança da barra de controle, o erro relativo é grande, diminuindo sensivelmente a partir de 6 cm de distância da barra, no reator C/U = 5000.

Observando-se que a teoria de difusão despreza termo correspondente à terceira derivada do fluxo⁽³³⁾, na expansão em série de Taylor, conclui-se que o cuidado maior deve ser dispensado ao espaçamento nodal perto da barra. Tentou-se portanto diminuir na medida do possível, dentro da limitação da memória do computador, sendo escolhido 1 cm para a vizinhança da barra, no cálculo dos reatores da General Atomic, pelo método de Nordheim-Scalettar.

Cálculos efetuados com programa EXTERMINATOR, revelou não ser possível simular a mesma depressão do fluxo na proximidade da barra mesmo com espaçamentos menores que 1 cm, pois a teoria de difusão falha à medida que se aproxima da barra, visto que o fluxo é fortemente anisotrópico nessa região.

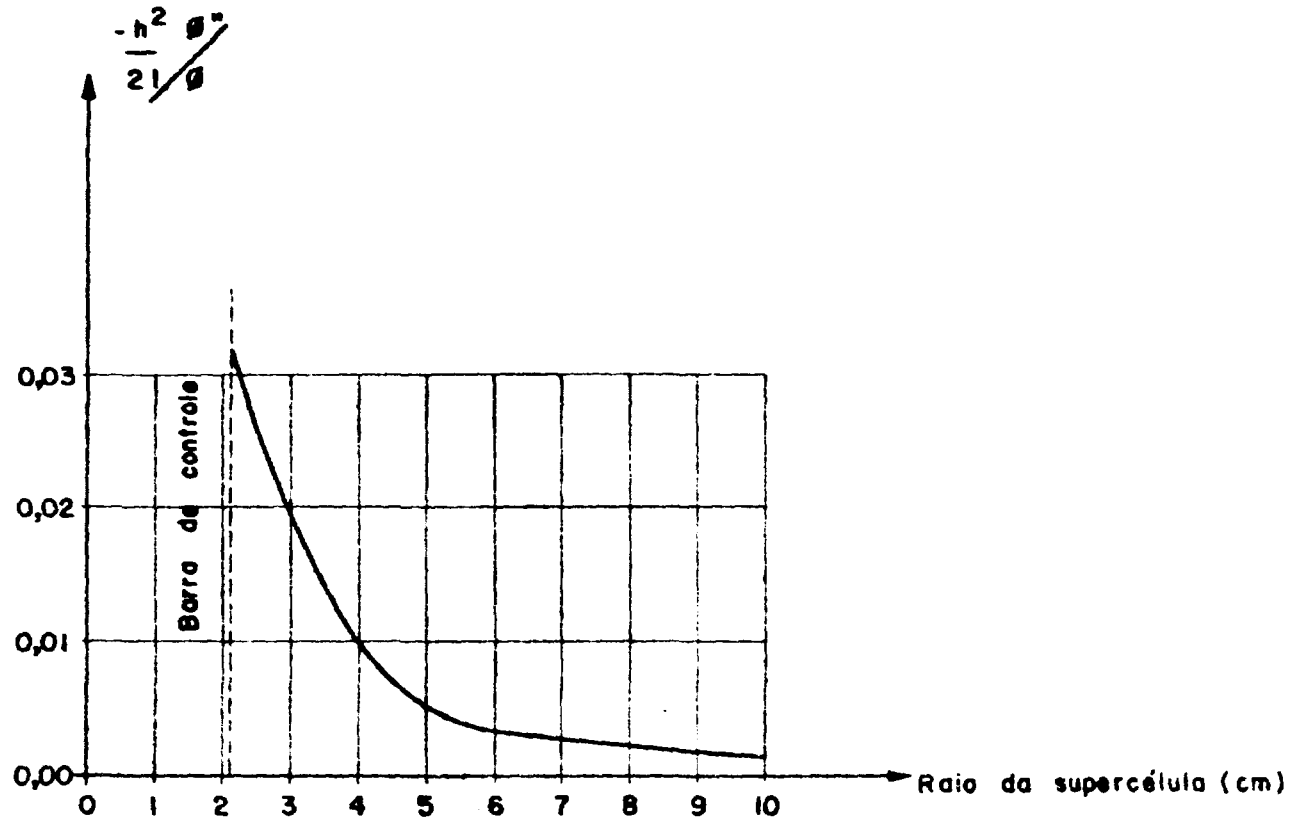


Figura F — Contribuição Relativa da 2ª Derivada do Fluxo Térmico na Vizinhança da Barra de Controle, para $h = 1$ cm ($C/U = 5000$).

APÊNDICE G

COMPOSIÇÃO DA CÉLULA UNITÁRIA DA REGIÃO CENTRAL NO REATOR DE COMPOSIÇÃO
C/U = 5000

| (Densidade em 10^{24} at/cm ³) | | |
|--|-------------|------------|
| Material | Zona 1 | Zona 2 |
| U-235 | 1,7895 - 05 | |
| U-238 | 1,2906 - 06 | |
| Carbono | 8,979 - 02 | |
| H | 8,6 - 05 | |
| O | 9,4 - 05 | |
| B | 7,0 - 08 | |
| Cd | 5,0 - 08 | |
| Al | | 2,538 - 02 |

As impurezas de alta secção de choque para nêutrons térmicos, exceto Cd e B, não foram incluídos no cálculo. A incerteza na concentração do Cd é suficiente para cobrir o efeito dos demais núclídeos.

