

BR 802168



EFEITO DE "STREAMING" EM REATORES
RÁPIDOS DO TIPO GCFR

Irso Collussi

DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 048

MARÇO/1978

**EFEITO DE "STREAMING" EM REATORES
RÁPIDOS DO TIPO GCFR**

Irso Collusi

**Dissertação para obtenção do Título de "Mestre em
Ciências e Tecnologia Nucleares" - Orientador
Prof. Dr. Willem Jan Oosterkamp.
Apresentada e defendida em 13 de junho de 1977,
na Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.**

APROVADA PARA PUBLICAÇÃO EM JULHO/1977.

CONSELHO DELIBERATIVO

MEMBROS

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

PARTICIPANTES

Regina Elisabete Azevedo Beretta
Flávio Gori

SUPERINTENDENTE

Rômulo de Faria Pieroni

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

ÍNDICE

	Página
1 – INTRODUÇÃO	1
1.1 – Prefácio	1
1.2 – Descrição Qualitativa dos Efeitos	2
1.3 – Estudos Anteriores	2
2 – REATOR GCFR DE REFERÊNCIA⁽²⁴⁾	4
2.1 – Introdução	4
2.2 – Elementos de Combustíveis	5
2.3 – Enriquecimento do Caropo	7
2.4 – Descrição do Envoltório	10
2.5 – Geometria e Frações de Volume	10
3 – MÉTODOS UTILIZADOS	10
3.1 – Método de Benoist – Introdução	10
3.1.1 – Definição dos Coeficientes de Difusão (D_k)	10
3.1.2 – Aplicação à Célula Típica GCFR	17
3.2 – Procedimento de Cálculo	21
3.2.1 – Parâmetros de Secções de Choque	21
3.2.2 – Coeficientes de Difusão D_k	23
3.2.3 – Cálculos de Criticalidade	24
3.3 – Método Numérico-Analítico	24
3.3.1 – Introdução	24
3.3.2 – Coeficiente de Difusão Axial	24
4 – RESULTADOS	29
4.1 – Introdução	29
4.2 – Coeficientes de Difusão D_k	31
4.2.1 – Comentários	31
4.3 – Avaliação Macroscópica	31
4.3.1 – Efeito de "Streaming" na Reatividade	38
4.3.2 – Razão de Conversão ou Taxa de Regeneração	38
4.3.3 – Potência	39
4.3.4 – Taxa de Escape de Nêutrons (L)	39
4.4 – Resultados dos Cálculos (Método Numérico Analítico)	39
4.4.1 – Curvas de Correntes	39
4.4.2 – Fluxos de Nêutrons	42
4.4.3 – Coeficientes de Difusão Axiais, D_x	42

	Página
B – ERROS E INCERTEZAS	57
5.1 – Método de Benoist	57
5.2 – Método Numérico-Analítico	57
5.3 – Constantes Nucleares	57
5.4 – Conclusão	57
Ø – CONCLUSÕES	57
APÊNDICE A	61
APÊNDICE B – PROGRAMAS UTILIZADOS	66
B.1 – Programa XSDRN	66
B.2 – PCCD (Probabilidade de Colisões e Coeficientes de Difusão)	66
B.3 – CITATION	66
B.4 – DOT2	75
ABSTRACT	76
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	76

EFEITO DE "STREAMING" EM REATORES RÁPIDOS DO TIPO GCFR

Irao Colucci

RESUMO

Avaliou-se o efeito de "streaming" de nêutrons no reator GCFR, levando-se em conta a anisotropia ocasionada pela presença dos canais de refrigeração e canais de barras de controle, através de um método numérico-analítico desenvolvido neste trabalho e os métodos de Benoist⁽⁶⁾ e Ligois⁽²⁰⁾.

No confronto dos métodos, os resultados mostraram que a dependência do "buckling" B_g^2 na derivação dos coeficientes de difusão, é muito importante.

A influência deste efeito na reatividade é pouco sensível de modo que em alguns cálculos neutrônicos, o sistema pode ser considerado homogêneo. Para cálculos que requerem mais precisão deve-se considerar este efeito principalmente, nos casos de blindagens e danos de radiação.

1 - INTRODUÇÃO

1.1 - Prefácio

Em 1973 foi criado na Coordenadoria de Engenharia Nuclear - I.E.A. um grupo de trabalho para estudar o reator super-conversor do tipo GCFR (Gas Cooled Fast Breeder Reactor).

Todos os trabalhos executados basearam-se em consultas aos relatórios da General Atomic Co. - USA fornecidos ao Instituto de Energia Atômica sob convênios^(18,24,26).

Os estudos foram realizados dando ênfase principalmente aos seguintes tópicos:

- Avaliação Neutrônica de "Blankets" de Tório Metálico em Reatores Refrigerados por Gás⁽¹²⁾.
- Estudo do Comportamento Térmico e Mecânico do Envolvimento de Tório Metálico em Reatores Rápidos Refrigerados por Gás⁽¹³⁾.
- Avaliação das Seções de Choque do Th-232 e U-233⁽¹⁰⁾.
- Viabilidade Neutrônica de um Conjunto Crítico Térmico-Rápido destinado ao Estudo de Envolvimentos de Reatores Rápidos⁽²⁸⁾.

Em alguns trabalhos desenvolvidos na GA e por consequência os acima citados realizados no IEA, evitou-se considerar nos cálculos neutrônicos do sistema reativo, os efeitos ocasionados pela presença dos canais de refrigeração, de barras de controle e interstícios entre os elementos de combustíveis. Cada região ou sub-região foi tratada como sendo uma mistura homogênea. Desse modo, a heterogeneidade do sistema ficou totalmente mascarada e os efeitos de anisotropia não foram considerados nos parâmetros neutrônicos.

Sabe-se que os canais não obstruídos do reator são preenchidos por gás hélio que é praticamente transparente a nêutrons, logo os problemas que podem surgir são os seguintes:

- a) acréscimo na taxa de escape de nêutrons do caroço e do próprio sistema;
- b) endurecimento do espectro de nêutrons no caroço;
- c) variações na reatividade do sistema que está diretamente ligado às condições de operação e segurança;
- d) variações na razão de conversão do caroço e do próprio sistema que está relacionada com economia no ciclo de combustível;
- e) perda de potência do caroço;
- f) intensificação dos danos provocados por radiações nos materiais estruturais do caroço do reator.

O presente trabalho tem como finalidade avaliar estes efeitos de forma a contribuir para a melhoria dos cálculos dos parâmetros nucleares, bem como possibilitar o entendimento da fenomenologia envolvida.

1.2 – Descrição Qualitativa dos Efeitos

A presença de um canal vazio no sistema permite aos nêutrons uma maior mobilidade nas vizinhanças do canal e dentro dele, dando origem a uma corrente preferencial, principalmente no sentido longitudinal. O mesmo pode ocorrer transversalmente ao canal, mas neste caso, os nêutrons podem, ainda, permanecer no sistema.

Esta corrente de nêutrons é função do acréscimo do livre caminho médio (λ), em relação às regiões mais internas do sistema. O acréscimo de λ é consequência de uma sensível diminuição da interação dos nêutrons quando passam do meio mais reativo (combustível) para um canal vazio. Isto contribui negativamente para as taxas de espalhamento e absorção (Figura 1).

A distribuição angular dos nêutrons também contribui para a corrente preferencial, pois, nêutrons que emergem no canal com ângulos suficientemente oblíquos escapam, mesmo vindos do interior do reator (Figura 2). Se o canal é destinado a refrigeração (diâmetro pequeno), a contribuição individual é desprezível, mas considerando todos os canais, este elemento se torna sensível. Se o canal é de barra de controle (diâmetro ≈ 6 cm), a contribuição individual não é desprezível, logo o efeito global é mais sensível, embora o número de canais seja pequeno no sistema.

Nota-se portanto, que a existência desta corrente preferencial intensifica o escape de nêutrons. Se ocorre um acréscimo no escape, menos nêutrons permanecerão no reator, logo sua reatividade será prejudicada, assim como outros parâmetros nucleares de importância vital para o seu funcionamento normal.

Enfim, a presença de canais vazios ocasiona uma perturbação no comportamento dos nêutrons através do sistema. Esta perturbação é estudada como "efeito de streaming". A maioria dos estudos encontrados em referências bibliográficas, avaliam este efeito através das variações dos coeficientes de difusão nas direções principais em relação ao coeficiente de difusão homogêneo. Posteriormente, averiguem se sua influência nos parâmetros característicos do reator é realmente significativa.

1.3 – Estudos Anteriores

Trabalhos relativos a este efeito começaram a surgir na bibliografia com o advento dos reatores térmicos refrigerados por gás.

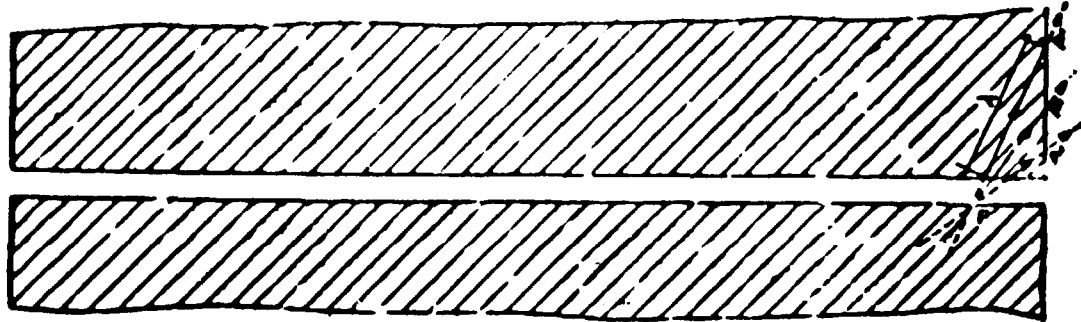


Figura 1 - Livre Caminho Médio dos Nêutrons no Reator com Abertura

- λ - livre caminho médio do reator
- P' - pontos genéricos na face do reator
- P - ponto genérico na face da abertura

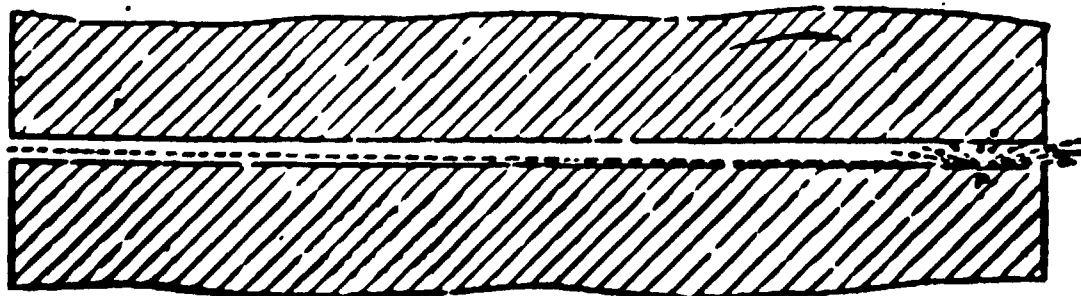


Figura 2 - Distribuição Angular de Nêutrons na Abertura

- P - ponto genérico na face da abertura

Em 1949, Behrens⁽¹¹⁾, desenvolveu um tratamento teórico baseado na teoria de difusão, considerando o efeito de aberturas num sistema reativo na passagem de nêutrons. Verificou-se que a presença dessas aberturas permitiam um acréscimo no livre caminho médio dos nêutrons, ocasionando um acréscimo na área de migração. Como consequência disso, o coeficiente de multiplicação efetivo (Keff) sofria um leve decréscimo quando comparado a um sistema homogêneo de referência.

A seguir outros trabalhos^(8,16,21) investigaram a validade do tratamento de Behrens, aplicando-o aos reatores térmicos refrigerados por gás.

Em 1964, Benoist⁽⁵⁾ concluiu um dos trabalhos mais importantes sobre transporte de nêutrons em redes com canais vazios. Sua formulação foi baseada na definição dos coeficientes de difusão, ponderando convenientemente os livres caminhos médios de transporte dos vários meios envolvidos. No seu formalismo foram introduzidos tipos especiais de probabilidades de colisões derivadas com auxílio da teoria de transporte.

Mais recentemente, Gelbard⁽¹⁶⁾ desenvolveu um estudo sobre difusão anisotrópica de nêutrons em redes do ZPPR (Zero Power Plutonium Reactor), verificando que o método de Benoist além de ser adequado para redes de reatores térmicos poderia seguramente ser utilizado para redes do ZPPR.

Para redes de reatores rápidos poucos trabalhos que tratam deste efeito são conhecidos^(11,20,23). Em comparação às células clássicas de reatores térmicos, as diferenças são as seguintes:

- a) nas células de reatores rápidos, o vazio se localiza na fronteira, enquanto que nos térmicos fica entre o moderador e o combustível;
- b) no reator rápido os "gaps" entre os elementos combustíveis adjacentes se estendem por todo sistema, enquanto que inexiste no térmico.

Essas dificuldades são geralmente removidas, utilizando condições de contorno adequadas na fronteira e trabalhando com a célula equivalente numa geometria simples (Wigner-Seitz⁽²²⁾).

Dos métodos desenvolvidos para avaliação do efeito de "streaming" tanto em redes clássicas de reatores térmicos como para reatores rápidos, o de Benoist⁽⁵⁾ quase sempre serviu de suporte, sendo que alguns deles como é o caso de Eisemann⁽¹¹⁾, o tratamento foi mais rigoroso, principalmente na aplicação da teoria das probabilidades de colisões.

Em alguns programas de computação que analisem o comportamento neutrônico de um reator, o método de Benoist tem sido incorporado para que seja considerado a influência deste.

O presente estudo analisa este efeito considerando células de reatores rápidos GCFR. Baseando-se na teoria de Benoist. Ao mesmo tempo desenvolveu-se um método numérico analítico com a mesma finalidade, mas orientado para canais de dimensões maiores e mais espaçados, canais cujas dimensões são maiores ou da ordem do livre caminho médio da região material vizinha, em especial, os destinados às barras de controle.

Por este motivo será apresentado no capítulo seguinte, uma descrição sucinta do reator GCFR - protótipo, que será utilizado como referência nos cálculos.

2 - REATOR GCFR DE REFERÊNCIA⁽²⁴⁾

2.1 - Introdução

O reator GCFR da General Atomic Co. - USA projetado com o objetivo de demonstrar a viabilidade da refrigeração por gás, em condições normais de operação. O gás escolhido foi o hélio por

ser particularmente atrativo do ponto de vista de física de reatores, pois sua secção de choque de absorção é praticamente desprezível e a de espalhamento é muito pequena. Isto permite ao sistema um espectro de nêutrons mais duro, uma taxa de regeneração mais elevada, menor excesso de reatividade na operação e diminuição no custo do ciclo de combustível.

Outras propriedades de interesse no desempenho do reator são as seguintes:

- a) o gás hélio não sofre mudança de fase nas temperaturas de operação, inexistindo portanto, instabilidades no processo de transferência de calor decorrente da evaporação do refrigerante;
- b) o gás hélio por ser inerte, as conseqüências de um possível vazamento e posterior contato com o circuito secundário, não compromete a segurança da usina, pois o nível de radioatividade é muito baixo e os fluidos não reagem quimicamente;
- c) pela mesma razão, os serviços de manutenção são relativamente de fácil execução.

O programa de desenvolvimento deste reator foi também baseado na tecnologia desenvolvida para os componentes do sistema de refrigeração do reator HTGR⁽¹⁹⁾ e na tecnologia dos elementos de combustíveis do reator rápido LMFBR⁽³¹⁾.

A Figura 2.1 mostra em perspectiva todo o sistema GCFR, incluindo o reator, sistema de refrigeração e o vaso de pressão de concreto pretendido.

Apresenta-se na Tabela II.1 os principais dados de projeto da central nuclear de 300 MW(e).

Tabela II.1

Dados do Projeto GCFR de 300 MW(e)

Potência Térmica do Reator (MW(t))	826
Potência Elétrica Bruta (MW(e))	304
Potência Elétrica Líquida (MW(e))	300
Eficiência (%)	36
Altura Ativa do Reator (cm)	100,5
Diâmetro Equivalente do Carço (cm)	200,9
Espessura do Envoltório Axial (cm)	45
Espessura do Envoltório Radial (cm)	33
Nº de Elementos de Combustível Padrão no Carço	91
Nº de Elementos de Combustível de Controle no Carço	27
Nº de Elementos de Combustível nos Envoltórios no Carço	93
Densidade Média de Potência (W/cm ³)	235

2.2 - Elementos de Combustíveis

O reator opera no ciclo urânio-plutônio, ou seja, o combustível é uma mistura de UO_2 - PuO_2 na forma de pastilhas empilhadas dentro de tubos de aço inoxidável tipo 316 SS. Cada tubo, preenchido com combustível constitui uma barra de combustível (fuel rod), cujo comprimento é a própria altura do reator. Considerando-se o sentido de baixo para cima, a coluna de pastilhas consiste em: 45,2 cm de pastilhas de UO_2 empobrecido (envoltório axial inferior), 100,4 cm de pastilhas da mistura UO_2 - PuO_2 (carço) e 45,2 de pastilhas de UO_2 empobrecido (envoltório axial superior).

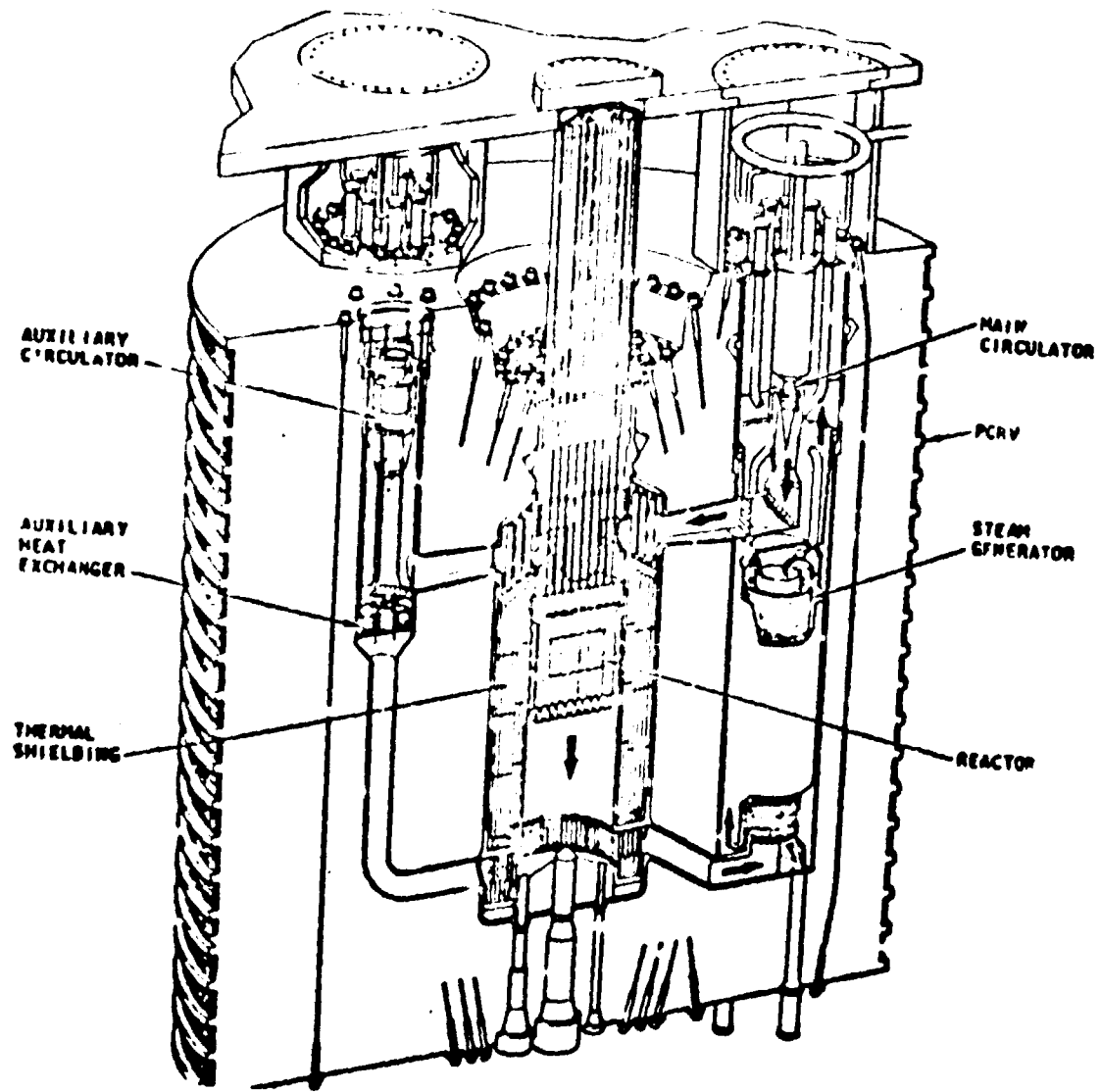


Figura 2.1 - Perspectiva do Reator GCFR Protótipo

Cada elemento de combustível padrão possui 270 barras de combustível dispostas numa geometria triangular dentro de prismas hexagonais de aço 316 SS. No elemento de controle 37 barras da região central são retiradas para dar passagem ao tubo guia da barra de controle.

Mostra-se na Figura 2.2 e Tabela II.2 os elementos combustíveis e suas respectivas dimensões.

Tabela II.2

Geometria dos Elementos de Combustível

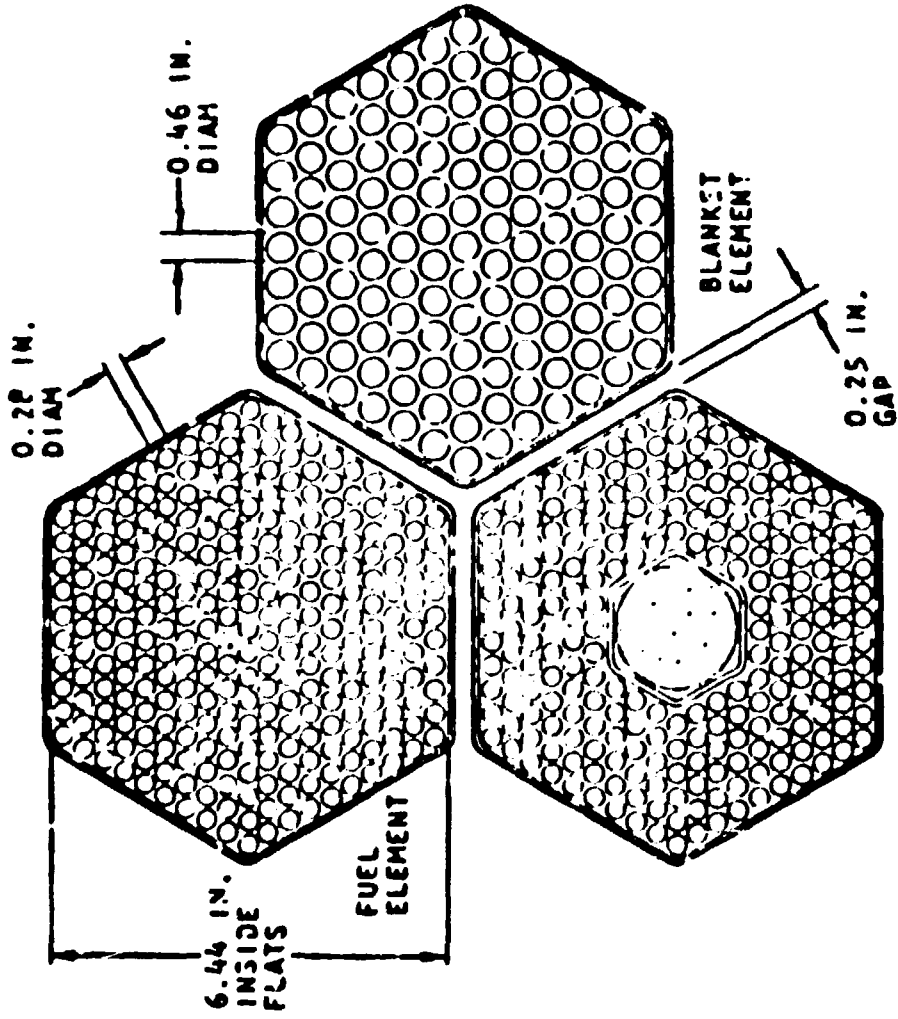
ELEMENTO PADRÃO:	
'Pitch' (cm)	17,51
Espaçamento entre os Elementos (gaps) (cm)	0,635
Dimensões interna do Elemento (cm)	16,36
Espessura da Parede do Elemento (cm)	0,254
Número de barras de combustível	271
ELEMENTO DE CONTROLE:	
Diametro interno do Tubo Guia (cm)	5,33
Espessura da Parede do Tubo (cm)	0,191
Número de barras de Combustível	237
BARRA DE COMBUSTÍVEL DO CAROÇO:	
'Pitch' (mm)	9,80
Diametro Interno (mm)	7,16
Espessura do Encamisamento	0,47
'Gap' entre a Pastilha e o Encamisamento (mm)	0,066
Diametro Externo das Pastilhas (mm)	8,10
BARRAS DE COMBUSTÍVEL DO ENVOLTÓRIO:	
'Pitch' (mm)	14,36
Diametro Interno (mm)	1,90
Espessura do Encamisamento (mm)	0,64
'Gap' entre a Pastilha e o Encamisamento (mm)	0,04
Diametro Externo das Pastilhas (mm)	10,64

2.3 – Enriquecimento do Caroço

O enriquecimento médio do caroço, determina a taxa de conversão interna, que fixa a perda de reatividade, devido à queima de combustível. Este enriquecimento em plutônio físsil (Pu-239 e Pu-241) escolhido é aproximadamente de 17%, o que permite que, a perda de reatividade entre as recargas, se torne um requisito de controle aceitável.

As dimensões do caroço, forma e fração de volume de combustível, foram escolhidos do ponto de vista de termodinâmica, de transferência de calor e de economia.

A distribuição plana da densidade de potência no caroço, foi atingida subdividindo o mesmo em quatro zonas de enriquecimento. A Figura 2.3 mostra essa subdivisão.



**CONTROL-ROD
FUEL ELEMENT**

Figure 2.2 -- Elementon Combustiveis

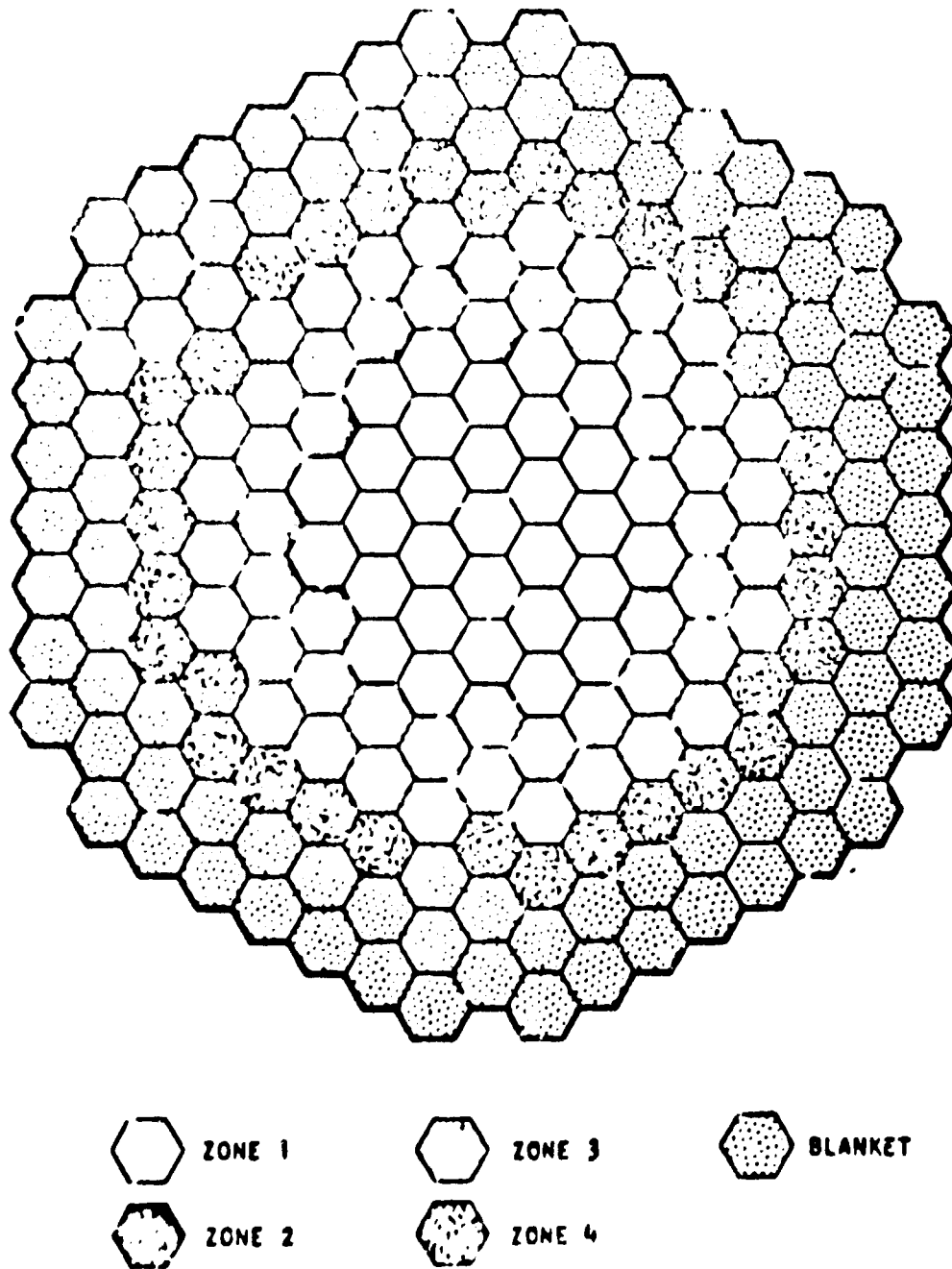


Figure 2.3 - Seção Horizontal do Reator na Região do Cálculo

2.4 – Descrição do Envolvório

O envoltório foi desenvolvido, visando o aspecto econômico da regeneração do combustível e o custo capital associado ao aumento do vaso de pressão do reator. Os principais parâmetros selecionados para o projeto do envoltório foram: o material fértil, sua densidade, espessura, a frequência e modo de recarga. A densidade do material fértil, que é proporcional à fração de volume do óxido, é determinada principalmente pelos requisitos de transferência de calor, enquanto que, a espessura e o esquema de recarga dependem exclusivamente de fatores econômicos.

Os envoltórios, além de proporcionar uma maior regeneração de combustível, funcionam também como blindagem para o carço do reator. Em um estudo de otimização do envoltório no GCFR⁽⁶⁾, os resultados mostraram que com um envoltório radial de três fileiras de elementos com UO_2 empobrecido, pode-se obter uma razão de conversão de 1,40. Todavia, uma avaliação econômica mostra que não é vantajoso a utilização das três fileiras, embora a razão de conversão seja 1,40, devido ao aumento nas dimensões do vaso de pressão.

Porém, se o UO_2 for substituído por ThO_2 , é vantagem utilizar três fileiras porque a produção de material físsil (U-233) é maior de tal modo que compensa o aumento do custo do vaso de pressão.

Por isso, o projeto tem se dirigido para três filas de elementos com ThO_2 ou duas filas de elementos com UO_2 com um refletor efetivo.

Estudos recentes⁽¹²⁾ mostraram que o uso de tório metálico no envoltório radial do reator GCFR, é uma alternativa bastante favorável do ponto de vista neutrônico, pois pode aumentar a produção de material físsil.

2.5 – Geometria e Frações de Volume

Os elementos de combustível são dispostos num arranjo tal que a forma do reator se aproxima de um cilindro quadrado.

Para efeito de cálculo, o reator é cilindrizado, i.é., o volume de cada região é mantido igual ao volume da região correspondente do reator real. A Figura 2.4 mostra um quarto do reator cilindrizado com as respectivas regiões e dimensões.

As frações de volume dos diversos materiais que constituem o reator estão na Tabela II.3.

A densidade do combustível considerada no carço é de 87% da densidade teórica e no envoltório é de 91,2% (densidades teóricas $10,97 \text{ g/cm}^3$ para UO_2 e $11,46 \text{ g/cm}^3$ para PuO_2). Os componentes estruturais e o encamisamento (cladding) são de aço 316 SS com a seguinte composição: 67,6% de ferro, 17,5% de cromo, 12,4% de níquel e 2,6% de molibdênio.

A composição isotópica do plutônio utilizado no reator é 55/25/14/6 para Pu-239/Pu-240/Pu-241/Pu-242.

Todos os cálculos do GCFR foram baseados nas densidades isotópicas listadas no Apêndice A

3 – MÉTODOS UTILIZADOS

Neste capítulo será apresentado o desenvolvimento do método de Benoist^(4,5), utilizado para determinar os coeficientes de difusão direcionais D_{\pm} , nas células típicas GCFR. Em seguida mostra-se o procedimento de cálculo que objetiva avaliar a influência do efeito de "streaming" no reator GCFR.

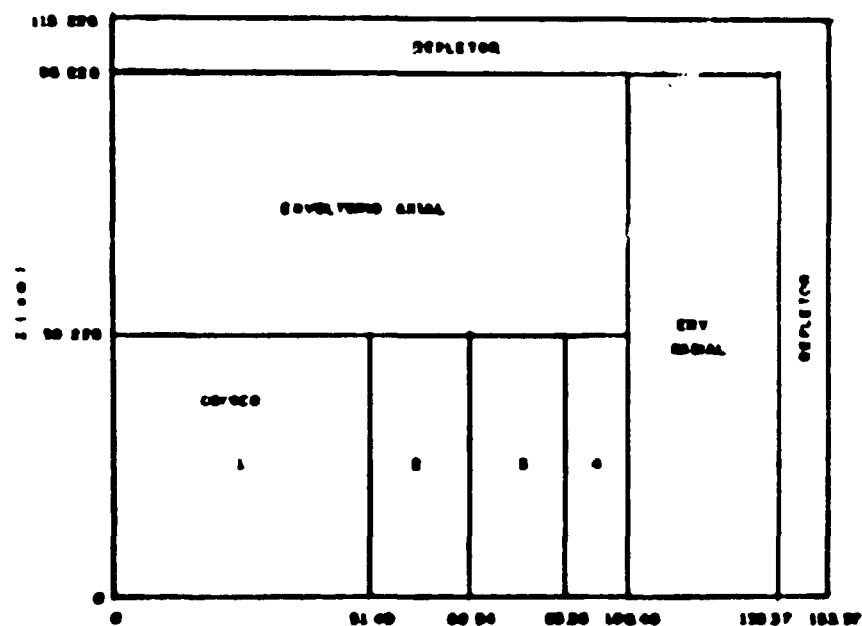


Figura 2.4 - Reator GCFR Cilindrizado (apenas 1/4)

Tabela II.3

Frações de Volume do Carço e Envoltórios

Materiais	Carço					Envoltório Radial
	Zona 1	Zona 2	Zona 3	Zona 4	Médio	
Combustível (UPuO ₂)	0,2785	0,2714	0,2705	0,2861	0,2771	0,4267
Refrigerante (He)	0,4475	0,4385	0,4372	0,4573	0,4458	0,3497
Encamisamento Aço 316 SS	0,0977	0,0953	0,0949	0,1004	0,0973	0,0906
Estrutura Aço 316 SS	0,0627	0,0662	0,0656	0,0601	0,0632	0,0671
Gaps	0,1001	0,1033	0,1043	0,0961	0,1008	0,0769
Barra de Controle B _n C	0,0134	0,0258	0,0276	--	0,016	--
Total refrigerante + vazio	0,5476	0,5423	0,5415	0,5634	0,5466	0,4266
Total não vazio	0,4524	0,4577	0,4585	0,4466	0,4534	0,5734

Por último mostra-se o desenvolvimento de um método numérico analítico para analisar o mesmo efeito, ocasionado pela presença dos canais destinados às barras de controle

3.1 – Método de Benoist. Introdução

O problema do transporte de nêutrons em redes comportando canais vazios, vem aumentando nos últimos anos com o desenvolvimento de reatores rápidos refrigerados por gás. Nestes reatores, cerca de 45% de seu volume, é destinado à refrigeração. Desse modo, a interação dos nêutrons diminui sensivelmente proporcionando um acréscimo significativo na fuga dos mesmos.

Na equação de balanço neutrônico, o termo de fuga contribui com aproximadamente 30% dos nêutrons do carvão. Habitualmente este termo é medido pelo coeficiente de difusão.

Para um meio homogêneo e considerando nêutrons monoenergéticos, o coeficiente de difusão é bem conhecido e vale um terço do livre caminho médio de transporte ($D = \lambda_{tr}/3$).

No caso de reatores heterogêneos, torna-se necessário a escolha de um modo de ponderação dos livres caminhos médios de transporte dos meios envolvidos, utilizando teorias conhecidas. Obtida uma expressão nas condições acima, esta não pode ser aplicada independentemente para cada meio, caso contrário fica excluído todo efeito de anisotropia.

Métodos simples de cálculo, dos coeficientes de difusão, baseados na teoria de difusão, não valem quando aplicados em redes possuindo canais vazios. Em alguns casos particulares, os mesmos podem ser utilizados após certas aproximações.

Para manter toda generalidade no estudo de redes complexas, Benoist^(4,5) desenvolveu um método baseando-se, inicialmente, na definição de fuga de nêutrons, e a seguir, fez um tratamento exato através da equação de Boltzmann, definindo probabilidades de transporte entre os meios constituintes das células, que são utilizadas como funções ponderadoras dos livres caminhos médios de transporte, na formação dos coeficientes de difusão. Uma amostragem do método é apresentada no próximo parágrafo.

3.1.1 – Definição dos Coeficientes de Difusão (D_k)

Considera-se num reator qualquer, uma região V de estrutura periódica. Pela teoria de homogeneização, define-se as características médias de difusão nessa região V.

Assim, pode-se definir que, a fuga de nêutrons F_k para uma dada célula nesta região V, num grupo de energia g, normalizada por um fluxo total unitário, como sendo:

$$F_k = \sum_k D_k B_k^2 \quad 3.1.1$$

onde D_k é o coeficiente de difusão na direção k e B_k^2 o laplaciano geométrico nessa mesma direção. Pode-se representar ainda, esta fuga para uma célula de volume V, do seguinte modo:

$$F_k = \frac{\int_{E_1}^{E_2} dE \int_V \text{div } \hat{J}(r, E) dV}{\int_{E_1}^{E_2} dE \int_V \phi dV} \quad 3.1.2$$

onde E_1 e E_2 são os limites energéticos do grupo considerado, $J(\vec{r}, E)$ a corrente de nêutrons, e Φ o fluxo em qualquer ponto da região V (22).

Como as expressões 3.1.1 e 3.1.2 foram desenvolvidas pela teoria de difusão, e a mesma apresenta suas limitações quando aplicada a sistemas pequenos (células), ou ainda próximo de fronteiras ou fontes, Benoist desenvolveu seu formalismo, baseado na equação integral de Boltzmann, deduzindo a densidade angular de nêutrons, e consequentemente, o fluxo e a corrente.

$$\text{Seja } N = H (Q + N) \quad 3.1.3$$

a equação de Boltzmann onde N representa a densidade angular de nêutrons, Q a densidade de fontes e H o operador integral de Peierls, definido pela sua aplicação numa função qualquer $f(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$:

$$Hf = \int_0^{\infty} dE' \int_{V_R} dV' \frac{e^{-\tilde{\Sigma}R}}{4\pi R^2} \Sigma_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}', E' \rightarrow E) f(\vec{r}, \vec{\Omega}, E') \quad 3.1.4$$

$$\text{onde } R = |\vec{r} - \vec{r}'|, \tilde{\Sigma}R = \int_0^R \Sigma_1(\vec{r}' + R_1, E) dR_1 \text{ (caminho óptico)}$$

Para operar de modo mais direto, admite-se que a densidade de fontes $Q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ seja produto da função macroscópica $\psi(\vec{r})$ o de uma função conhecida $q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ de mesmo período que a rede e represente as fontes num reticulado infinito. Para o operador H cuja integral era limitada a V , estende-se este intervalo de integração ao infinito. O mesmo procedimento para $\psi(\vec{r})$ e $q(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$. (Hipótese clássica de Reator Imagem).

$$\text{Assim } N = H (\psi q + N) \quad 3.1.5$$

No caso particular de uma função macroscópica uniforme ($B_k^2 = 0$), a Eq. 3.1.5 pode ser reduzida a:

$$n = H (q + n) \quad 3.1.6$$

Multiplicando a Eq. 3.1.6 por ψ e subtraindo-a de Eq. 3.1.5 tem-se:

$$N - \psi n = H (N - \psi n) + (H\psi - \psi H) (q + n) \quad 3.1.7$$

Escreve-se o segundo termo do 2º membro como:

$$\int_0^{\infty} dE' \int_{4\pi} \frac{d\Omega'}{4\pi} \Sigma_0(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \int_0^{\infty} dR e^{-\tilde{\Sigma}R} \{ q(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') + n(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \} \times [\psi(\vec{r}) - \psi(\vec{r}')]$$

e após uma integração por partes sobre dR , tem-se:

$$\int_0^{\infty} [\psi(\vec{r}') - \psi(\vec{r})] \int_R^{\infty} e^{-\Sigma R'} [q(\vec{r}'_1, \vec{\Omega}', E') + n(\vec{r}'_1, \vec{\Omega}', E')] dR' -$$

$$\Omega' \int_0^{\infty} dR \nabla \psi \int_R^{\infty} e^{-\Sigma R} [q(\vec{r}'_1, \vec{\Omega}', E') + n(\vec{r}'_1, \vec{\Omega}', E')] dR'$$

onde o 1º termo é nulo, pois a integral sobre dR é uma função contínua de R (derivadas descontínuas), é finita para $R = 0$ e tende a zero quando $R \rightarrow \infty$. A integral resultante é então:

$$\int_R^{\infty} e^{-\Sigma R'} [q(\vec{r}'_1, \vec{\Omega}', E') + n(\vec{r}'_1, \vec{\Omega}', E')] dR'$$

Considerando a definição do fluxo angular $\nu(\vec{r}', \vec{\Omega}', E')$ no ponto \vec{r}' ao longo da direção $\vec{\Omega}'$, na energia E' , pode-se escrever a integral acima como: $4\pi e^{-\Sigma R} E' \nu(\vec{r}', \vec{\Omega}', E')$ substituindo na Eq. 3.1.7, obtém-se a seguinte expressão:

$$N - \psi n = H(N - \psi n) - 4\pi H(E\nu, \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi)$$

Esta é novamente a equação de Boltzmann para uma fonte particular proporcional ao produto escalar $\vec{\Omega} \cdot \nabla \psi$ e ao fluxo angular ν num reticulado infinito.

Utilizando o formalismo de inversão do operador $|1 - H|$, descreve-se N da seguinte forma:

$$N = \psi n - 4\pi \frac{H}{1-H} (E\nu, \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi)$$

Do mesmo modo, escreve-se o fluxo e a corrente de nêutrons,

$$\Phi = \psi \psi - 4\pi \frac{K}{1-H} (E\nu, \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi) \quad 3.1.8$$

$$\vec{J} = \psi \vec{j} - K \vec{\Omega} \frac{1}{1-H} (E\nu, \vec{\Omega} \cdot \nabla \psi) \quad 3.1.9$$

onde K é o operador integral definido por:

$$Kf = \int_{V'} \frac{e^{-\Sigma R}}{R^2} f(\vec{r}', \vec{\Omega}', E') dV'$$

Introduzindo-se nas equações 3.1.8 e 3.1.9, o fluxo angular $G(\vec{r}, \vec{\Omega}, E; \vec{r}', \vec{\Omega}', E')$ produzido em $(\vec{r}, \vec{\Omega}, E)$ por um nêutron nascido em $(\vec{r}', \vec{\Omega}', E')$, numa rede infinita, tem-se as seguintes equações:

$$\begin{aligned} \psi(\vec{r}, E) &= \psi(\vec{r}) \phi(\vec{r}, E) - \int_{4\pi} d\Omega \int_0^{\infty} E' dE' \int_{4\pi} d\Omega' \int_{(-)} dV' G(\vec{r}, \Omega, E; \vec{r}', \Omega', E') \\ &\nu(\vec{r}', \Omega', E') \vec{\Omega}' \cdot \vec{\nabla} \psi(\vec{r}') \end{aligned} \quad 3.1.10$$

$$\begin{aligned} \vec{j}(\vec{r}, E) &= \psi(\vec{r}) \vec{j}(\vec{r}, E) - \int_{4\pi} d\Omega \int_0^{\infty} E' dE' \int_{4\pi} d\Omega' \int_{(-)} dV' G(\vec{r}, \Omega, E; \vec{r}', \Omega', E') \\ &\nu(\vec{r}', \Omega', E') \vec{\Omega}' \times [\vec{\Omega}' \cdot \vec{\nabla} \psi(\vec{r}')] \end{aligned} \quad 3.1.11$$

As Eq. 3.1.10 e Eq. 3.1.11 não exigem qualquer condição da função ψ , mas as mesmas dependem da hipótese do "Reator Imagem", que pode perturbá-las principalmente se a região V do reator, comportar canais ou fendas.