APÊNDICE H

COMPOSIÇÃO DA CÉLULA DO ANEL ACIONADOR NO REATOR DE COMPOSIÇÃO C/U = 5000

| Material | (Densidade em 10^{24} at/cm ³) | | |
|----------|--|------------|------------|
| | Zona 1 | Zona 2 | Zona 3 |
| U-235 | 1,1167 - 04 | | |
| U-238 | 8,0501 - 06 | | |
| Carbono | 9,607 - 02 | | 7,360 - 02 |
| H | 1,9 - 04 | | 4,8 - 06 |
| O | 4,1 - 04 | | 2,4 - 06 |
| B | 7,0 - 08 | | 4,4 - 07 |
| Cd | 5,0 - 08 | | 7,9 - 07 |
| Al | | 3,860 - 02 | 4,391 - 03 |

As impurezas foram tratadas com o mesmo critério adotado no Apêndice G.

APÊNDICE I

COMPOSIÇÃO DA SUPERCÉLULA

| Material | Zona 1 | Zona 2 | Zona 3 |
|----------|--------------------------|------------|--------------------------|
| B | | 4,447 – 03 | |
| C | | 7,439 – 02 | |
| *SS 304 | 0,6882 g/cm ³ | | 1,4073 g/cm ³ |
| A | | | 1,2838 – 02 |

As densidades são dadas em 10²⁴ at/cm³, exceto para SS 304, que é introduzido em g/cm³ no programa HAMMER.

*O aço inoxidável SS 304 está incluído na biblioteca de secções de choque HAMMER, não sendo necessário especificar cada um de seus componentes. A densidade do SS 304 é de 7,92 g/cm³.

As impurezas contidas na grafita em pó foram desprezadas porque a densidade de B é bastante alta para anular os seus efeitos.

| Material | Zona 4 |
|----------|-------------|
| U-235 | 1,4337 – 05 |
| U-238 | 1,0329 – 06 |

Os demais componentes da zona 4 são idênticos aos do Apêndice H, e suas densidades são calculadas multiplicando-se pelas respectivas frações volumétricas, dentro da célula unitária do Anel Acionador.

APÊNDICE J

PARÂMETROS OBTIDOS DO PROGRAMA HAMMER PARA O REATOR DE COMPOSIÇÃO C/U = 5000

| Região | Grupo | D(cm) | Σ_r (cm ⁻¹) | Σ_a (cm ⁻¹) | $\nu\Sigma_f$ (cm ⁻¹) |
|-------------------|-------|---------|--------------------------------|--------------------------------|-----------------------------------|
| Central | 1 | 2,2827 | 2,3992 - 02 | 6,0534 - 05 | 4,0234 - 05 |
| | 2 | 1,0802 | 1,0149 - 02 | 5,6018 - 05 | 6,1766 - 05 |
| | 3 | 0,99293 | 5,3142 - 03 | 6,5612 - 04 | 8,0118 - 04 |
| | 4 | 0,99346 | 0,0 | 6,3349 - 03 | 1,0488 - 02 |
| Anel Acionador | 1 | 2,2556 | 2,4271 - 02 | 4,6768 - 05 | 5,4140 - 05 |
| | 2 | 1,0730 | 1,0218 - 02 | 5,1430 - 05 | 6,5940 - 05 |
| | 3 | 0,98743 | 5,3568 - 03 | 6,2907 - 04 | 8,1343 - 04 |
| | 4 | 0,93580 | 0,0 | 5,6233 - 03 | 9,4773 - 03 |
| Refletor | 1 | 2,2453 | 2,4383 - 02 | 2,2711 - 05 | 0,0 |
| | 2 | 1,0681 | 1,0265 - 02 | 1,5040 - 05 | 0,0 |
| | 3 | 0,98292 | 5,3814 - 03 | 8,9392 - 05 | 0,0 |
| | 4 | 0,93152 | 0,0 | 9,9019 - 04 | 0,0 |

A secção de choque de remoção, Σ_r , compreende apenas remoção por moderação entre grupos adjacentes.

APÊNDICE L

PARÂMETROS DE DIFUSÃO UTILIZADOS NA ÁREA ONDE A BARRA DE CONTROLE É DILUÍDA, PARA O REATOR C/U = 5000

| Coeficiente de Difusão (cm) do Grupo | | | | |
|--------------------------------------|--------|--------|---------|---------|
| Área (cm ²) | 1 | 2 | 3 | 4 |
| 48 | 2,2535 | 1,0719 | 0,96328 | 0,69856 |
| 100 | 2,2546 | 1,0725 | 0,97570 | 0,80463 |
| 175 | 2,2550 | 1,0726 | 0,98071 | 0,85606 |
| 270 | 2,2552 | 1,0727 | 0,98307 | 0,88252 |
| 520 | 2,2554 | 1,0728 | 0,98518 | 0,90736 |
| 850 | 2,2555 | 1,0729 | 0,98606 | 0,91819 |
| 1050 | 2,2555 | 1,0729 | 0,98633 | 0,92150 |

| Secção de Choque de Remoção (cm ⁻¹) do Grupo | | | | |
|--|-------------|-------------|-------------|-----|
| Área (cm ²) | 1 | 2 | 3 | 4 |
| 48 | 2,6289 - 02 | 1,1070 - 02 | 5,3592 - 03 | 0,0 |
| 100 | 2,5240 - 02 | 1,0627 - 02 | 5,3580 - 03 | 0,0 |
| 175 | 2,4825 - 02 | 1,0452 - 02 | 5,3575 - 03 | 0,0 |
| 270 | 2,4630 - 02 | 1,0369 - 02 | 5,3572 - 03 | 0,0 |
| 520 | 2,4457 - 02 | 1,0297 - 02 | 5,3570 - 03 | 0,0 |
| 850 | 2,4385 - 02 | 1,0266 - 02 | 5,3569 - 03 | 0,0 |
| 1050 | 2,4363 - 02 | 1,0257 - 02 | 5,3569 - 03 | 0,0 |