Na maioria dos casos práticos, onde o laplaciano não é muito elevado, admite-se que a curvatura de ψ , numa certa direção, seja fraca em relação ao período da rede, nessa mesma direção e também fraca em relação ao período decrescente da função $e^{-\Sigma R}$, na mesma direção. Isto não se verifica para certas direções particulares, se a rede comporta canais.

Substituindo então, a função $\nabla\psi(r')$ pelo primeiro termo $\nabla\psi(r)$ do seu desenvolvimento em série de Taylor ou comutando os operadores H e $\nabla\psi$, as Eq. 3.1.7 e Eq. 3.1.8 ficam:

$$\begin{aligned} N &= n\psi - \vec{\eta}_1 \cdot \vec{\nabla} \psi \\ \text{com } \vec{\eta}_1 &= 4\pi \frac{H}{1-H} (E\nu\vec{\Omega}) \\ \Phi &= \phi\psi - \vec{\phi}_1 \cdot \vec{\nabla} \psi \end{aligned} \quad 3.1.12$$

$$\text{com } \vec{\phi}_1 = K \frac{H}{1-H} (E\nu\vec{\Omega}) = \int_{4\pi} d\Omega \int_0^{\infty} E' dE' \int_{4\pi} d\Omega' \int_{(-)} dV' G(\vec{r}, \Omega, E; \vec{r}', \Omega', E')$$

e a componente k da corrente \vec{j}

$$\begin{aligned} J_k &= j_k \psi - \sum_k j_{1k'k} \nabla_{k'} \psi \\ \text{com } j_{1k'k} &= K \Omega_k \frac{H}{1-H} (E\nu\Omega_{k'}) = \int_{4\pi} d\Omega \int_0^{\infty} E' dE' \int_{4\pi} d\Omega' \int_{(-)} dV' \\ &G(\vec{r}, \Omega_k \Omega_{k'}, \nu(\vec{r}', \Omega', E')) \end{aligned} \quad 3.1.13$$

Pode-se notar nas Eq. 3.1.8 e Eq. 3.1.12 que o fluxo não é resultante do produto de uma função macroscópica pelo fluxo no reticulado infinito, o gradiente macroscópico introduz uma perturbação na estrutura fina. O mesmo acontece com a corrente. Num meio homogêneo, o segundo termo da Eq. 3.1.12 e o primeiro da Eq. 3.1.13 se anulam. O segundo termo da Eq. 3.1.13 está diretamente ligado ao coeficiente de difusão.

Aplicando as Eq. 3.1.12 e Eq. 3.1.13 na Eq. 3.1.2 e igualando esta última à Eq. 3.1.1, eliminando os termos de ordem B_k^2 de F_k e, supondo que a célula seja simétrica em relação a cada direção k , obtém-se para o coeficiente de difusão, a seguinte expressão:

$$D_k(E) = \frac{\int_V j_{1kk} dV + \int_V \rho_k \operatorname{div} \vec{j}_{1k} dV}{\int_V \psi dV} \quad 3.1.14$$

Analisando por partes essa expressão, pode-se definir a partir do primeiro termo uma probabilidade de transporte cujo sentido é de uma probabilidade de colisão e uma expressão para D_k . Ambas são apresentadas abaixo:

$$D_k(E) = \frac{1}{3} \frac{\sum_i \sum_j V_j \phi_j(E) \lambda_j(E) P_{ij,k}^*(E)}{\sum_i V_i \phi_i(E)} \quad 3.1.15$$

$$P_{ij,k}^*(E) = \frac{3}{V_i \phi_i(E) \lambda_j(E)} \int_{(i)} dV K \Omega_k \frac{1}{1-H} (E \delta_{i,k} \nu) \quad 3.1.16$$

$$= \frac{3}{V_i \phi_i(E) \lambda_j(E)} \int_{(i)} dV \int_{4\pi} d\Omega \int_{(i)} dV' \int_{4\pi} d\Omega' \int_0^\infty E' dE' G(\vec{r}, \hat{\Omega}, E; \vec{r}', \hat{\Omega}', E') \times \\ \Omega_k \Omega_k' \nu(\vec{r}', \hat{\Omega}', E')$$

onde

G - fluxo angular em $(\vec{r}, \hat{\Omega}, E)$ devido a um nêutron nascido em $(\vec{r}', \hat{\Omega}', E')$;

ν - fluxo angular no ponto \vec{r}' , direção $\hat{\Omega}'$ e energia E' ;

Ω_k e Ω_k' - vetores unitários de $\hat{\Omega}$ e $\hat{\Omega}'$ na direção k ;

i - representa o meio i relativo a uma única célula;

j - meios j de todas as células da região V do reator;

$\delta_{i,k}$ - é igual a 1 para o meio i e nulo fora deste;

$\phi_i(E)$ - fluxo médio no meio i , com energia E ;

$\lambda_j(E)$ - livre caminho médio de transporte do meio j à energia E .

A Eq. 3.1.15 equivale a representação clássica da Área de Difusão, obtida através do quadrado médio da distância de voo do nêutron desde a fonte até a absorção (Ref.⁽²²⁾).

A presença do segundo termo da Eq. 3.1.14 vem mostrar que a generalidade da propriedade acima não é totalmente verdadeira. Este termo passou despercebido em outras formulações^(2,3), pois o mesmo é nulo no cálculo dos coeficientes de difusão axial e homogêneo. Para o coeficiente de difusão radial, este não se anula e é proporcional à absorção⁽⁵⁾. Portanto, a lei do quadrado médio não é exata com todo rigor, principalmente quando a absorção é muito pequena.

Para redes usuais, a ordem de grandeza deste termo é muito pequena, podendo ser incluso como um fator de correção ou ser ignorado.

As Eq. 3.1.15 e Eq. 3.1.16 podem ser reduzidas a apenas um grupo de energia, e serem utilizadas em cálculos multigrupo desprezando o fator de correlação de grupo. Isto é possível quando a secção de choque de remoção de um grupo para outro, for muito pequena comparada com a secção de choque total.

Para células comportando canais vazios, como é o caso de reatores rápidos GCFR, essa equação de D_k se aplica muito bem, pois se considerar que o livre caminho médio de transporte do meio j , λ_j , tende a infinito e, a probabilidade de um nêutron sofrer uma colisão neste meio tende a zero então, o produto $\lambda_j P_{ij,k}^0$ é finito. Para isso, basta desprezar o fator de correlação de grupo e o termo de absorção.

3.1.2 -- Aplicação à Célula Típica GCFR

As células GCFR são hexagonais e constituídas de duas regiões, a saber: Região Central (1) resultante da homogeneização do combustível com o material do encamisamento e o vazio entre as pastilhas e o encamisamento; Região Externa (2) possui somente refrigerante hélio, mas por ser praticamente transparente a nêutrons, será considerada como um vazio. Para facilidade de cálculo será utilizada a célula cilíndrica equivalente de Wigner-Seitz⁽²²⁾, sendo ambas mostradas na Figura 3.1 com as respectivas dimensões. Nessas dimensões considerou-se a fração de volume vazio, correspondente aos interstícios entre os elementos combustíveis.

Considerando a célula acima citada, nêutrons monoenergéticos e, utilizando as relações de conservação e reciprocidade entre as probabilidades de colisões direcionais $P_{ij,k}^0$, com $\phi_i = \phi$ para todos os meios, a Eq. 3.1.15 pode ser colocada na seguinte forma:

$$D_k = \frac{\lambda_1}{3} \left[1 + \frac{V_2}{V} \left(1 + \frac{r_2}{\lambda_1} P_{22,k}^0 \right) \right] \quad 3.1.17$$

onde

V – volume da célula;

λ_1 – livre caminho médio de transporte da mistura combustível;

$$r_2 = \frac{2V_2}{S_2} = \frac{2\pi(b^2 - a^2)}{2\pi(b+a)} = b - a$$

$$P_{22,k}^0 = \frac{\lambda_1}{r_2} P_{22,k}^0 \quad \text{probabilidade reduzida}$$

Nota-se que para o vazio, λ_2 tende a um valor infinito e $P_{22,k}^*$ tende para zero, mas o produto $\lambda_2 \cdot P_{22,k}^*$ assume um valor finito.

Para derivar a equação completa de D_k é necessário desenvolver a expressão da probabilidade $P_{22,k}^*$.

Segundo Pennington⁽²⁷⁾ as probabilidades $P_{ij,k}^*$ para uma célula de duas regiões, conforme Figura 3.1.C, podem ser escritas na forma:

$$P_{ij,k}^* = P_{ij,k} + P_{i3,k} \frac{G_{3j,k}}{G_{31,k} + G_{32,k}} \quad (i,j = 1,2) \quad 3.1.18$$

onde:

$P_{ij,k}$ - é a componente k da probabilidade de um nêutron nascido uniformemente e isotopicamente na região i, ter sua colisão na região j antes de atingir a fronteira da célula;

$P_{ij,k}^*$ - é componente k da probabilidade de um nêutron nascido na região i, deixar a célula antes de ter a primeira colisão e

$G_{3i,k}$ - é a componente da probabilidade de um nêutron incidente isotropicamente na célula, vindo de fora da célula, ter sua primeira colisão na região i antes de deixar a célula novamente.

Utilizando-se as equações de conservação para as probabilidades,

$$\sum_{j=1}^2 P_{ij,k} = 1 \quad (i = 1,2) \quad 3.1.19$$

$$\sum_{j=1}^2 P_{ij,k}^* = 1 \quad (i = 1,2) \quad 3.1.20$$

$$G_{3i,k} = \frac{4V_i}{S_2 \xi_k} \sum_1 P_{i3,k} \quad 3.1.21$$

onde

$S_2 = 2\pi b$, ξ_k = forma paramétrica (Eq. 13 da ref. (4))

V_i - volume da região i e Σ_1 secção de choque macroscópica do meio i. A forma paramétrica não precisa ser calculada porque a Eq. 3.1.18 utiliza somente a razão das probabilidades $G_{ij,k}$ necessárias.

Com as relações de reciprocidade,

$$V_i \lambda_j P_{ij,k} = V_j \lambda_i P_{ji,k} \quad (i,j = 1,2) \quad 3.1.22$$

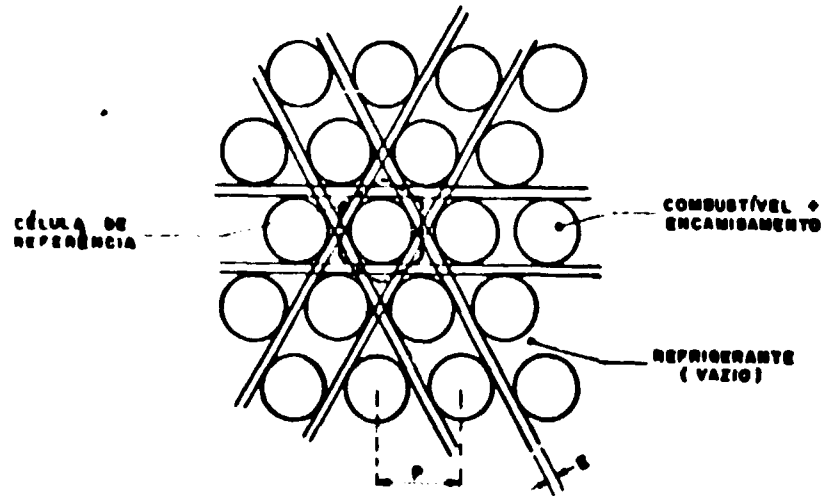


Figura 3.1a - Reticulado GCFR

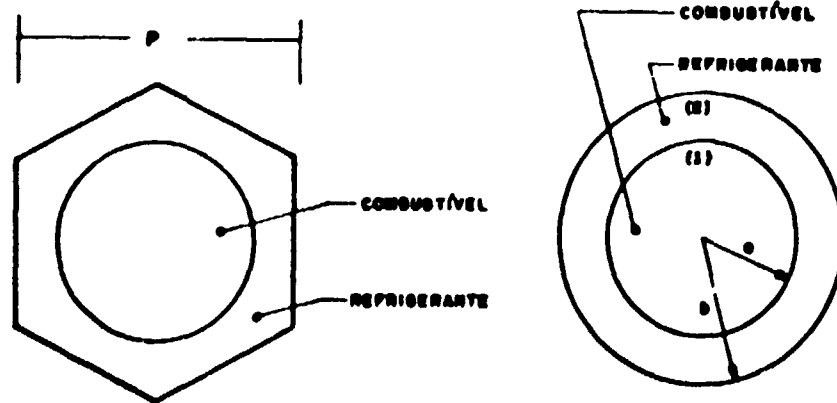


Figura 3.1b - Célula de Referência

Figura 3.1c - Célula Equivalente de Wigner - Seltz

DIMENSÕES DAS CÉLULAS

CÉLULA	CAROCO e R AXIAL	R RADIAL
pitch (p)	1,036 cm	1,654 cm
raio 1 (a)	0,360 cm	0,590 cm
raio 2 (b)	0,844 cm	0,816 cm
f vazia	0,662	0,477

$$V_i \lambda_j P_{ij,k}^* = V_j \lambda_i P_{ji,k}^* \quad (i,j = 1,2), \quad 3.1.23$$

pode-se obter uma expressão para $P_{22,k}^*$, então da Eq. 3.18, tem-se:

$$P_{22,k}^* = P_{22,k} + P_{23,k} \frac{G_{32,k}}{G_{31,k} + G_{32,k}} \quad 3.1.24$$

As equações de conservação para a célula GCFR, abolindo o índice k, são:

$$P_{11} + P_{12} + P_{13} = 1 \quad \rightarrow \quad P_{13} = 1 - P_{11} - P_{12} \quad 3.1.25$$

$$P_{21} + P_{22} + P_{23} = 1 \quad \rightarrow \quad P_{23} = 1 - P_{21} - P_{22}$$

Utilizando as Eq. 3.1.25 e Eq. 3.1.21 na Eq. 3.1.24 obtém-se:

$$P_{22}^* = P_{22} + P_{23} \frac{4 \frac{V_2 \Sigma_2}{S_2 \xi} P_{23}}{4 \frac{V_2 \Sigma_2}{S_2 \xi} P_{23} + 4 \frac{V_1 \Sigma_1}{S_2 \xi} P_{13}} \quad 3.1.26$$

$$P_{22}^* = P_{22} + \frac{V_2 \Sigma_2 (1 - P_{22} - P_{21})^2}{V_2 \Sigma_2 (1 - P_{22} - P_{21}) + V_1 \Sigma_1 (1 - P_{11} - P_{12})}$$

Utilizando-se as probabilidades reduzidas,

$$P_{ij,k}^* = \frac{\lambda_j}{r_j} P_{ij,k}^* \quad \text{onde} \quad r_j = \frac{2V_j}{S_j}$$

e considerando-se que elas não sejam nulas quando o meio j é vazio (ref.⁽⁴⁾), a Eq. 3.1.26 com substituição dos dados da célula pode ser colocada na seguinte forma:

$$P_{22,k}^* = P_{22,k} + \frac{a + b}{a r_1} \frac{(1 - P_{21,k})^2}{(1 - P_{11,k})} \quad 3.1.27$$

A Eq. 3.1.27 pode ser vista como um caso especial da Eq. 25, na ref.⁽⁴⁾, com $\Lambda = 0$

Desse modo, tem-se que:

$$\begin{aligned} P_{11,k} &= \eta_1 T_k \\ P_{21,k} &= \eta_1 \omega_k \\ P_{22,k} &= Q_k + Q'_k \end{aligned}$$

onde as funções Q_k , Q'_k , ω_k e T_k são funções de Denoist⁽⁶⁾ e seus gráficos correspondentes estão no apêndice B.2.

Substituindo os termos acima na Eq. 3.1.27, a mesma fica da seguinte forma:

$$P_{22,k} = Q_k(\alpha) + Q'_k(\alpha) + \frac{a+b}{\sigma\eta_1} \frac{[1 - \eta_1 \omega_k(\alpha, \eta_1)]^2}{1 - \eta_1 T_k(\eta_1)} \quad 3.1.28$$

onde $\eta_1 = a/\lambda_1$ e $\alpha = a/b$.

Finalmente, aplicando a Eq. 3.1.28 na Eq. 3.1.17, obtém-se a expressão de D_k ,

$$D_k = \frac{\lambda_1}{3} \left\{ 1 + \frac{b^2 - a^2}{b^2} \left[1 + \frac{b-a}{\lambda_1} (Q_k + Q'_k) + \frac{b^2 - a^2}{a^2} \frac{(1 - \eta_1 \omega_k)^2}{1 - \eta_1 T_k} \right] \right\} \quad 3.1.29$$

Como foi citado no item 3.1.2, a Eq. 3.1.29 pode ser utilizada tanto em cálculos monoenergéticos, como em multigrupos, sendo que neste último a correlação de grupo e o efeito de absorção são desprezíveis (Secção I da Ref.⁽⁶⁾).

3.2 – Procedimento de Cálculo

O modelo de cálculo para analisar o efeito de "streaming" no reator GCFR obedeceu o fluxograma apresentado na página 22.

3.2.1 – Parâmetros de Secções de Choque

Utilizou-se o programa XSDRN⁽¹⁷⁾ (Apêndice B.1), para o cálculo das secções de choque microscópicas. Este programa, utiliza o método de Ordenadas Discretas ou S_N desenvolvido por Carlson⁽⁷⁾, calculando a distribuição angular e espacial dos nêutrons, detalhadamente na célula unitária de cada região do reator.

O programa gera secções de choque em 123 grupos de energia, e usando o espectro de nêutrons de cada zona como função ponderadora, condensa as secções de choque de 123 para qualquer número desejado de grupos.

No problema em estudo, reduziu-se as secções de choque para 10, 4 e também em apenas um grupo de energia. (Apêndice A) Essa escolha foi baseada em cálculos padrões desenvolvidos no G.A.

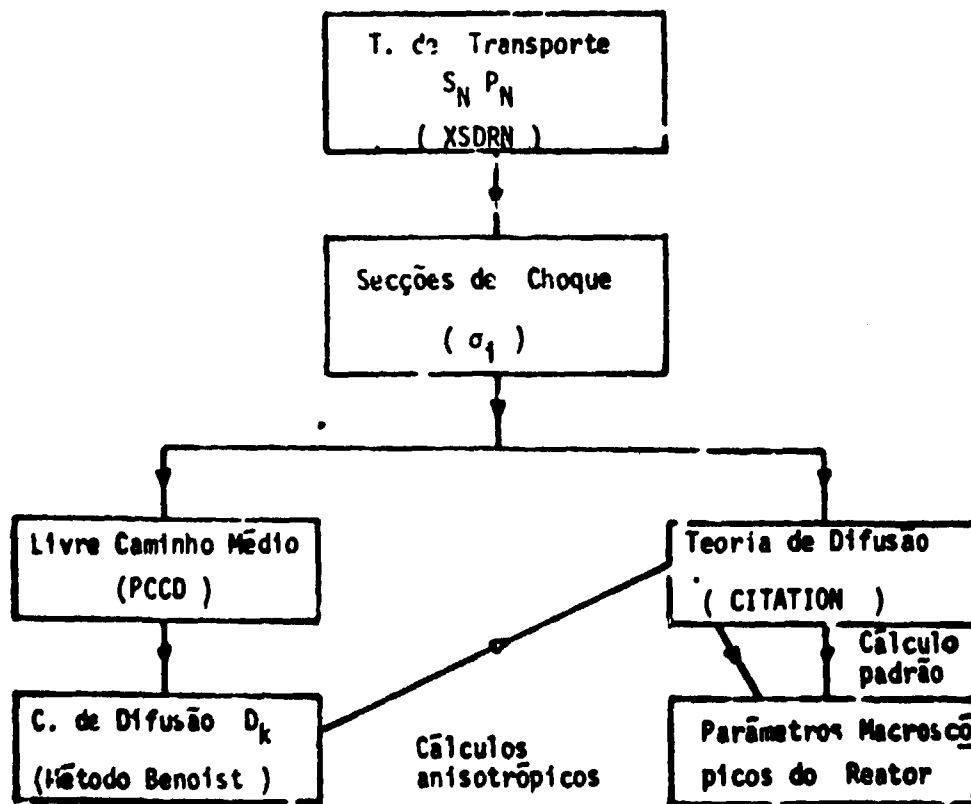


Figura 3.2 -- Fluxograma para o Procedimento de Cálculos

Com essas constantes nucleares, calculou-se as secções de choque macroscópicas de transporte em cada grupo de energia, e para cada mistura representativa das regiões do reator. Deste modo, determinou-se os livres caminhos médios de transporte dos nêutrons que é definido como sendo ($\lambda_{tr} = 1/\Sigma_{tr}$). Os valores calculados são representativos da mistura de combustível que constitui a região (1) das células.

3.2.2 – Coeficientes de Difusão D_k

Desenvolveu-se o programa de computação PCCD (Apêndice B.2), com finalidade de calcular a Eq. 3.1.29. Para isso introduziu-se subrotinas que calculam as funções Q_k , Q'_k , ω_k e T_k da Eq. 3.1.28. Essas funções representam as probabilidades de colisões. Por exemplo,

Q_k – corresponde ao caminho de um nêutron de um ponto a outro da cavidade sem passar pelo combustível;

Q'_k – o mesmo, só que passando pelo combustível sem sofrer colisão.

As funções Q'_k , ω_k e T_k , representam a transparência do combustível.

Considerando geometria cilíndrica para célula, com regiões concêntricas, essas funções são colocadas na forma:

$$Q'_k = \frac{2\alpha}{\pi(1-\alpha)(1-\alpha^2)} \int_0^{\pi/2} \cos\phi (\sqrt{1-\alpha^2 \sin^2\phi} - \alpha \cos\phi)^2 K_{11k}(2\eta \cos\phi) d\phi \quad 3.2.1$$

$$\omega_k = \frac{2\alpha}{\pi\eta} \int_0^{\pi/2} \cos\phi (\sqrt{1-\alpha^2 \sin^2\phi} + \alpha \cos\phi)^{-1} [K_{12k}(0) - K_{12k}(2\eta \cos\phi)] d\phi \quad 3.2.2$$

$$T_k = \frac{1}{\eta} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi\eta} \int_0^{\pi/2} \cos\phi [K_{13k}(0) - K_{13k}(2\eta \cos\phi)] d\phi \right\} \quad 3.2.3$$

As $K_{1mk}(x)$ são as funções de Bickley, definidas por:

$$K_{1mk}(x) = \int_0^{\pi/2} \left[\exp\left(-\frac{x}{\sin\theta}\right) \right] 3\Omega_k^2 \sin^{m-1}\theta d\theta \quad 3.2.4$$

Sabendo-se que o índice k dá as direções principais do sistema em estudo, tem-se que, $k=r$ e $k=z$, então:

$$Q_r = F(\alpha), \quad Q_z = 2F(\alpha), \quad 3\Omega_r^2 = \frac{3}{2} \sin^2\theta \quad \text{e} \quad 3\Omega_z = 3 \cos^2\theta$$

onde $F(\alpha)$ é a função de Behrens⁽¹⁾, definida por,

$$F(\alpha) = \frac{1}{(1-\alpha)(1-\alpha^2)} \left\{ 1 - \frac{3\alpha}{4} + \frac{3\alpha^3}{4} - \frac{1}{2} [(1+\alpha^2)E(\alpha) \cdot (1-\alpha^2)k(\alpha)] \right\} \quad 3.2.5$$

com $E(\alpha)$ e $k(\alpha)$ integrais elípticas completas.