APÊNDICE L (continuação)

| Secção de Choque de Absorção (cm^{-1}) do Grupo | | | | |
|--|-------------|-------------|-------------|-------------|
| Área (cm^2) | 1 | 2 | 3 | 4 |
| 48 | 4,6769 - 05 | 5,1449 - 05 | 8,2745 - 03 | 5,9403 - 02 |
| 100 | 4,6768 - 05 | 5,1439 - 05 | 4,2048 - 03 | 2,7266 - 02 |
| 175 | 4,6768 - 05 | 5,1435 - 05 | 2,6544 - 03 | 1,6789 - 02 |
| 270 | 4,6768 - 05 | 5,1433 - 05 | 1,9302 - 03 | 1,2373 - 02 |
| 520 | 4,6768 - 05 | 5,1431 - 05 | 1,2926 - 03 | 8,8443 - 03 |
| 850 | 4,6768 - 05 | 5,1430 - 05 | 1,0313 - 03 | 7,4905 - 03 |
| 1050 | 4,6768 - 05 | 5,1430 - 05 | 9,5468 - 04 | 7,1080 - 03 |

As secções de choque de produção de nêutrons, $\nu\Sigma_f$, são as mesmas do anel acionador, e são mostradas no Apêndice J.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. AISU, H. Evaluation and correction of the error due to coarse mesh adjacent to absorbing regions in diffusion code calculations. *J. Nucl. Sci. Technol.*, Tokyo, 2:349-54, 1965.
2. ARNOLD JR., W. H. *Physics calculation for control rods in the first Yankee core.* s.1., Yankee Atomic Electric Co., Sep. 1959. (YAEC-62).
3. AVERY, R. Two-group diffusion theory for a ring of cylindrical rods. *Nucl. Sci. Engng.*, Hinsdale, Ill., 3:504-13, 1958.
4. BARDES, R. G. et alii. *Results of HTGR critical experiments designed to make integral checks on the cross-sections in use at Gulf General Atomic.* San Diego, Calif., Gulf General Atomic, Feb. 1968. (GA-8468).
5. BAT, G. A. & ZARETSKII, D. F. Effective boundary conditions in the theory of neutron diffusion: a review. *J. Nucl. Energy.* London, 9:252-66, 1959.
6. BELL, G. I. & GLASSTONE, S. *Nuclear reactor theory.* New York, Van Nostrand Reinhold, 1970.
7. CARLSON, B. G. Solution of the transport equation by S_N approximation, LA-1599 (1953) apud BELL, G. I. & GLASSTONE, S. *Nuclear reactor theory.* New York, Van Nostrand Reinhold, 1970. p.227.
8. CARLVIK, I. et alii. Calculations of the influence of a large number of control rods on the reactivity of a thermal reactor. In: UNITED NATIONS, New York. *Proceedings of the second United Nations international conference on the peaceful uses of atomic energy, held in Geneva, 1 September-13 September, 1958*, v.11: Reactor safety and control. Geneva, 1958, p.532-9.
9. CASE, K. M. et alii. *Introduction to the theory of neutron diffusion.* Los Alamos, N. Mex., Los Alamos Scientific Lab., 1953. v.1.
10. CODD, J. & RENNIE, C. A. *Two group theory of control rods in a thermal reactor.* Harwell, Eng., Atomic Energy Research Establishment, 1952. (AERE-R/R 818).
11. EICH, W. I. et alii. *The analytic representation of rod cluster control elements in nuclear design Calculations.* Pittsburg, Pa., Westinghouse Electric Corp., Atomic Power Div. Oct. 1964. (WCAP-3269-38).
12. ENGLE JR., W. W. *A users manual for ANISN: a one dimensional discrete ordinates transport codes with anisotropic scattering.* Oak Ridge, Oak Ridge Gaseous Diffusion Plant, Mar. 1967 (K-1693).
13. FEINBERG, S. M. Heterogeneous methods for calculating reactors: survey of results and comparison with experiment. In: UNITED NATIONS, New York, *Proceedings of the international conference on the peaceful uses of atomic energy held in Geneva, 8 August - 20 August 1955*, v.5: *Physics of reactor design.* New York, 1956. p.484-502.
14. FERREIRA, A. C. A. & HUKAI, R. Y. *Definição das características estruturais do conjunto crítico moderado à grafite do Reator de Potência Zero do IEA.* São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1975. (IEA-373).
15. FLATT, H. P. & BALLER, D. C. *AIM-5: a multigroup one-dimensional diffusion equation code.* Canoga Park, Calif., North American Aviation Inc., Atomic International Div., Mar. 1960 (NAA-SR-4694).

16. 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. 1967. (ORNL-TM-842).
17. FOWLER, T. B. et alii. *EXTERMINATOR-2: a Fortran IV code for solving multigroup neutron diffusion equations in two dimensions*. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., Apr. 1967. (ORNL-4078).
18. FOWLER, T. B. et alii. *Nuclear reactor core analysis code: CITATION*. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., Jul. 1971 (ORNL-TM-2496, Rev. 2).
19. GARABEDIAN, H. L. *Control rod theory for a cylindrical reactor*. Pittsburg, Pa., Westinghouse Electric Corp. Atomic Power Division, Aug. 1950 (AECD-3666).
20. GAST, P. F. Experimental checks of control rod theory. In: UNITED NATIONS, New York. *Proceedings of the international conference on the peaceful uses of atomic energy held in Geneva, 8 August - 20 August 1955*. v.5: *Physics of reactor design*. New York, 1956. p.389-92.
21. GELBARD, E. M. Computers and people: a retrospect. *Nucl. News*, Hinsdale, Ill., 16:65-8, Dez. 1973.
22. GREEBLER, P. Control rod calculations for determination of reactivity and power. *Nucl. Sci. Engng*, Hinsdale, Ill., 3:445-55, 1958.
23. GREENE, N. M. & CRAVEN JR., C. W. *XSDRN: a discrete ordinates spectral averaging code*. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., July 1969. (ORNL-TM-2500).
24. GREENSPAN, H. et alii, eds. *Computing methods in reactor physics*. New York, Gordon and Breach, 1968.
25. HENRY, A. F. *A theoretical method for determining the worth of control rods*. Pittsburg, Pa., Westinghouse Electric Co., Bettis Plant, Aug. 1959 (WAPD-218).
26. HUGHES, D. J. & HARVEY, J. A. *Neutron cross sections*. New York, United States Atomic Energy Commission, 1955. (BNL-325).
27. HURWITZ, H. & ROE, G. M. Absorption of neutrons by black control rods. *J. Nucl. Energy*, London, 2:85-100, 1955.
28. INOUE, K. et alii. *Measurements and calculations for graphite-moderated enriched-fuel critical assembly, SHE*. Tokyo, Japan Atomic Energy Research Inst., 1962. (JAERI-1032).
29. KANEKO, Y. et alii. Measurements of multiple control rods effect in graphite moderated reactors. *J. Nucl. Sci. Technol.*, Tokyo, 8:569-87, 1971.
30. KEEPIN, G. R. *Physics of nuclear kinetics*. Reading, Mass., Addison-Wesley, 1965.
31. KELLY, J. F. *Computerized management information systems*. London, Macmillan, 1970.
32. KOSTIN, M. D. Generalization of Fick's law. *Nucl. Sci. Engng*, Hinsdale, Ill., 19:252-4, 1964.
33. LAMARSH, L. R. *Introduction to nuclear reactor theory*. Reading, Mass., Addison-Wesley, 1966.
34. LANE, R. K. *Control rod analysis: effect of mesh spacing and boundary condition location in both one and two dimensional analysis*. San Diego, Calif., General Atomic, John Jay Hopkins Lab. for Pure and Applied Science, May 1965 (GAMD-6364).