Este programa foi escrito de modo que entrando com a geometria da célula e os livres caminhos médios de transporte, correspondentes a cada região, e em cada grupo de energia, ofereça na sua saída, os coeficientes de difusão D_k , o coeficiente de difusão homogeneizado sobre a célula D_0 , as relações D_k/D_0 , as diferenças $\delta D_k = D_k - D_0$ e também os respectivos valores das funções acima citadas (probabilidades de colisão).

Foram feitos cálculos com este programa, considerando as regiões do reator. Os resultados serão mostrados no capítulo seguinte. No Apêndice B.2 estão os gráficos representativos dessas funções probabilidades e a listagem do programa PCCD.

3.2.3 – Cálculos de Criticalidade

Com as seções de choque dos núcleos constituintes do reator, a geometria mostrada na Figura 3.3 e concentrações isotópicas dos materiais em cada região, procedeu-se aos cálculos de criticalidade do sistema em estudo, utilizando-se o programa de difusão CITATION⁽¹⁴⁾. (Apêndice B.3).

Esse cálculo de criticalidade foi executado em duas etapas, conforme mostra o fluxograma da Figura 3.2. Primeiro, considerando os dados acima citados, processou-se o programa nas condições normais, obtendo-se resultados padrões. Na segunda etapa, modificou-se uma subrotina do programa, de modo que, além dos dados normais de entrada, tornou-se possível entrar com as relações entre os coeficientes de difusão D_k/D_0 , executando assim o que se convencionou de cálculo de criticalidade anisotrópico.

Com os resultados obtidos nos dois casos, foi possível analisar a influência do efeito de "streaming" nos parâmetros característicos do reator.

3.3 – Método Numérico-Analítico

3.3.1 – Introdução

O reator protótipo GCFR foi projetado para operar com um sistema de controle constituído de 27 barras absorvedoras de nêutrons, cuja função principal é eliminar o excesso de reatividade. Em condições normais, 10 barras ou menos são suficientes para esta função, ficando portanto, quase dois terços das mesmas fora, criando assim espaços vazios (canais) no reator.

Nessa situação, conforme exposto no parágrafo 1.2, os parâmetros neutrônicos ficam afetados pela anisotropia ocasionada ao sistema.

Considerando que a maior mobilidade dos nêutrons ocorre ao longo dos canais vazios, a probabilidade de escape dos mesmos é mais acentuada nessa direção, então, para investigar esse efeito, desenvolveu-se um método numérico-analítico que calcula o coeficiente de difusão, nesta direção.

Desprezou-se o acréscimo do escape transversal porque os nêutrons ao atravessarem um canal, imediatamente se deparam com camadas mais densas, podendo ser moderados por múltiplas colisões, absorvidos, ou provocarem novas fissões, assim a taxa de escape fica praticamente inalterada, comparando a um sistema homogêneo.

3.3.2 – Coeficiente de Difusão Axial

Considera-se um sistema constituído por duas regiões: núcleo e refletor, mostrado na Figura 3.4. Modifica-se este sistema retirando uma parte central para constituir uma abertura cilíndrica equivalente a um canal de barra de controle, também mostrado na Figura 3.4.

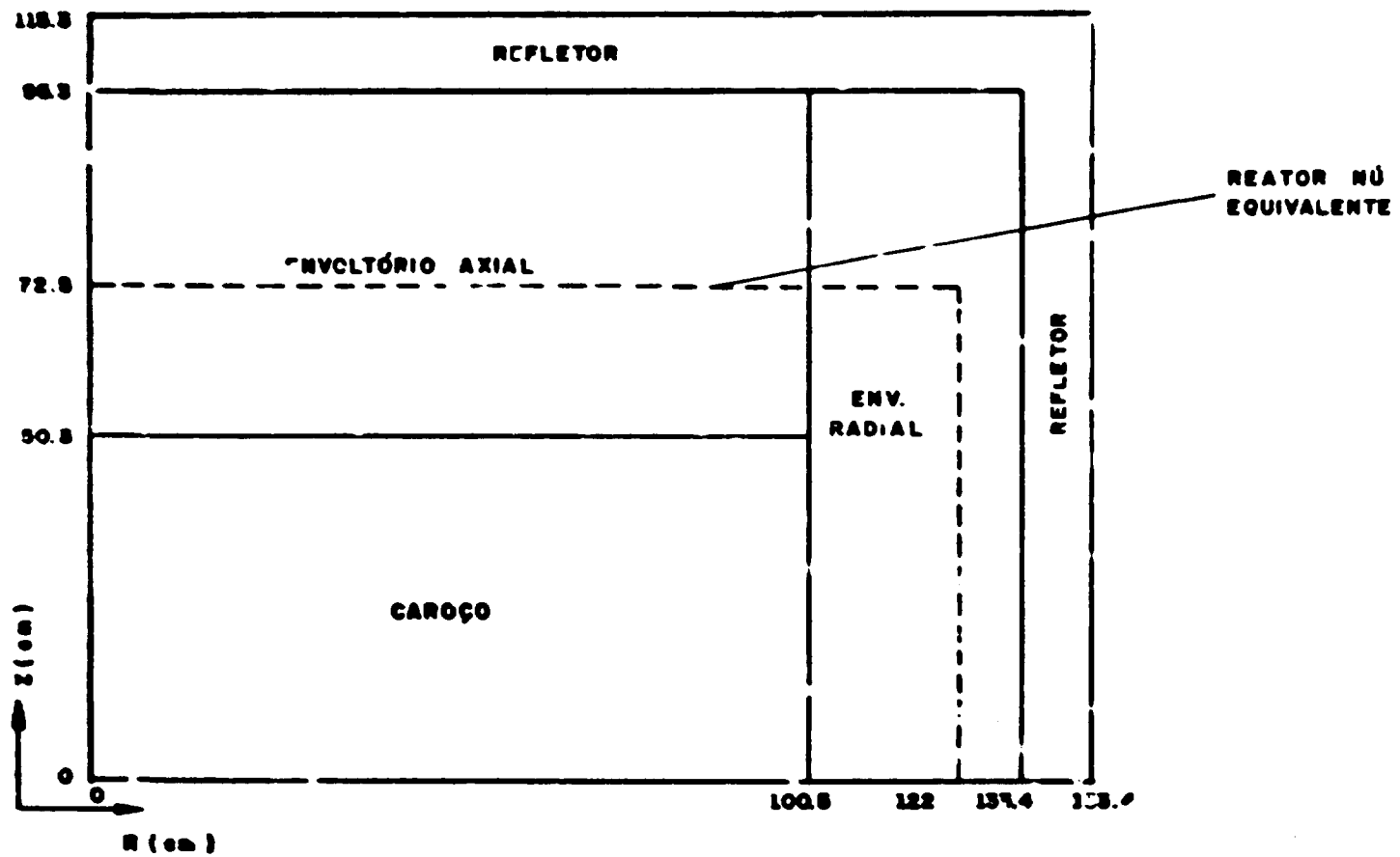


Figura 3.3 - (1/4 do Reator GCFR com Carço Homogeneizado) Geometria Cilíndrica R,Z

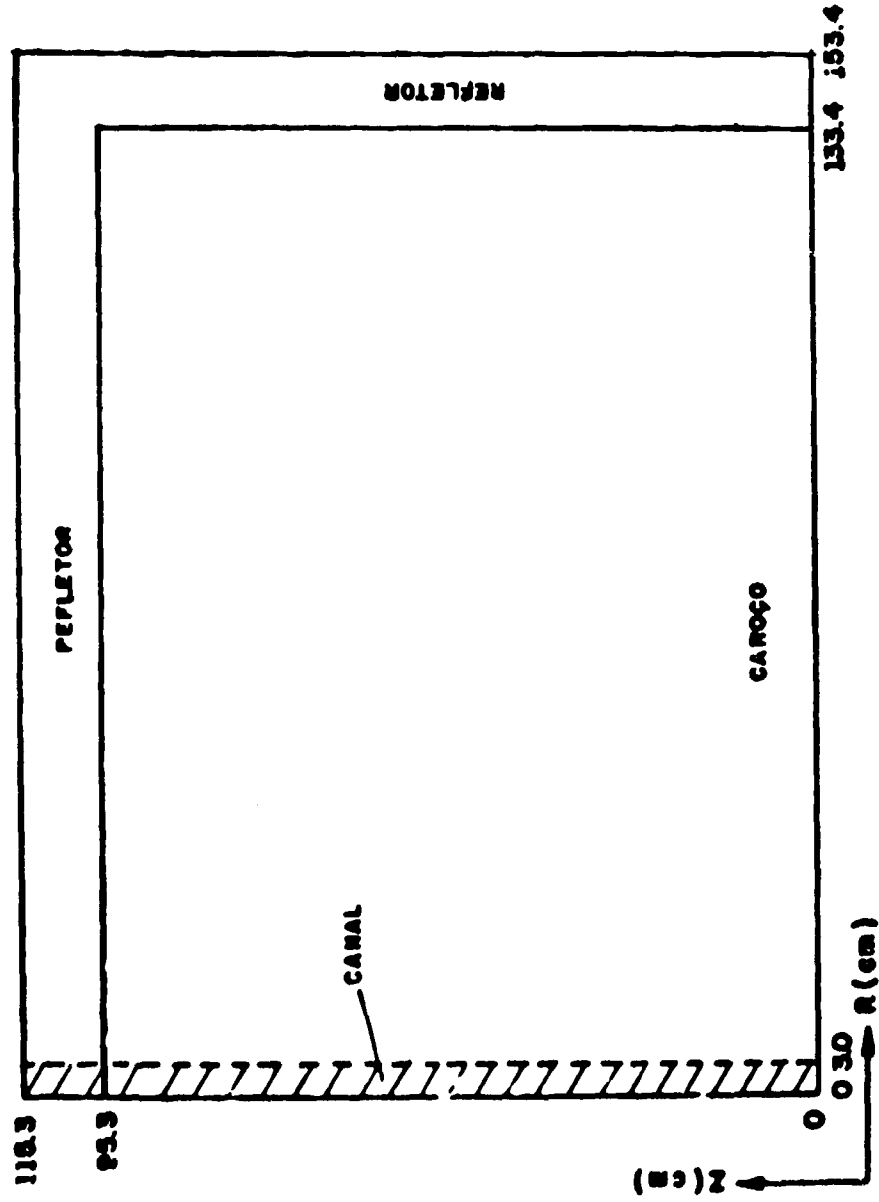


Figure 3.4 — Reator GCFR Homogeneizado (caroço + envoltório)

A seguir, procede-se à cálculos de criticalidade com os sistemas, mantendo-se os espaçamentos nodais, as concentrações isotópicas dos materiais e a geometria constantes.

Para o sistema modificado, a abertura provoca uma perturbação nos parâmetros neutrônicos nas imediações da mesma, devido ao acréscimo da fuga de nêutrons, então, uma investigação mais precisa desse sistema como também do primeiro é feita utilizando-se técnicas numéricas de transporte conhecidas como o método de Ordenadas Discretas ou S_N de Carlson⁽⁷⁾, que determina a distribuição angular e espacial dos nêutrons, em qualquer ponto desejado.

Em uma análise comparativa para regiões correspondentes aos dois sistemas nota-se que a corrente de nêutrons assume valores elevados na abertura, decrescendo a seguir na vizinhança da mesma (distância equivalente a 1 ou 2 livres caminhos médios), para posteriormente ser semelhante a de um sistema homogêneo (sistema inicial), já que o fluxo de nêutrons sofre um leve decréscimo na sua intensidade. Justifica-se essas variações através do acréscimo na taxa de escape dos nêutrons ao longo da abertura.

Essa região onde os parâmetros neutrônicos são alterados pela presença da abertura é denominada faixa de influência e é mostrada teoricamente na Figura 3.5.

Para derivar a expressão do coeficiente de difusão ao longo do canal, considera-se as variações de corrente de nêutrons na área de influência, em relação ao sistema homogêneo é através de uma integração volumétrica, para cada plano z , $z = 1, 2 \dots N$, determina-se a variação média da mesma na direção axial, da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \bar{\Delta J}_z &= \frac{2\pi \int_{r_i}^{r_i+1} (J_z^o(r) - J_z^c(r)) r dr}{2\pi \int_0^{r_i} r dr} \\ &= \frac{\Delta J_1 r_1^2 + \Delta J_2 (r_2^2 - r_1^2) + \dots}{r_i^2} \end{aligned} \quad 3.3.1$$

onde, J_z^o é a corrente axial, variando segundo z , para o sistema com canal, J_z^c a mesma, só que para o sistema homogêneo e r_i o raio da faixa de influência.

Considerando-se que o fluxo de nêutrons, para um z fixo, dentro da faixa de influência, variando segundo r , sofre um leve defasamento na intensidade comparado a um sistema homogêneo, portanto, pode-se afirmar que as curvas dos fluxos correspondentes sejam semelhantes, então, escolhe-se um deles, para um z fixo na faixa, ajustando-o pelo método de mínimos quadrados à função,

$$\phi(z) = C_1 \cos B_1 z + C_2 \cos 3B_1 z + \dots \quad 3.3.2$$

onde C_1, C_2, \dots são constantes a serem ajustadas ou autovalores correspondentes às autofunções $\cos nB_1 z$, com n ímpar. Essas autofunções são cosenoidais porque o fluxo axial numa geometria cilíndrica (r, z) se comporta desse modo.

Com os valores calculados de $\bar{\Delta J}_z$, através da Eq. 3.3.1, em cada cota z , constrói-se a curva $(\bar{\Delta J}_z \times z)$. Novamente pelo método de mínimos quadrados, ajusta-se esta curva à função:

$$\delta J_z(z) = C_1 \sin B_1 z + C_2 \sin 3B_1 z + \dots \quad 3.3.3$$

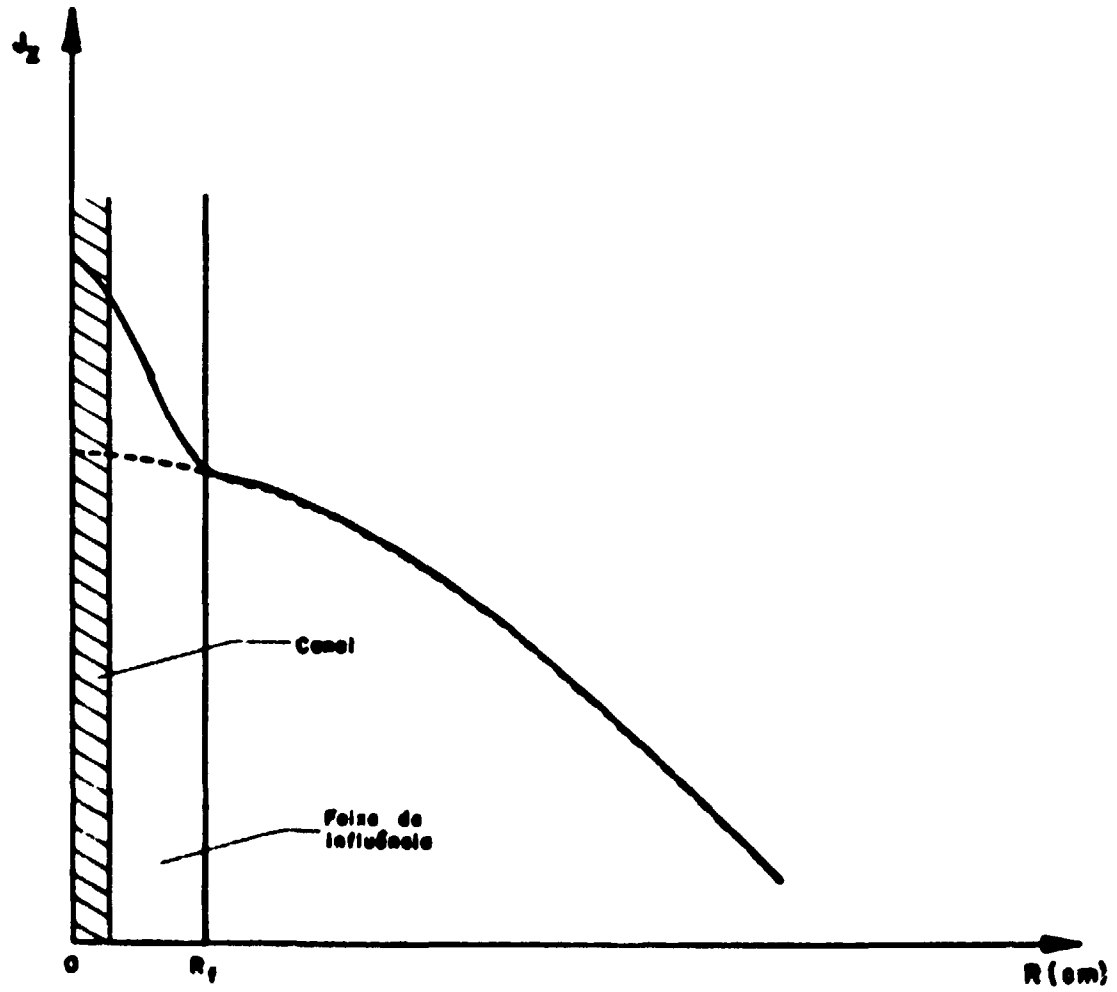


Figura 3.5 - Corrente Axial de Nêutrons (Teórica) para Duas Configurações com e sem Canal

onde C_1, C_2, \dots são constantes a serem ajustadas. Esta soma de autofunções seguida dos autovalores correspondentes foi escolhida utilizando a lei de Fick da teoria de difusão⁽²²⁾ que é expressa da seguinte forma:

$$J = - D \text{ grad } \phi$$

onde D é o coeficiente de difusão do meio.

Conhecidas as funções representativas do fluxo e variações de correntes na faixa de influência, ao longo do canal, calcula-se a variação do coeficiente de difusão nessa direção, utilizando a lei de Fick.

$$\delta J_z(z) = \delta D_z \frac{d\psi}{dz} \quad 3.3.4$$

O coeficiente de difusão D_z na faixa de influência fica então determinado, usando a seguinte expressão:

$$D_z = D_0 + \delta D_z \quad 3.3.5$$

onde, D_0 é o coeficiente de difusão do sistema homogêneo e δD_z é a variação do mesmo, na direção considerada.

Nos trabalhos^(5,20) onde desenvolve-se cálculos celulares para analisar o efeito de "streaming", avaliou-se o mesmo através da diferença entre o coeficiente de difusão direcional e o coeficiente de difusão homogeneizado sobre a célula. No presente trabalho considerou-se uma macro-célula cilíndrica constituída de canal e faixa de influência (meio material), conforme Figura 3.6 e procedeu-se de modo análogo. Então:

$$\Delta D = D_z - D'_0 \quad 3.3.6$$

onde D'_0 é o coeficiente de difusão homogeneizado sobre a célula de Figura 3.6.

Este procedimento pode ser aplicado em cálculos multigrupos e também em apenas um grupo. Para isso basta conhecer os parâmetros neutrônicos correspondentes a cada grupo de energia.

Considerando-se que a perturbação ocasionada pelo canal atinja uma distância da ordem de 1 a 2 livres caminhos médios, e como os canais destinados às barras de controle estão dispostos num arranjo (Figura 2.3) tal que a distância mínima entre eles é da ordem de 3 a 4 livres caminhos médios, a influência da perturbação de um canal sobre o outro é desprezível. Deste modo pode-se estender o efeito em toda extensão do reator.

4 - RESULTADOS

4.1 - Introdução

Este capítulo tem como objetivo apresentar e discutir os valores obtidos dos principais parâmetros neutrônicos pela aplicação dos métodos de cálculos apresentados no capítulo 3 para avaliação do efeito de "streaming" de nêutrons no reator GCFR.

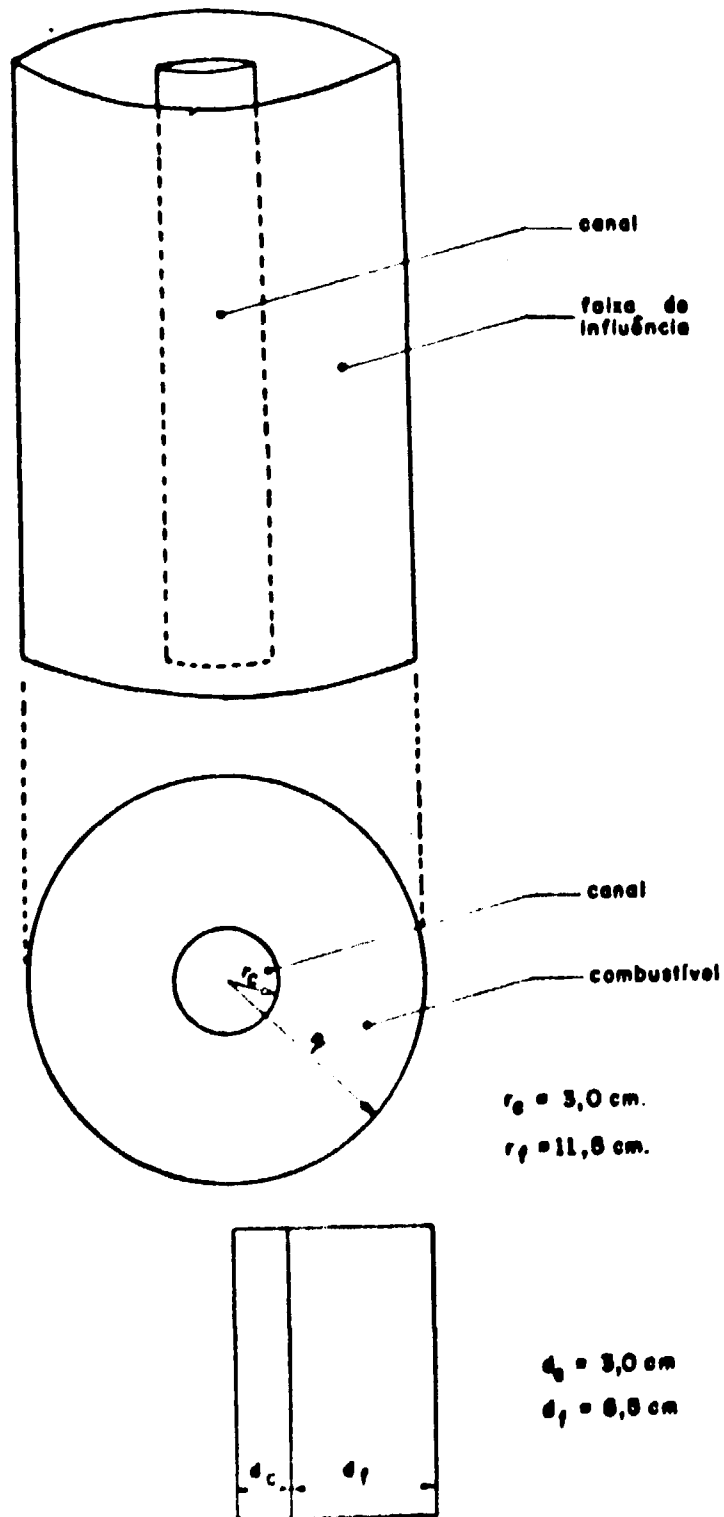


Figura 38 - Células Especiais Cilíndrica (Canal + Mistura Combustível)

Inicialmente, avalia-se esse efeito através dos coeficientes de difusão direcionais D_k , obtidos pela aplicação do método de Benoist às células GCFR. A seguir, investiga-se a influência do efeito de "streaming" nos parâmetros característicos do reator, tais como: fator de multiplicação efetivo (K_{eff}), razão de conversão, fluxo médio por grupo e por região, pico de potência através do caroço do reator, etc. Esses resultados foram obtidos em 10 grupos de energia e também em um grupo.