35. LATHROP, K. D. Transport theory numerical methods. In: AMERICAN NUCLEAR SOCIETY, Hinsdale, Ill., *Proceedings of conference on mathematical models and computational techniques for analysis of nuclear systems, Ann Arbor, Michigan, 9-11 April 1973*. Michigan, 1973, P.1.1-9.
36. LIGOU, J. Efficiency of cylindrical control rods partially inserted in a bare reactor. *Nucl. Sci. Engng*, Hinsdale, Ill., 11:26-38, 1961.
37. LOIZZO, P. et alii. *Experimental and calculated results for UO_2 and UO_2 - PuO_2 fueled H_2O -moderated loading*. Richland, Wash., Battelle-Northwest, Pacific Northwest Lab., Aug. 1970 (BNWL-1379).
38. MAKINO, K. & FUKAI, Y. Calculations of reactivity worth of a control rod array. *J. Nucl. Energy*, London, 23:187-204, 1969.
39. MALAKHOF, V. et alii. *Lumped burnable poison rods for the PSC core*. San Diego, Calif., Gulf General Atomic, Feb. 1969. (GAMD-9187).
40. MURRAY, R. L. & NIESTLIE, J. W. Reactor control rod theories. *Nucleonics*, New York, 13(2):18-22, 1955.
41. NAKAMURA, S. Simple method of control rod worth evaluation with diffusion codes. *J. nucl. Sci. Technol.* Tokyo, 4:159-63, 1967.
42. NIRSCHL, R. J. et alii. *Experimental and analytical results for HTGR type control rods of hafnium and boron in the HTGR critical facility*. San Diego, Calif., Gulf General Atomic Co., Jan. 1973. (GULF-GA-A 9354).
43. OLSEN, T. Void streaming in S_N calculations. *Nucl. Sci. Engng.*, Hinsdale, Ill., 21:271-2, 1965.
44. POUND, D. C. et alii. *Hazards report for modified HTGR critical facility*. San Diego, Calif. General Atomic Div. Nov. 1965. (GA-6452, Rev).
45. RAMA, P. G. et alii. *Método analítico per la rappresentazione de assorbitori cilindrici di B_4C in calcoli di diffusione*. Luxembourg, European Atomic Energy Community, 1971. (EUR-4556i).
46. ROOD, H. *Calculation of control rod worth*. Canoga Park, Calif., North American Aviation Inc., Atomics International Div., Apr. 1961. (NAA-SR-MEMO-6640).
47. SCALETTAR, R. & NORDHEIM, L. W. *Theory of pile control rods*. s.1., 1946. (MDDC-42).
48. SCHINDLER, G. M. On the efficiency of a concentric cut-off rod of a thermal reactor as a function of the inserted length of the rod. *J. Nucl. Energy*, London, 8:18-32, 1958.
49. SHA, W. T. *An analysis of reactivity worth of the rod cluster control (RCC) elements and local water-hole power density peaking*. Pittsburgh, Pa., Westinghouse Electric Corp., Atomic Power Div., May 1965. (WCAP-3269-47).
50. SKARDHAMAR, T. Application of heterogeneous and homogeneous methods in the calculation of control rod effects in D_2O lattices. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. *Physics and Material problem of reactor control rods: proceedings of the symposium on at Vienna, 11-15 November 1963*. Vienna, 1964. p.66-70.
51. SOODAK, H., ed. *Reactor handbook*, v.3, p.A: Physics. 2.ed. New York, Interscience, 1962.
52. SPINKS, N. The extrapolation distance at the surface of a grey cylindrical control rod. *Nucl. Sci. Engng*. Hinsdale, Ill., 22:87-93, 1965.

53. 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).
54. TAKEDA, T. et alii. Effect of anisotropic scattering in square cell with thin moderator. *J. Nucl. Sci. Technol.*, Tokyo, 9:53-4, 1972.
55. TOBIAS, M. et alii. *First-order perturbation theory, as used in the multigroup diffusion code EXTERMINATOR-2*, Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., Jan. 1967. (ORNL-TM-1741).
56. WEINBERG, A. M. & WIGNER, E. P. *The physical theory of neutron chain reactors*. Chicago, Univ. Press, 1958.