Finalmente, analisa-se o mesmo efeito através do método numérico analítico, apresentado em 4 grupos de energia.

4.2 -- Coeficientes de Difusão D_k

A Tabela IV.1 mostra os valores obtidos dos livres caminhos médios de transporte para o meio combustível da célula mostrada na Figura 3.1, para cada região do caroço do reator e grupo de energia. Como citado no item 3.2.1, esses valores foram calculados a partir das secções de choque microscópicas, geradas através do programa XSDRN.

A Tabela IV.2 mostra os coeficientes de difusão homogêneos D_0 , calculados através da Teoria de Difusão pela homogeneização das células correspondentes a cada região do reator. Pode-se calcular esses valores, considerando as regiões do reator formadas por misturas homogêneas.

Nas Tabelas IV.3 e IV.4 são mostrados os coeficientes de difusão axial D_z e radial D_r , com as respectivas relações D_z/D_0 e D_r/D_0 e as diferenças δD_z e δD_r . Esses resultados foram obtidos através do programa PCCD.

Seguindo o mesmo procedimento executou-se cálculos em um grupo de energia para os coeficientes de difusão direcionais D_k , considerando aqui o reator nú equivalente ao GCFR mostrado na Figura 3.3. Mostra-se então, nas Tabelas IV.5 e IV.6 respectivamente, os dados nucleares utilizados e os resultados obtidos.

4.2.1 – Comentários

Analisando os resultados em 10 grupos de energia apresentados nas Tabelas IV.3 e IV.4, notou-se que o efeito de "streaming" é muito mais acentuado na região térmica do espectro de nêutrons (grupos térmicos). Para o grupo mais rápido, D_z é 2% maior e D_r é 1% menor; para o grupo mais lento, D_z é cerca de 13% maior e D_r é 8% maior que D_0 . Isto vem mostrar que a homogeneização só é boa quando o livre caminho médio de transporte é grande (8 cm) comparado com as dimensões da célula.

Seguindo esta análise pode-se observar que δD_z e δD_r são praticamente independentes das regiões consideradas, pois, os λ_{1r} são aproximadamente os mesmos, dentro de cada grupo, tanto no caroço como nos envoltórios.

Outro fato de interesse também é a fraca dependência da energia, apresentada pelos δD_z e δD_r , os quais permitem desprezar o efeito de correlação de grupo, nos cálculos de multigrupo.

Conclui-se portanto, que o efeito de "streaming" é mais evidente nos grupos térmicos, onde λ_{1r} é da mesma ordem ou menor que as dimensões da célula.

4.3 -- Avaliação Macroscópica

As Tabelas IV.7 e IV.8 mostram os resultados obtidos para os parâmetros macroscópicos característicos do reator. Esses resultados são provenientes de cálculos executados com o programa CITATION normal e modified, considerando o sistema mostrado na Figura 3.4, com geometria

Tabela IV.1

Livre Caminho Médio de Transporte Homogeneizado
Somente Sobre o Combustível

NG	Caroço (λ_{rr})	Env. Axial (λ_{rr})	Env. Radial (λ_{rr})
1	6,0842	6,0370	5,5422
2	5,4696	5,3891	4,9084
3	4,2791	4,2280	3,7100
4	3,4083	3,3681	2,9752
5	2,6633	2,6196	2,3564
6	1,8825	1,8378	1,7560
7	1,7140	1,6880	1,6242
8	1,6473	1,6634	1,6101
9	1,6517	1,8358	1,5276
10	1,2075	1,3492	1,2754

Tabela IV.2

Coefficientes de Difusão Homogeneizado Sobre a Célula (D_o)

NG	Caroço (D_o)	Env. Axial	Env. Radial
1	4,6313	4,5954	3,5338
2	4,1635	4,1022	3,1296
3	3,2573	3,2184	2,3656
4	2,5944	2,5638	1,8970
5	2,0311	1,9941	1,5044
6	1,4330	1,3989	1,1996
7	1,3047	1,2848	1,0356
8	1,2589	1,2662	1,0304
9	1,2573	1,2452	0,9736
10	0,9191	1,0270	0,8132

Tabela IV.3

Coeficientes de Difusão Axiais (D_z),
Razões D_z/D_o e Diferenças δD_z

NG	Caroço	Env. Axial	Env. Radial
1	4,7413	4,7054	3,6468
2	4,2740	4,2128	3,2435
3	3,3691	3,3303	2,4816
4	2,7076	2,6771	2,0152
5	2,1461	2,1092	1,6251
6	1,5511	1,5173	1,2441
7	1,4238	1,4041	1,1612
8	1,3734	1,3856	1,1561
9	1,3767	1,3647	1,1006
10	1,0424	1,1488	0,9427
D_z/D_o			
1	1,0237	1,0239	1,0325
2	1,0265	1,0270	1,0369
3	1,0348	1,0348	1,0496
4	1,0436	1,0442	1,0628
5	1,0566	1,0577	1,0807
6	1,0824	1,0846	1,1117
7	1,0912	1,0928	1,1218
8	1,0953	1,0943	1,1225
9	1,0950	1,0960	1,1305
10	1,1341	1,1180	1,1598
$\delta D_z = D_z - D_o$			
1	0,1100	0,1100	0,1145
2	0,1106	0,1106	0,1161
3	0,1116	0,1119	0,1171
4	0,1132	0,1133	0,1190
5	0,1150	0,1151	0,1213
6	0,1187	0,1184	0,1249
7	0,1191	0,1193	0,1260
8	0,1195	0,1194	0,1261
9	0,1194	0,1195	0,1270
10	0,1180	0,1167	0,1298

Tabela IV.4

Coeficientes de Difusão Radial (D_r),
Relações D_r/D_0 e Diferenças δD_r

NG	Caroço	Env. Axial	Env. Radial
1	4,6850	4,6491	3,5886
2	4,2174	4,1561	3,1848
3	3,3117	3,2729	2,4215
4	2,6495	2,6189	1,9540
5	2,0869	2,0500	1,5623
6	1,4901	1,4562	1,1794
7	1,3623	1,3425	1,0960
8	1,3117	1,3240	1,0908
9	1,3150	1,3030	1,0348
10	0,9787	1,0860	0,8755
D_r/D_0			
1	1,0116	1,0117	1,0160
2	1,0129	1,0131	1,0181
3	1,0167	1,0169	1,0241
4	1,0212	1,0215	1,0304
5	1,0275	1,0280	1,0390
6	1,0400	1,0110	1,0538
7	1,0441	1,0450	1,0587
8	1,0461	1,0456	1,0590
9	1,0459	1,0464	1,0630
10	1,0648	1,0573	1,0771
$\delta D_r = D_r - D_0$			
1	0,0637	0,0537	0,0663
2	0,0639	0,0539	0,0664
3	0,0644	0,0545	0,0690
4	0,0651	0,0551	0,0677
5	0,0658	0,0558	0,0686
6	0,0671	0,0573	0,0602
7	0,0676	0,0577	0,0607
8	0,0679	0,0577	0,0608
9	0,0677	0,0678	0,0612
10	0,0698	0,0664	0,0626

Tabela IV.5

Dados do Problema

REATOR EQUIVALENTE	
RAIO (Incluindo distância extrapolada)	122 cm
ALTURA (Incluindo distância extrapolada)	146 cm
FRAÇÃO DE VAZIO (Incluindo canais de refrigeração, canais de barras de controle e espaçamento entre os elementos combustíveis)	0,582
CÉLULA	
Raio de Barra Homogeneizada	0,380 cm
Raio de célula equivalente (Wigner-Seitz)	0,544 cm
'Pitch' da célula (considerando fração, fração de volume vazio)	1,038 cm
CONSTANTES NUCLEARES HOMOGÊNEAS (Sobre a Célula)	
Seção de choque Macrosc. Absorção Σ_a^0	0,00417 cm ⁻¹
Seção de choque Macrosc. Transporte Σ_{tr}^0	0,13202 cm ⁻¹
Coefficiente de Difusão D^0	2,5249 cm
CONSTANTES NUCLEARES HOMOGÊNEAS (Sobre a barra somente)	
Seção de choque Macrosc. Absorção Σ_a	0,00852 cm ⁻¹
Seção de Choque Macrosc. Transp. Σ_{tr}	0,30146 cm ⁻¹
Livre Caminho Médio de Transporte	3,3172 cm

Tabela IV.6

Coeficientes de Difusão

Radial (D_r) (cm)	2,5802
Axial (D_z) (cm)	2,6385
Médio $\bar{D} = (D_z + 2D_r)/3$ (cm)	2,5996
$\delta D_z = D_z - D^0$ (cm)	0,1130
$\delta D_r = D_r - D^0$ (cm)	0,0553
D_r/D^0	2,0%
D_z/D^0	4,5%

Tabela IV.7

Parâmetros Característicos do Reator com e sem
"streaming" em 10 Grupos de Energia

	Homogêneo (sem streaming)	Anisotrópico (com streaming)
Fator de Multiplicação Efetivo (Keff)	1,16316	1,15420
Razão de Conversão Total	1,2410	1,2460
Razão de Conversão Interna	0,7018	0,7020
Pico de Potência Médio no Carço (W/cm ²)	236,6	235,6
Taxa Escape Total	0,1245	0,1310
Taxa Escape no Carço	0,3410	0,3471

Tabela IV.8

Variações dos Parâmetros Neutrônicos

	Absoluta	Porcentual
Keff ($\frac{\Delta K}{K}$)	-0,0089	0,8 %
R. Conversão no Carço	-0,0002	0,03%
R. Conversão Total	+0,0060	0,4 %
T. Escape Total	-0,0065	5,0 %
T. Escape do Carço	+0,0061	2,0 %
Pico de Potência no Carço	-1,0	0,4 %
Taxa Escape Axial (Interface Carço-Refletor)		9,7 %
Taxa Escape Radial (Interface Carço-Refletor)		5,0 %

cilíndrica bidimensional (r,z), em 10 grupos de energia, com o mesmo no estado estacionário e sem barras de controle.

A influência, do efeito de "streaming" nesses parâmetros, só é possível investigar com a determinação dos coeficientes de difusão direcionais D_k , obtidos anteriormente.

Nas Tabelas IV.9 e IV.10 são mostrados os fluxos médios de nêutrons, por grupo de energia e por região, para os dois procedimentos de cálculos, com e sem "streaming".

Tabela IV.9

Fluxo Médio por Grupo e por Região para o Sistema ^a
Homogêneo (sem streaming) $\times 10^{13}$

NG	Caroço	Env. Axial	Env. Radial
1	3,1508	0,34587	0,14930
2	14,278	1,9128	0,79492
3	29,852	6,1524	2,6018
4	40,922	11,518	5,2695
5	34,300	12,008	5,9326
6	17,818	7,7334	3,8194
7	8,1478	4,1404	2,1701
8	4,1478	2,6281	1,3013
9	2,2838	2,3334	1,2083
10	0,10217	0,52534	0,27366

Tabela IV.10

Fluxo Médio por Grupo e por Região para o Sistema
Considerado "Com streaming" $\times 10^{13}$

NG	Caroço	Env. Axial	Env. Radial
1	3,1670	0,3537	0,15183
2	14,340	1,9557	0,80824
3	29,922	6,2808	2,6482
4	40,910	11,7216	5,3421
5	34,200	12,234	5,9969
6	17,727	7,8069	3,8508
7	8,0942	4,1581	2,1800
8	4,1167	2,6224	1,3028
9	2,2682	2,2967	1,2006
10	0,10278	0,50400	0,26849

4.3.1 – Efeito de "Streaming" na Reatividade

Conforme mostrado na Tabela IV.8, o efeito de "streaming" introduz no sistema uma queda de reatividade de 0,8%, resultado este obtido através do programa CITATION em 10 grupos de energia. Para uma avaliação mais completa, desenvolveu-se cálculos em 1 grupo de energia, com o mesmo programa, cujo resultado foi a perda de reatividade de 1,0%.

Utilizando-se a teoria de perturbação em um grupo de energia, cuja perda de reatividade é dada pela expressão:

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{B_z^2 \delta D_z + B_r^2 \delta D_r}{\Sigma_a^0 + D^0 B^2} \quad 4.3.1$$

onde B_k^2 é o "buckling" geométrico na direção k do reator, Σ_a^0 seção de choque macroscópica de absorção, e utilizando-se de um reator nú equivalente, mostrado na Figura 3.3, encontrou-se o valor de $\frac{\Delta K}{K} = 1,2\%$.

Considerando que o resultado dos cálculos de multigrupos é o mais preciso, as discrepâncias dos dois outros resultados podem ser justificadas do seguinte modo: no cálculo monoenergético, essa diferença deve-se as incertezas nas seções de choque; na teoria de perturbação, é considerada uma fuga excessiva devido ao "buckling" geométrico do reator nú equivalente e também devido às incertezas das constantes nucleares.

Enfim, observa-se que o efeito de "streaming" ocasiona uma perda de reatividade ao sistema em torno de 1,0%.

Podem-se considerar que este efeito não é tão relevante, quando se compara o mesmo com outras fontes de erros, como por exemplo, os parâmetros nucleares de seções de choque (Capítulo 5).

4.3.2 – Razão de Conversão ou Taxa de Regeneração

A razão de conversão, num reator nuclear, é definida por:

$$RC = e\eta - 1 - \frac{\Sigma_{pc}}{\Sigma_{af}} - \frac{L}{\Sigma_{af}}$$

onde e é o fator de fissão rápida, η é o número de nêutrons liberados por fissão, 1 representa o nêutron necessário para manter a reação em cadeia, Σ_{pc} seção de choque macroscópica parasita dos materiais, Σ_{af} seção de choque macroscópica de absorção no combustível e L a taxa de escape dos nêutrons.

Para o caso previsto um decréscimo na razão de conversão interna, devido ao endurecimento do espectro de nêutrons ocasionado pelo acréscimo da taxa de escape (L), mas o fator η (Pu-239, Pu-240 e U-238) aumentou, compensando portanto, essa perda. (Os valores de η para os dois cálculos são mostrados no Apêndice A.4).

Para o sistema como um todo, a razão de conversão teve um acréscimo de 0,5%. Este acréscimo é insignificante em termos de economia no ciclo de combustível. Isto deve-se a taxa de escape do caso que intensificou a captura dos nêutrons nos envoltórios radial e axial.

4.3.3 -- Potência

Conforme mostra as Tabelas IV.7 e IV.8, o pico de potência, como a intensidade média de potência, diminuem no caroço para aumentar nos envoltórios. A origem disso é novamente a intensificação do fluxo de nêutrons provocado pelo acréscimo da taxa de escape (L) do caroço.

4.3.4 -- Taxa de Escape de Nêutrons (L)

Como mencionado nos ítem anteriores, é o acréscimo da taxa de escape de nêutrons (L), a causa de toda perturbação nos parâmetros característicos do sistema.

O acréscimo desse parâmetro ocorre por causa da presença dos canais não obstruídos destinados a refrigeração e interstícios entre os elementos de combustível. Esses espaços permitem maior mobilidade dos nêutrons no sistema, principalmente, na direção axial, ou seja, ao longo dos canais. Conforme mostra as Tabelas IV.7 e IV.8 esse acréscimo não é tão acentuado porque os canais são de diâmetros pequenos e muito próximos uns dos outros.

Se os diâmetros fossem pouco maiores e os canais próximos uns dos outros, a interação dos nêutrons com o meio seria bem menor e, dependendo da distribuição angular dos mesmos, estes escapariam mais facilmente do sistema, ocasionando portanto um acréscimo muito maior na taxa de escape (L) e por sua vez o efeito de "streaming" se tornaria mais acentuado.

O acréscimo de L é um fator negativo, tanto nos parâmetros acima citados, como no acréscimo da intensidade de radiação de nêutrons nas grades e suportes dos elementos combustíveis, pois, intensifica os danos nos mesmos, enfraquecendo a resistência dos materiais (irradiation swelling).

Pode se considerar portanto, que o efeito de "streaming" no reator GCFR devido aos canais de refrigeração não é um fator tão relevante, haja visto que incertezas maiores são provocadas pelas secções de choque.

Como mostra os resultados, a heterogeneidade não é muito sensível, de forma que os cálculos para o reator GCFR podem ser executados normalmente, considerando o mesmo de modo homogêneo.

4.4 -- Resultados dos Cálculos (Método Numérico-Analítico)

Como mencionado no parágrafo 3.3.2, os cálculos de criticalidade para o sistema normal e modificado, conforme Figura 3.4, foram executados com o programa DOT2⁽²⁵⁾ (Apêndice B.4), utilizando geometria cilíndrica R,Z. Os dados de entrada em multigrupos (secções de choque) foram obtidos a partir do programa XSDRN.

O programa DOT2 calcula o fator de multiplicação efetivo (Keff), fornece o balanço neutrônico, as correntes de nêutrons nas direções preferenciais, os fluxos nessas direções e outros parâmetros neutrônicos.

Para obtenção dos resultados finais, o procedimento foi somente analítico.

4.4.1 -- Curvas de Correntes

Mostra-se nas Figuras 4.1, 4.2, 4.3 e 4.4, as curvas de correntes axiais de nêutrons variando segundo r , para alguns planos z , dentro de cada grupo g ($g = 1, \dots, 4$), relativos aos dois sistemas.

Nota-se que a curva correspondente ao sistema modificada, convençionado daqui para frente como sistema heterogêneo, assume valores mais elevados no canal, para decrescer em seguida, cruzando a

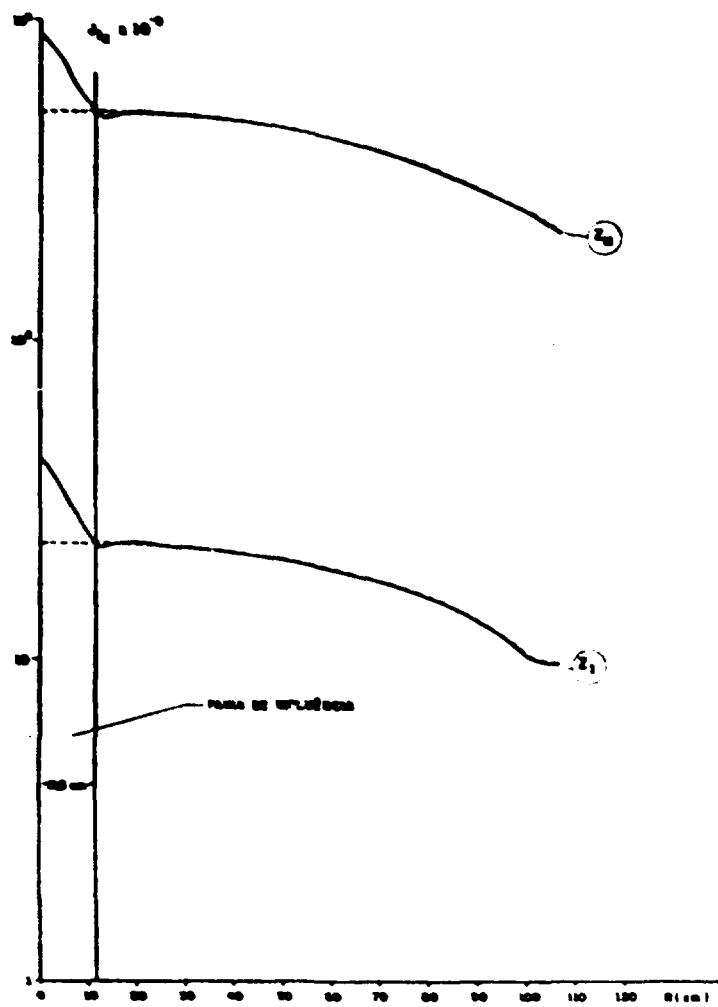


Figura 4.1 - Comportamento das Correntes Axiais de Nêutrons no Grupo 1, para os Planos $z = 1, 11$, para os Dois Sistemas

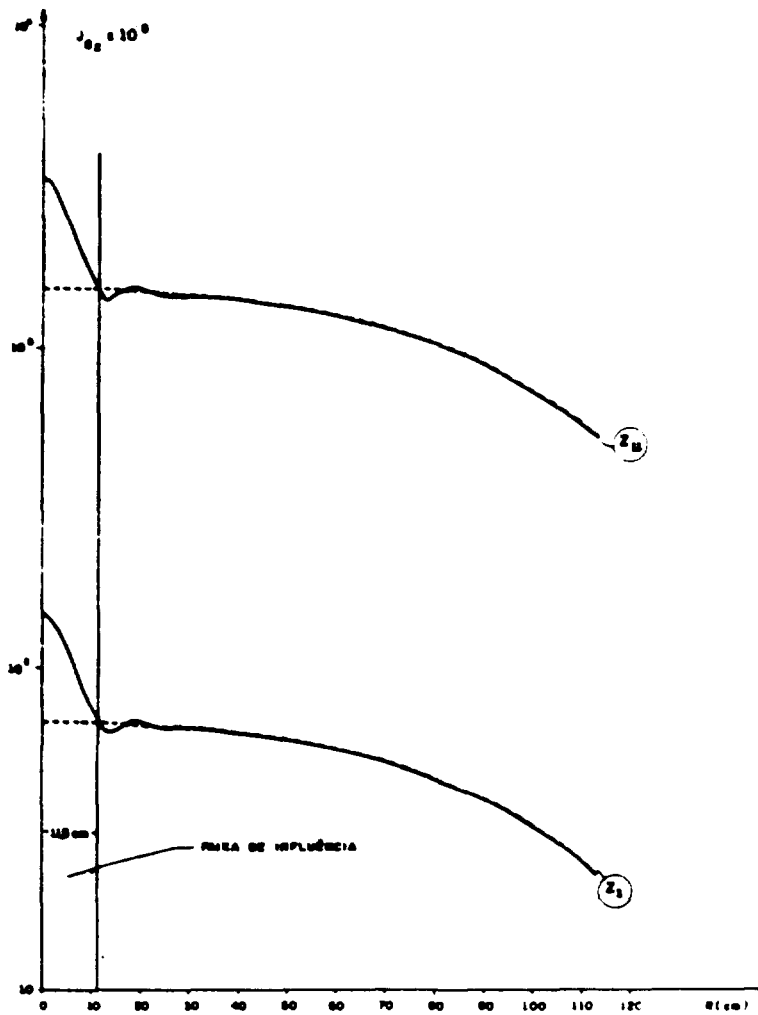


Figura 4.2 - Comportamento das Correntes Axiais de Nêutrons no Grupo 2, para os Planos $z = 1, 11$, para os Dois Sistemas

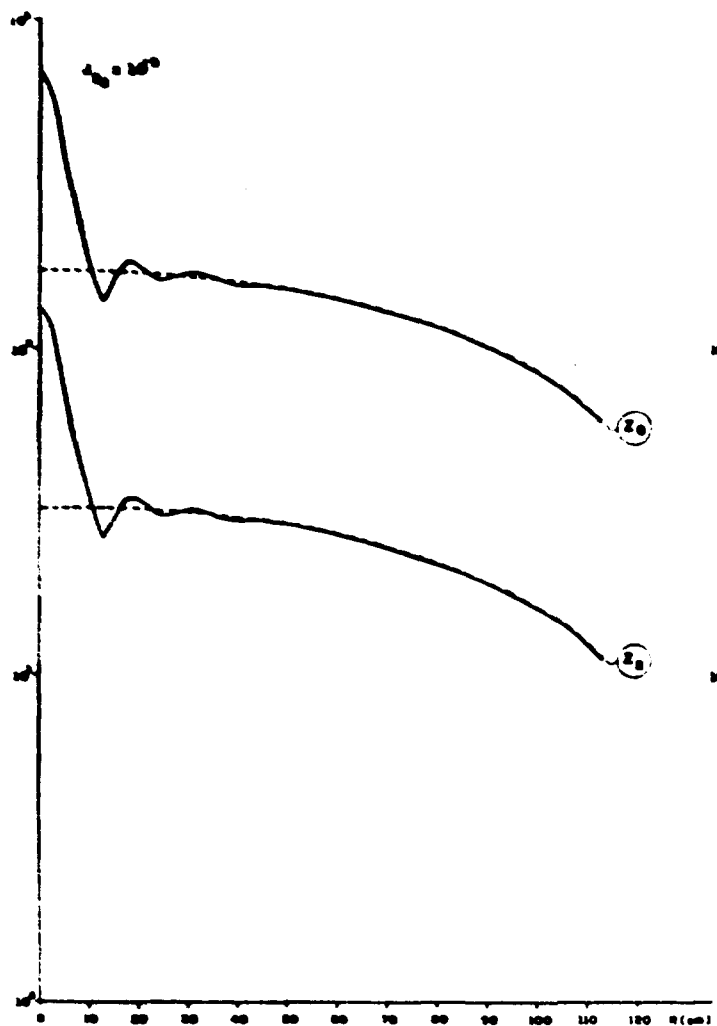


Figura 4.3 - Comportamento das Correntes Axiais de Nêutrons no Grupo 3, para $Z = 2,8$

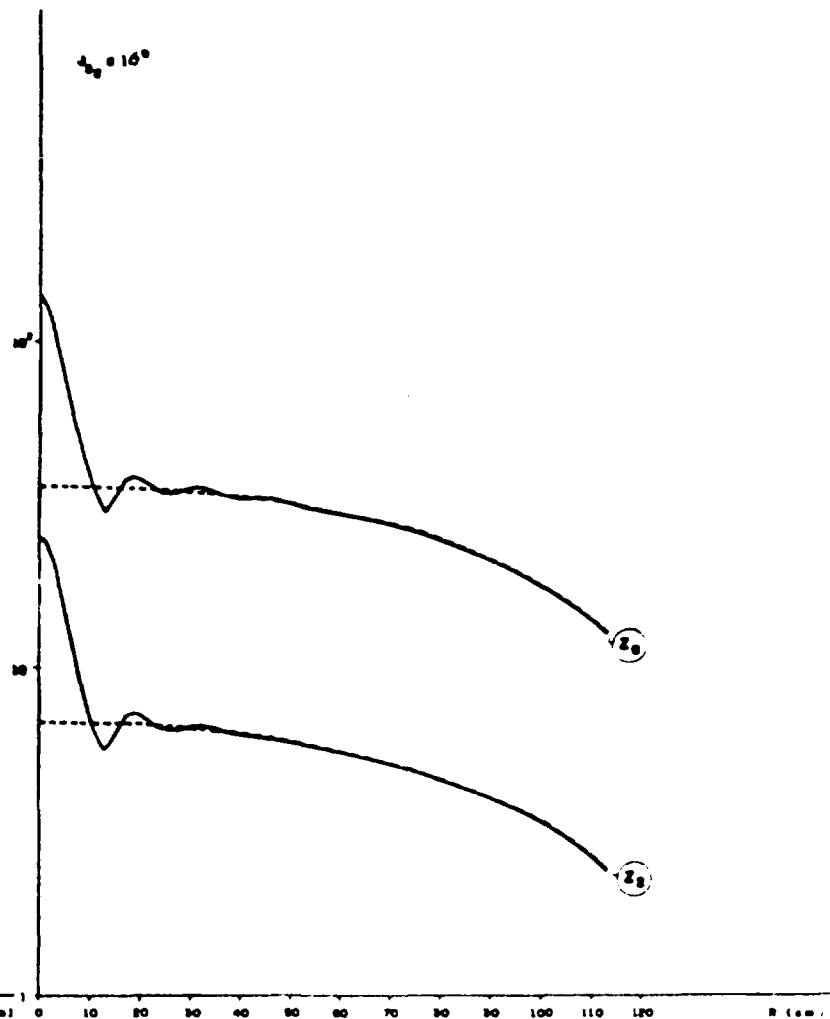


Figura 4.4 - Correntes Axiais de Nêutrons, no Grupo 4, para $Z = 2,8$

curva referente ao sistema homogêneo. Em seguida, ocorre uma oscilação da mesma, para posteriormente acoplar totalmente sobre a outra. O cruzamento de ambas determina a FAIXA DE INFLUÊNCIA do canal. Essa oscilação ocorre meramente por razões matemáticas, i.é., na escolha dos espaçamentos nodais, pois o acoplamento deveria ocorrer de modo suave. Não existe razão física para que isso aconteça. Além da oscilação, as curvas se comportam de modo semelhante porque além de dois livres caminhos médios nos dois casos, a taxa de reação é a mesma. Conclui-se portanto, que o número de nêutrons, que fluem axialmente é igual para os dois casos.

Mostra-se no Apêndice A.5, os valores de $\bar{\Delta J}_z$ calculados a partir da Eq. 3.3.1, para cada plano Z_i , $i = 1, \dots, N$, dentro de cada grupo g ($g = 1, \dots, 4$).

Nas Figuras 4.5, 4.6, 4.7 e 4.8 são mostrados os pontos ($\bar{\Delta J}_z \times Z$), com as respectivas curvas e constantes determinadas no ajuste.

4.4.2 – Fluxos de Nêutrons

As Figuras 4.9 e 4.10, mostram os fluxos axiais para os dois sistemas, dentro da faixa de influência, para $R_1 = 3,0$ cm e $R_2 = 8,0$ cm, respectivamente. O grupo 2 foi escolhido porque é o de intensidade maior e corresponde à parte do espectro de nêutrons de maior importância para o reator rápido GCFR. Nota-se nesses gráficos que a forma paramétrica das curvas é bem semelhante, variando apenas na intensidade. Como se sabe este decréscimo no fluxo para o sistema heterogêneo, é ocasionado pelo aumento da taxa de escape de nêutrons, na direção axial, devido ao canal.

Considerando ainda o sistema heterogêneo, a Figura 4.11 mostra as curvas de fluxo, para $R_1 = 3,0$ cm e $R_2 = 8,0$ cm. Nota-se que o mesmo é praticamente constante, dentro da faixa, em relação a direção radial.

Com base nos resultados, apresentados acima, escolheu-se os fluxos axiais para $R = 8,0$ cm, dentro da faixa, e procedeu-se ao ajuste gráfico, pelo método de mínimos quadrados. As Figuras 4.12, 4.13, 4.14 e 4.15, mostram-se essas curvas com as respectivas constantes e funções de ajuste, para cada grupo de energia. Nota-se nestas figuras que as funções ajustadoras se acoplaram perfeitamente aos pontos calculados, de modo tal que os desvios são desprezíveis.

A não consideração dos cálculos para o coeficiente de difusão transversal ao canal é agora justificado pelo comportamento do fluxo radial, mostrado na Figura 4.16. No canal e imediações ocorre uma depressão, ocasionada pelo acréscimo da taxa de escape de nêutrons ao longo do canal, a seguir as curvas têm comportamento semelhantes.

4.4.3 – Coeficientes de Difusão Axiais, D_z

Mostrou-se nos parágrafos 4.4.1 e 4.4.2, as curvas correspondentes às variações médias das correntes axiais e os respectivos fluxos, para cada grupo $g = 1, \dots, 4$, ajustados por funções bem comportadas, nas imediações do canal. Utilizando a Eq. 3.3.4, que relaciona as funções determinadas, citadas acima, calculou-se a variação do coeficiente de difusão axial, δD_z . Esses valores se encontram no Apêndice A.5, com os respectivos desvios. Considerando que o fluxo e a corrente de nêutrons, para um grupo g , varia com a posição, é de se esperar também, uma leve variação para os δD_z . Por isso, o valor de δD_z , para cada grupo g , é resultante do cálculo do valor médio, seguido do respectivo desvio.

Considerando o sistema inicial que é homogêneo, calculou-se o coeficiente de difusão D_0 , para cada grupo g .

Obtidos os valores de δD_z e D_0 , calculou-se os coeficientes de difusão axiais, utilizando a Eq. 3.3.5, sendo os mesmos mostrados na Tabela IV.11.

Obs. Encontre-se no Apêndice A.5 os valores dos fluxos calculados e ajustados.

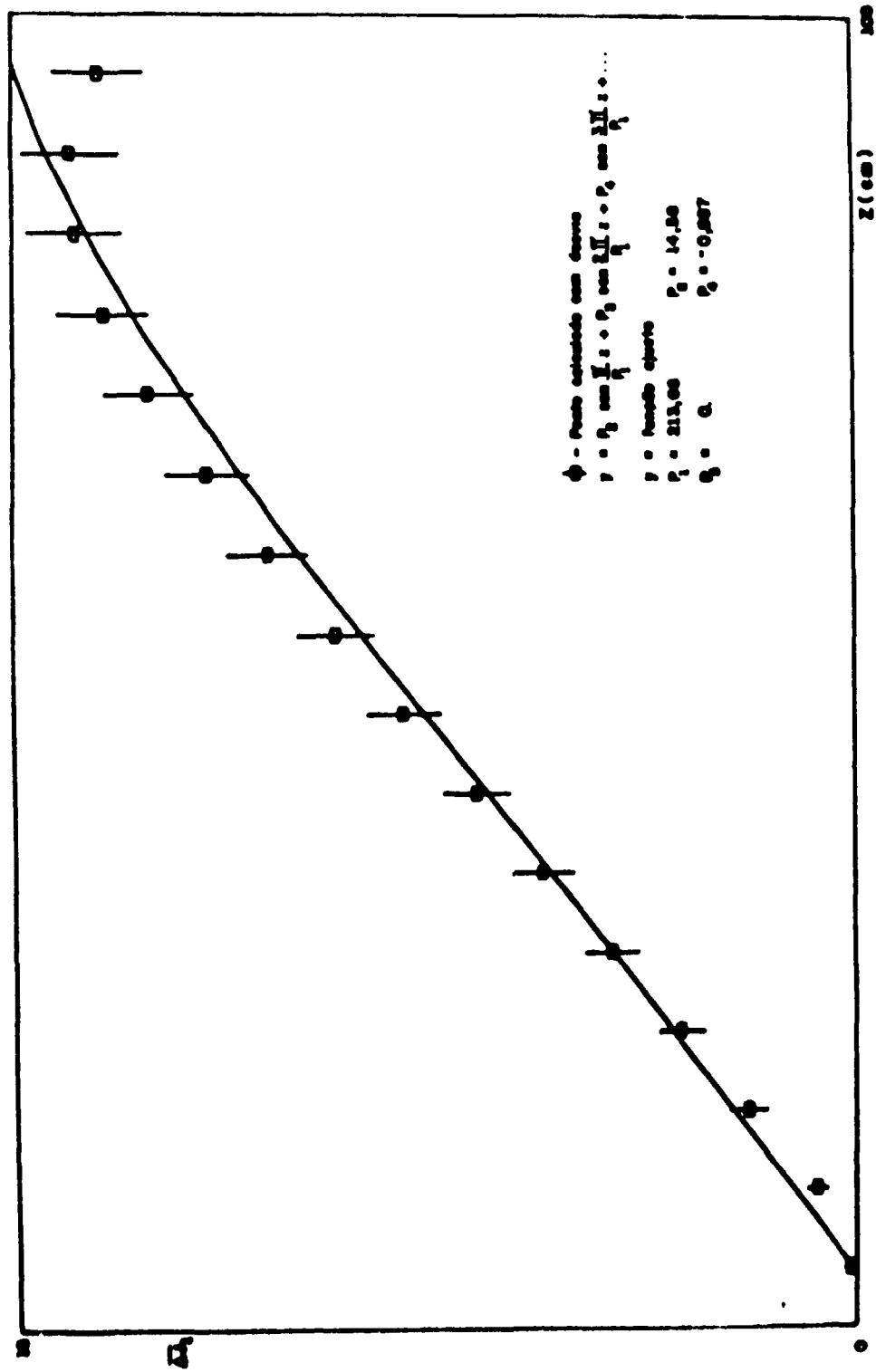


Figura 4.8 - Variações Médias das Correntes Axiais na Faixa de Influência e Curva de Ajuste Correspondente, Grupo 1

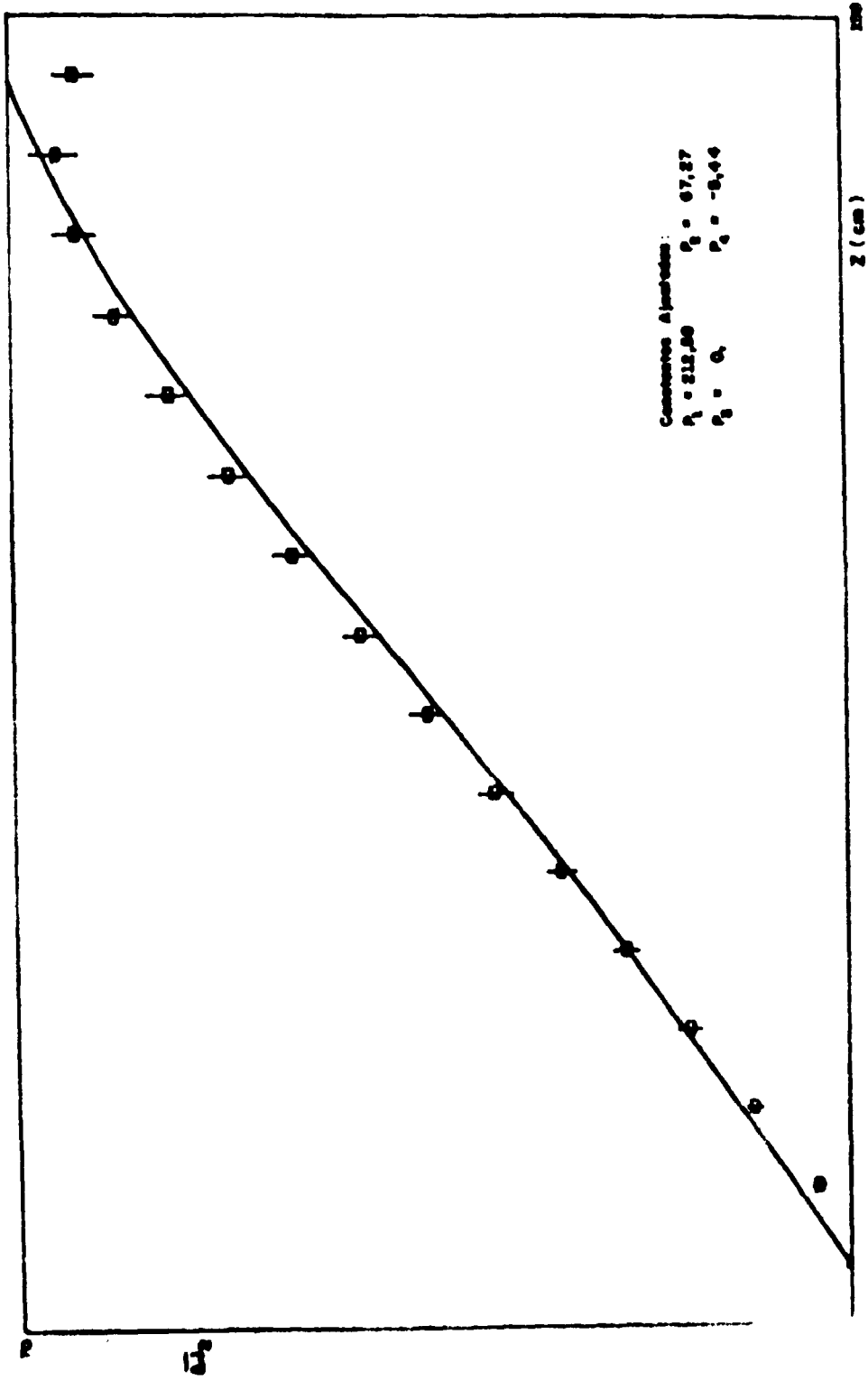


Figura 4.6 - Variações Médias das Correntes Axiais na Faixa de Influência e Curva de Ajusta Correspondente, Grupo 2

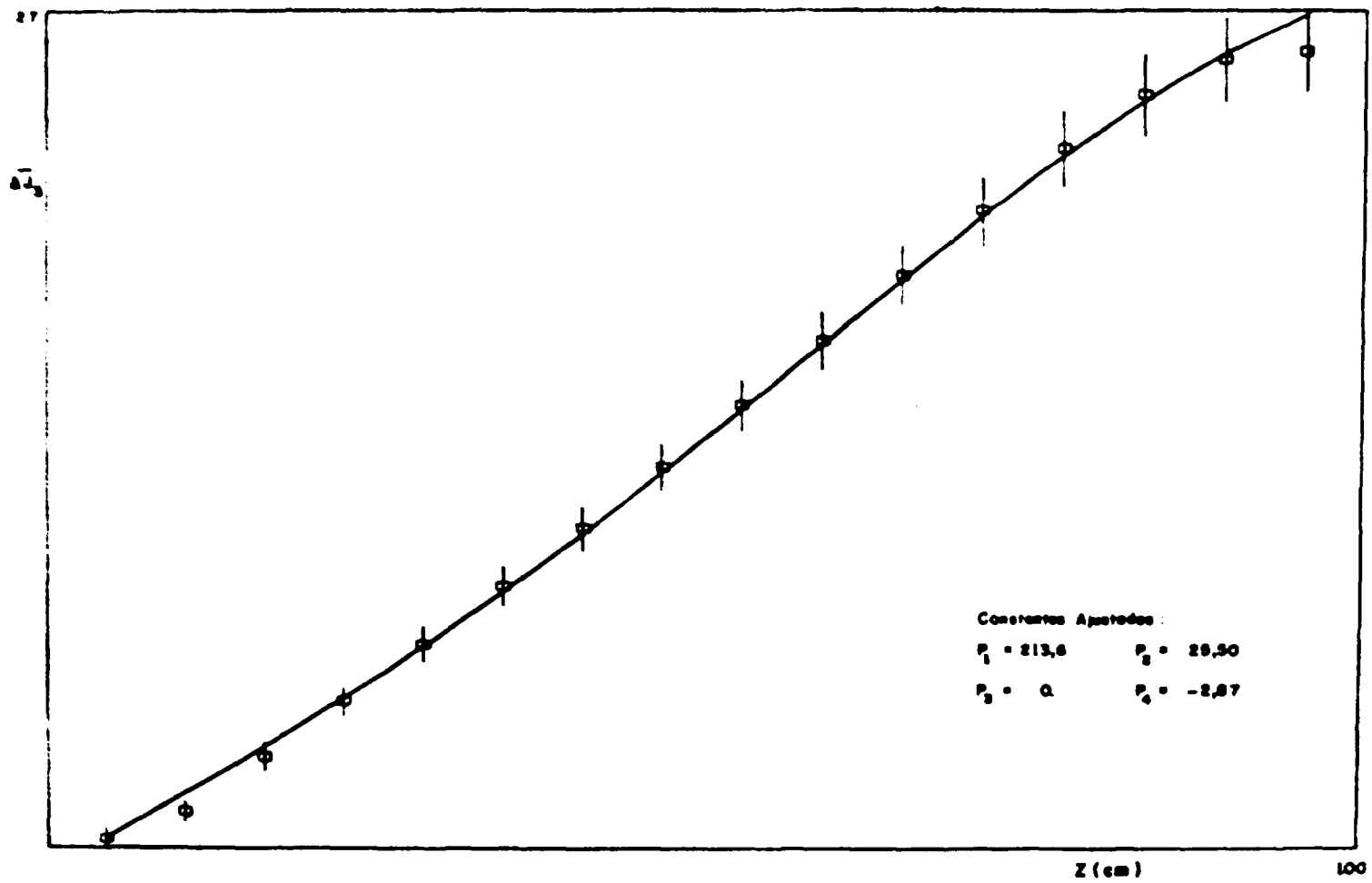


Figura 4.7 - Variações Médias das Correntes Axiais na Faixa de Influência e Curva de Ajuste Correspondente, Grupo 3

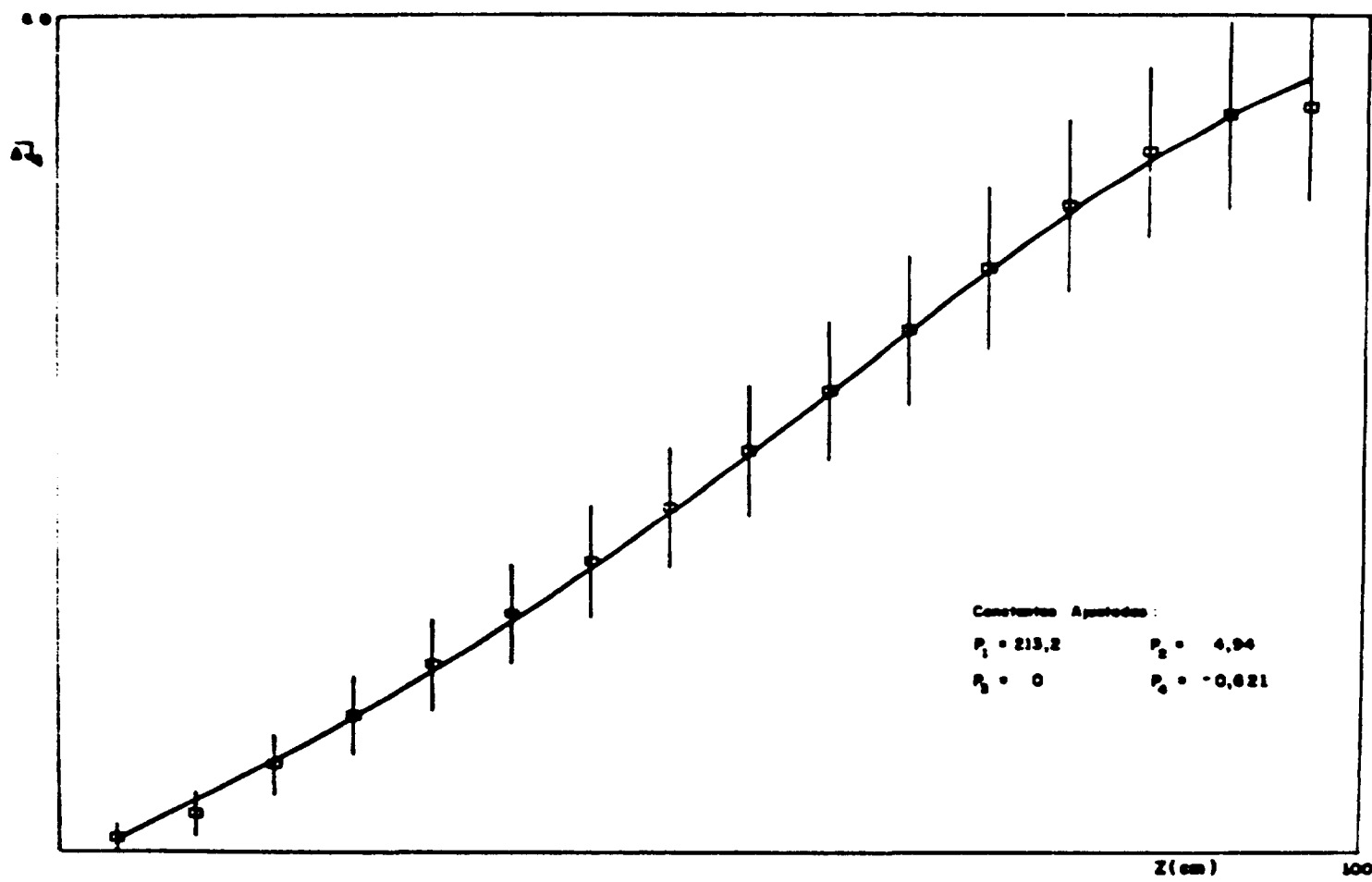


Figura 4.8 - Variações Médias das Correntes Axiais na Faixa de Influência e Curva de Ajuste Correspondente, Grupo 4

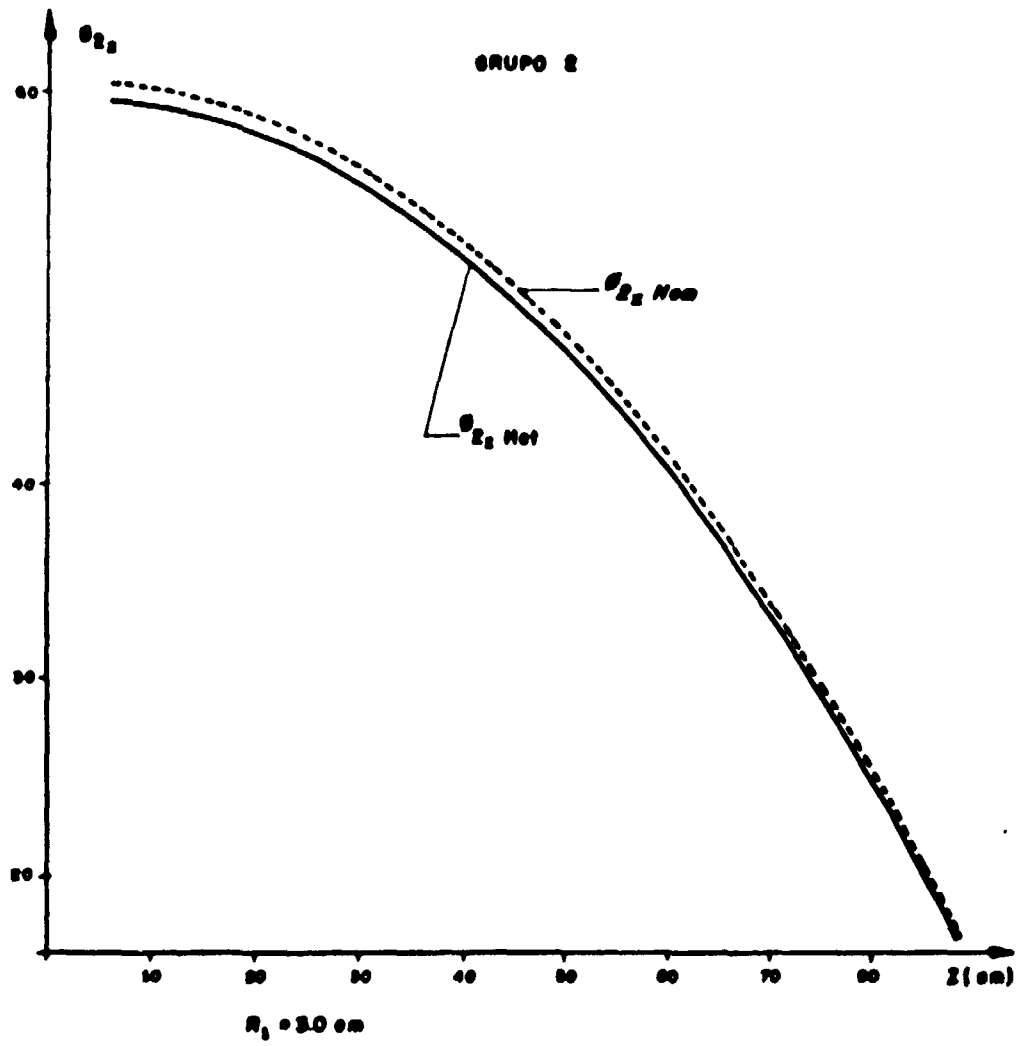


Figura 4.9 - Fluxo Axial para $r = 3,0 cm$ Dentro da Faixa de Influência

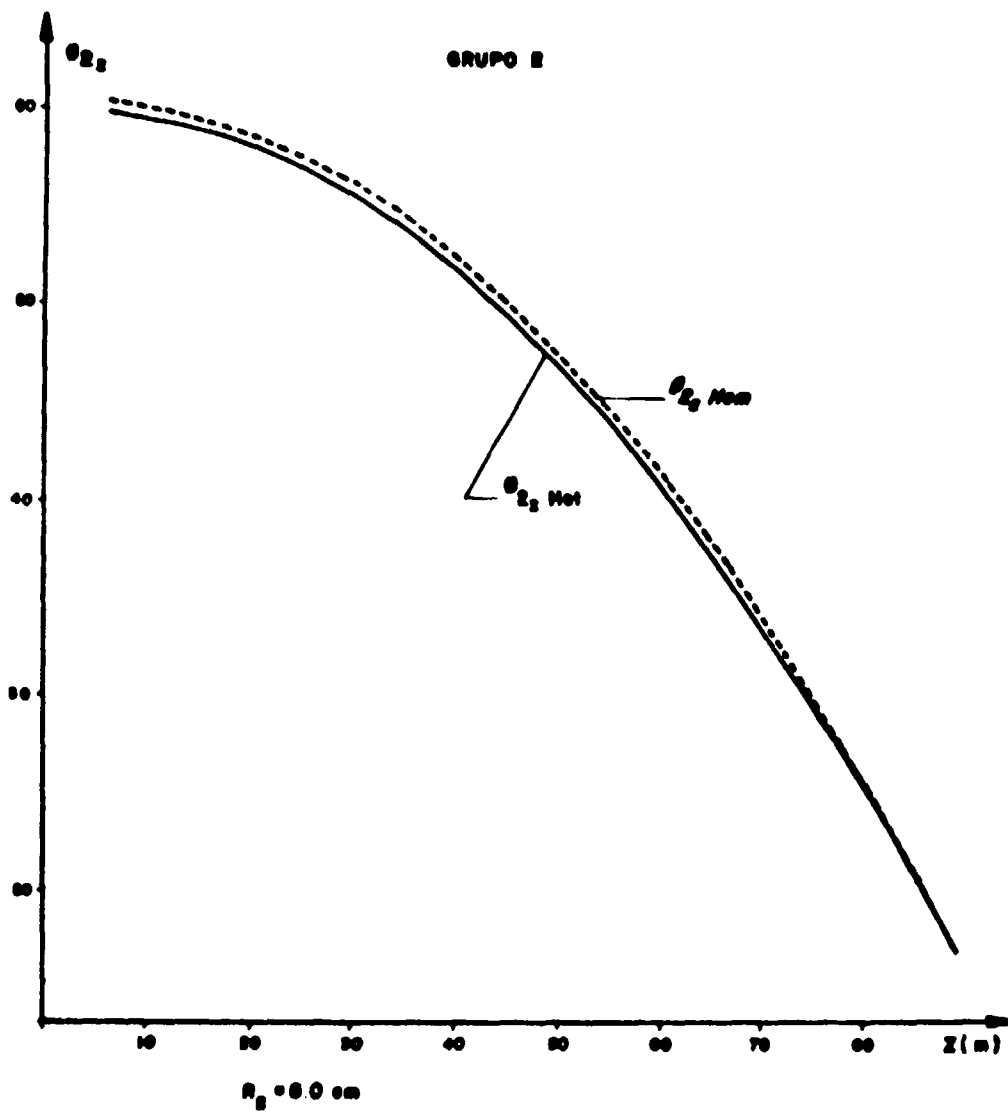


Figura 4.10 - Fluxo Axial para $r = 8.0 \text{ cm}$ Dentro da Faixa de Influência

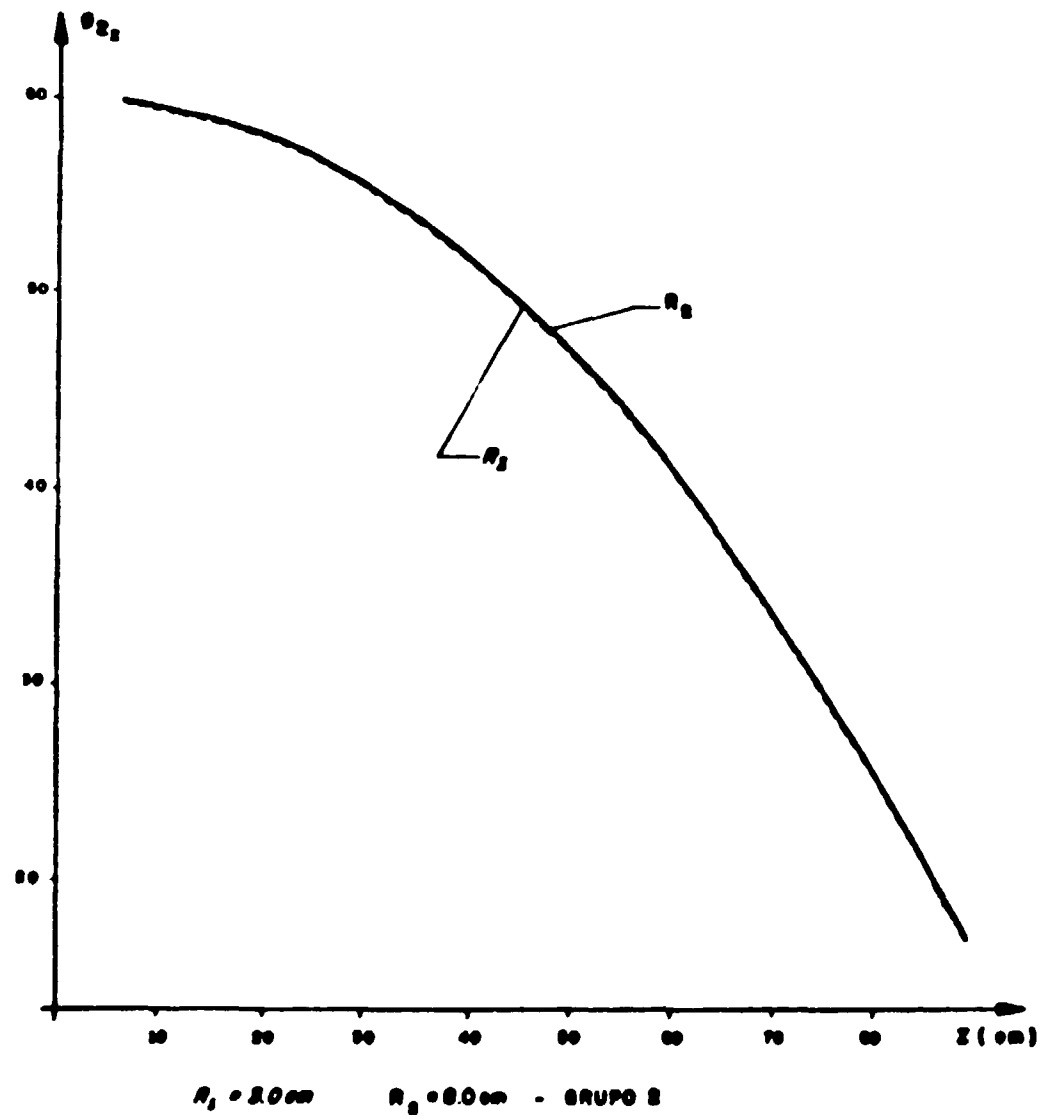


Figura 4.11 - Fluxos Axiais para $R_1 = 3,0 \text{ cm}$ e $R_2 = 8,0 \text{ cm}$ (Sistema Heterogêneo)

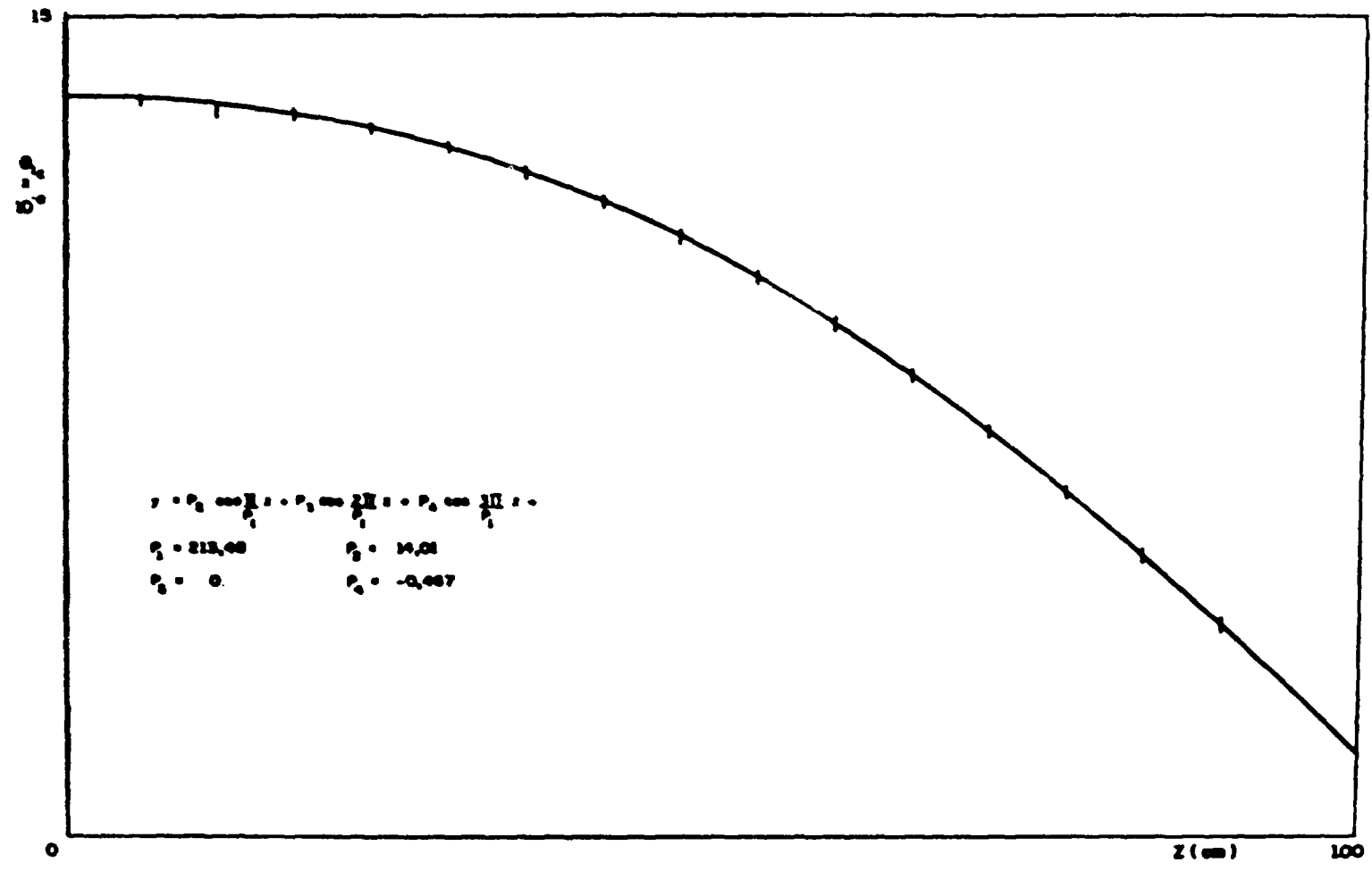


Figura 4.12 -- Fluxo Axial de Nêutrons, para R = 8,0 cm, Grupo 1

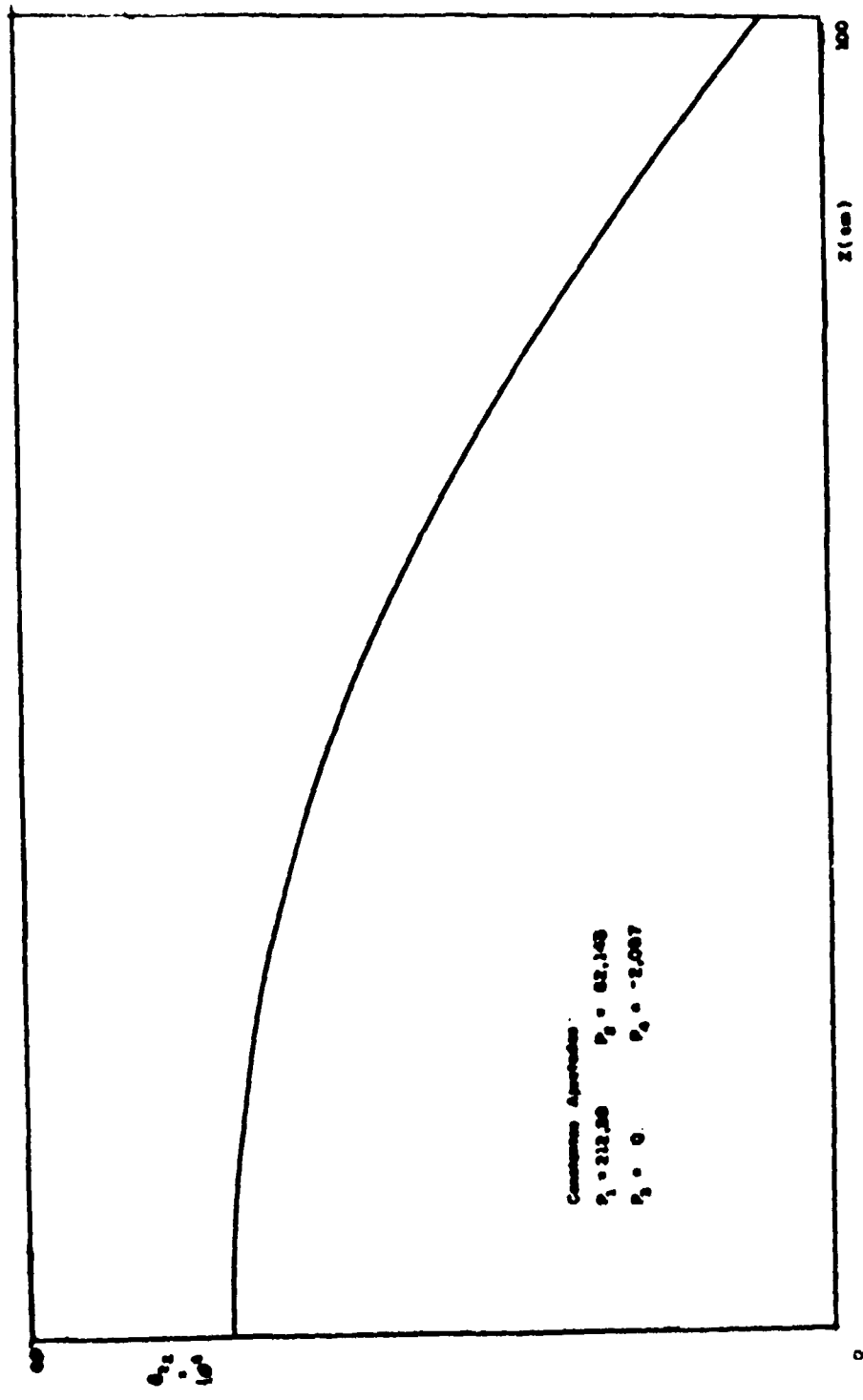


Figura 4.13 - Fluxo Axial de Nêutrons, para R = 8,0 cm, Grupo 2

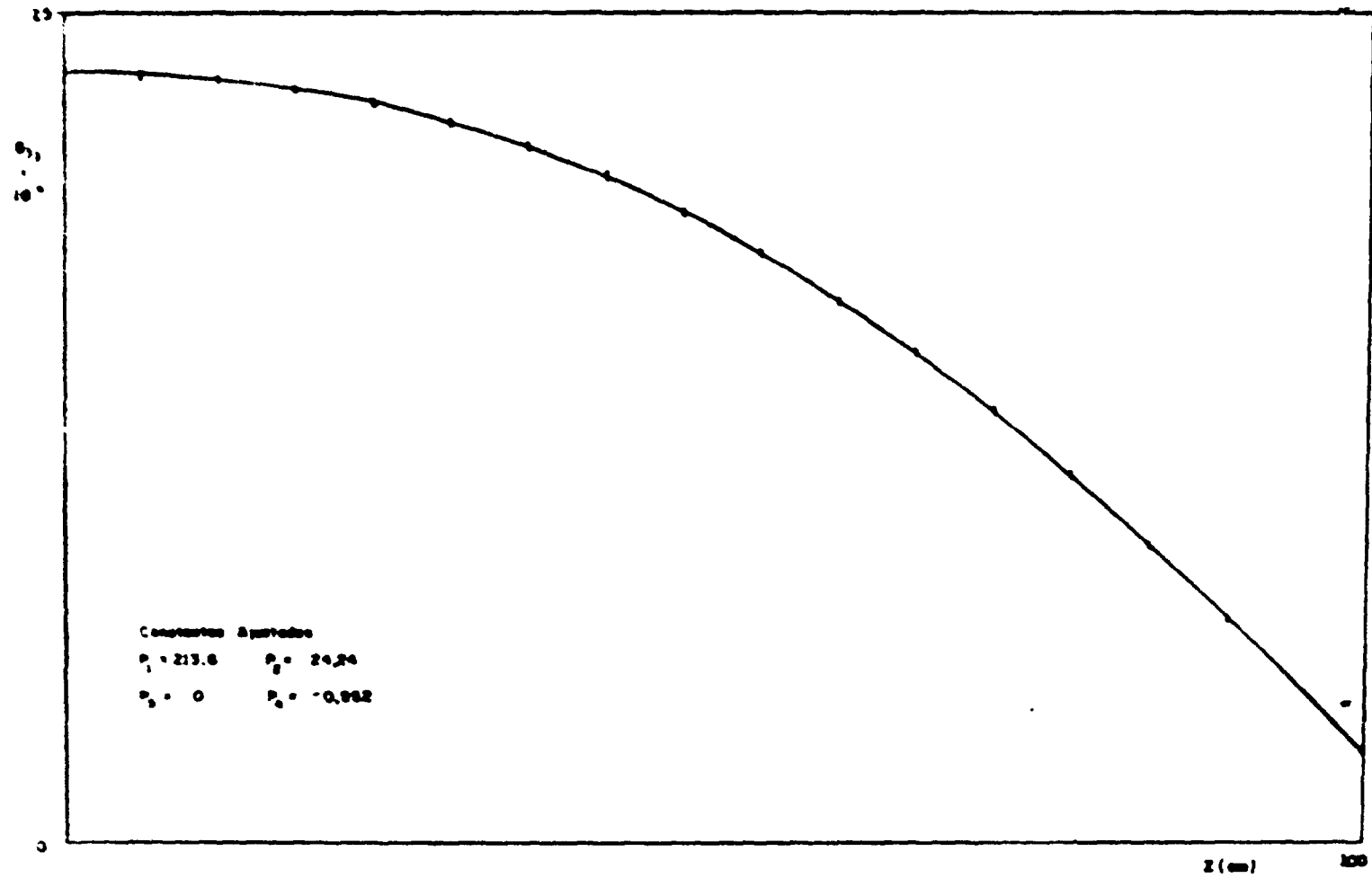


Figura 4.14 - Fluxo Axial de Nêutrons, para $R = 8,0$ cm, Grupo 3

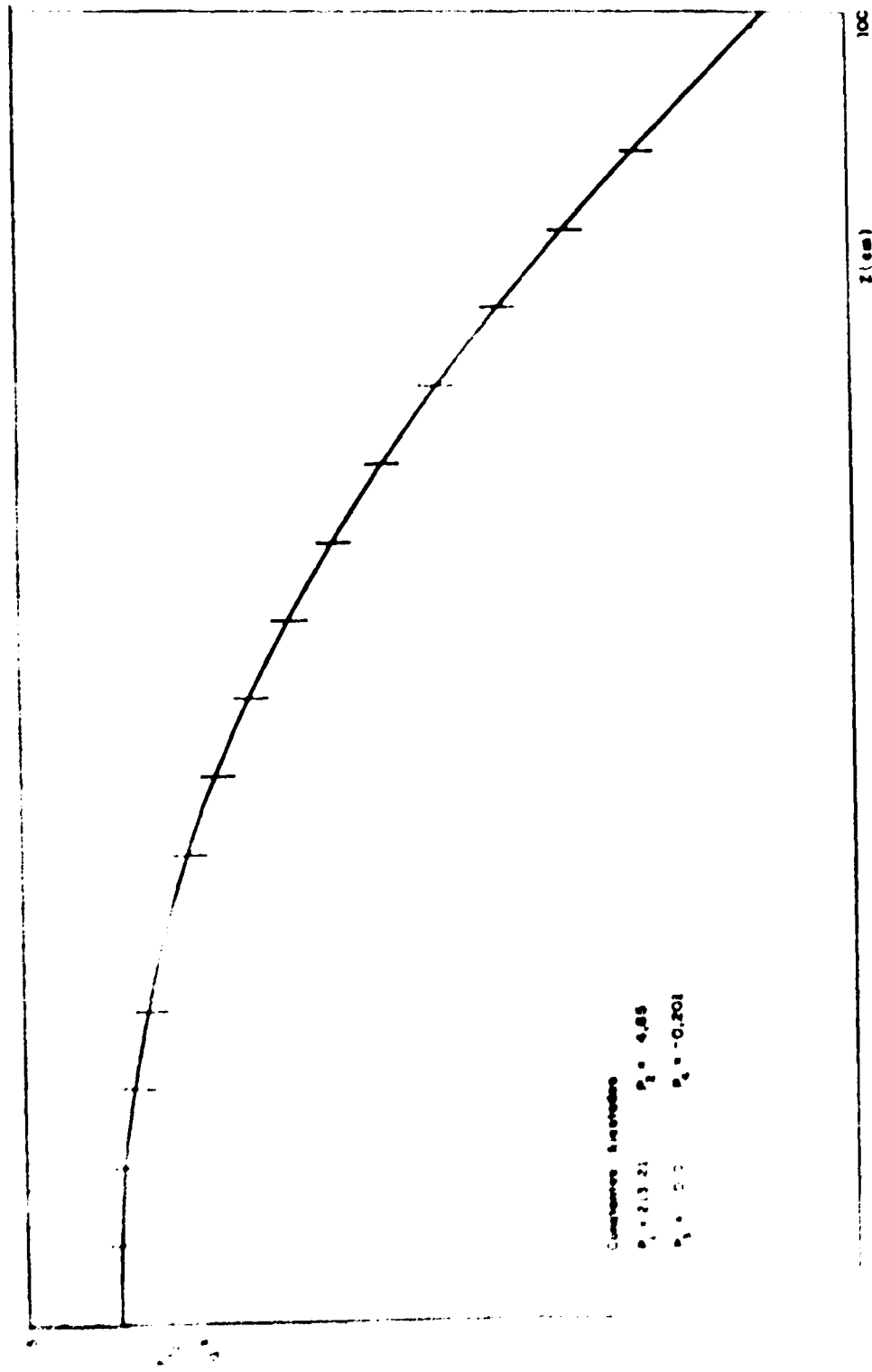


Figura 4.15 - Fluxo Axial de Nêutrons, para R = 8,0 cm, Grupo 4

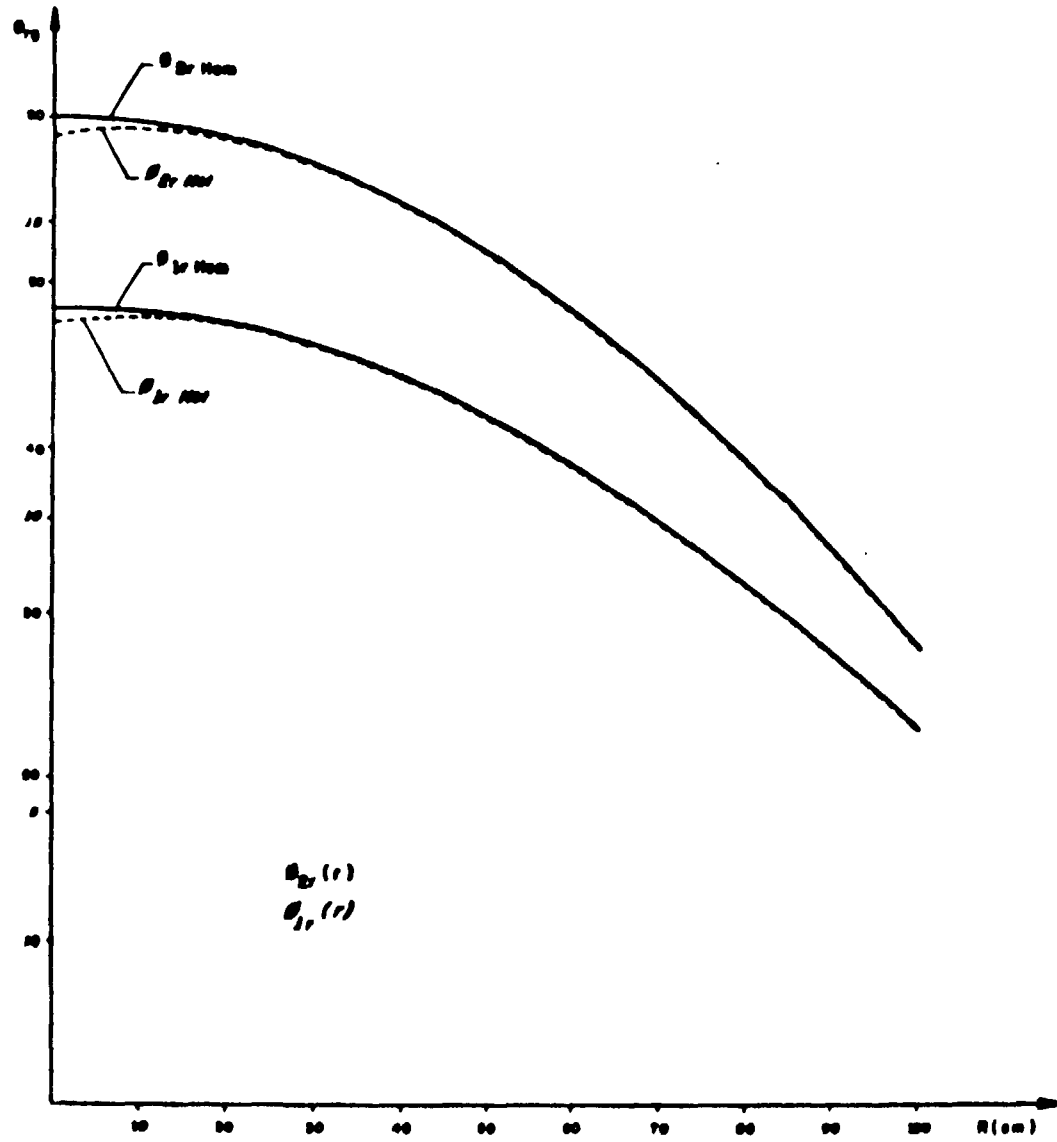


Figura 4.16 - Fluxo Radial para os Dois Sistemas, Grupos 1 e 2

Nesta Tabela mostra-se também os valores de D'_0 , coeficiente de difusão homogeneizado sobre a célula da Figura 3.6, e as diferenças $\Delta D = D_z - D'_0$, que representa o efeito de "streaming", ocasionado pela presença do canal no sistema.

Sabendo-se que os canais de barras de controle no reator GCFR são distribuídos de tal forma que a distância entre eles no caroço, é cerca de 3 a 4 livres caminhos médios, e cada canal causa uma perturbação a uma distância de 1 a 2λ , pode-se considerar este efeito, como global para todo o caroço.

Para avaliar este método, faz-se outras aplicações^(6,20), no problema em estudo. As correções de "streaming" são mostradas na Tabela IV.11 e na Figura 4.17.

Tabela IV.11

Coeficientes de Difusão Axiais e Correções de "streaming" (ΔD)

NG	δD_z (cm)	D'_0 (cm) (combust)	D_z (cm)	D'_0 cel (cm)	ΔD (cm) (Benoist)	ΔD (cm) (Ligou)	ΔD^* (cm)
1	0,749	3,9238	4,6728	4,2103	0,167	0,4620	0,4625
2	0,757	2,5349	3,2920	2,7200	0,170	0,5230	0,5720
3	0,667	1,4435	2,1105	1,5490	0,171	0,5890	0,5615
4	0,727	1,2700	1,9970	1,3627	0,172	0,6000	0,6340

Nota-se nesta Tabela e Figura correspondente, que a correção de "streaming" para o método desenvolvido fica verificada quando se compara com os resultados obtidos por Ligou⁽²⁰⁾.

No tratamento desenvolvido por Kohler e Ligou⁽²⁰⁾ para o coeficiente de difusão axial, procurou-se considerar a dependência com o "buckling" geométrico B_z^2 e a secção de choque do combustível. A correção de "streaming" aumenta quando esta última decresce. A primeira contribui para o coeficiente de difusão axial D_z , com um fator constante, independente do grupo de energia considerado.

O método numérico analítico se aproxima muito bem do método anterior porque também carrega a dependência do "buckling" B_z^2 . Isto pode ser notado nas funções de ajuste do fluxo e corrente, através da constante P_1 ($B_z^2 = (\frac{\pi}{P_1})^2$).

A vantagem do método apresentado em relação a Ligou⁽²⁰⁾ é a simplicidade no procedimento, apesar de ser um pouco operacional.

A não consideração dos termos dependentes do "buckling" por Benoist⁽⁶⁾, leva a uma correção de "streaming" bem inferior aos valores obtidos, pelo método numérico e por Kohler e Ligou. Isto vem mostrar a importância do "buckling" geométrico, no coeficiente de difusão, quando se estuda células com canais vazios.

A aplicação do método numérico-analítico é razoavelmente limitada, principalmente, quando se trata de reatores com várias regiões. Nesse caso existe o problema das interfaces, onde os fluxos e correntes de nêutrons não têm um comportamento suave.

Para sua aplicação em cada região é necessário excluir os pontos vizinhos das interfaces e aumentar o número de pontos nodais. Assim, pode-se analisar os fluxos e correntes com mais detalhes ao longo da região, tornando-se possível proceder aos respectivos ajustes gráficos.

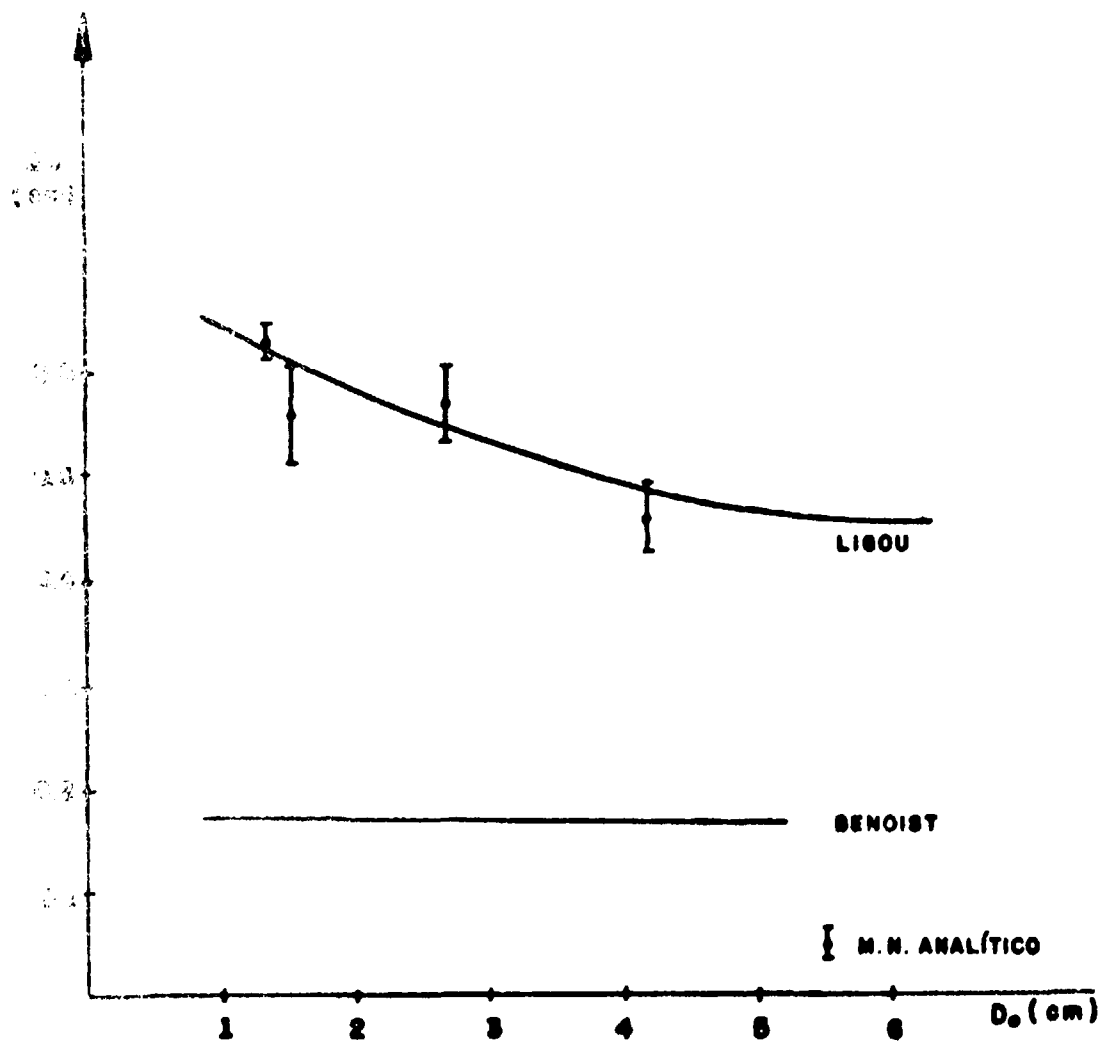


Figura 4.17 - Correções de 'Streaming'

Outra limitação é a localização da região vazia. Os programas são adequados quando as regiões vazias estão localizadas no centro.

Em síntese, o método foi desenvolvido com a finalidade de resolver particularmente, o problema de "streaming" do GCFR, devido aos canais de barras de controle. Posteriormente, pode-se testar, aplicando-o a outros tipos de problemas de forma que a sua validade possa ser verificada.

5 – ERROS E INCERTEZAS

5.1 – Método de Bernst

Na expressão derivada para o cálculo dos coeficientes de difusão direcionais D_k não foram considerados: o efeito de absorção nas regiões da célula; o fator de correlação do grupo; a não uniformidade do fluxo na célula, e a dependência com o "buckling" B_k^2 .

O efeito de absorção nada mais é que um fator de correção devido a sua contribuição ser muito pequena⁽⁶⁾. Para D_0 e D_z é considerado nulo e diferente de zero para D_r . Como no presente estudo, a fuga de nêutrons é mais acentuada na direção axial, ou seja, ao longo dos canais, este fator foi desprezado.

O fator de correlação de grupo é consequência de cálculos em multigrupos, mas como nos reatores rápidos, a secção de choque de remoção de um grupo para outro é menor que a secção de choque total, pode-se portanto, desprezá-lo.

A consideração do fluxo uniforme e isotrópica em cada meio da célula geralmente é uma boa aproximação, mas pode levar a erros quando se considera células com grandes canais e forte absorção no combustível. Na derivação de D_k , além de considerar o fluxo uniforme e isotrópico, considerou-se também constante na célula. Isto foi feito porque as dimensões da célula em estudo são muito reduzidas.

Considerando que D_k é baseada na hipótese de Reator Imagem, os limites de integração foram tomados sobre todo o espaço, como se o reticulado fosse infinito. Isto permite impor "buckling" B_z^2 igual a zero, desprezando portanto, os termos dependentes.

Apesar dessas simplificações na derivação de D_k , a aplicação do método, às células GCFR (Figura 3.1), mostrou que os resultados para a correção de "streaming", estão de bom acordo com a Ref. (26).

Para as células da Figura 3.6, que considera canais de barras de controle, a correção de "streaming" foi bem afetada pela consideração do fluxo constante e a não consideração dos termos dependentes do "buckling" B_z^2 . Comparado com os resultados conseguidos pelos métodos de Kohler e Ligou⁽²⁰⁾ e o numérico-analítico, desenvolvido neste trabalho, este valor foi da ordem de 1/3. Isto vem mostrar a importância desses fatores em D_k .

5.2 – Método Numérico-Analítico

Como citado anteriormente, este método é simples mas muito operacional. Isto acarreta aos resultados uma certa margem de erros. A propagação de erros, considerando os resultados numéricos precisos, inicia-se no cálculo das variações das correntes na região de influência no canal, pois a integração é numérica. Nas curvas de variações de correntes ($\bar{J}_x \times Z$) são mostrados os pontos com os respectivos desvios.

Outro fato que acarreta em erros neste cálculo é a determinação da área de influência feita pelo cruzamento das curvas de correntes. Pode-se notar nas Figuras 4.1 a 4.4, que a mesma varia levemente com a energia.

Posteriormente, no ajuste das curvas de variação da corrente por uma função representativa, nota-se que não houve um acoplamento perfeito da função escolhida aos pontos calculados, apesar de estar dentro do erro estimado anteriormente. Para as curvas de fluxo esse problema pode ser considerado praticamente desprezível. (Figuras 4.5 a 4.8, Figuras 4.12 a 4.15 e Tabelas do Apêndice A.4).

A consideração dessas incertezas acarretam em erro relativamente pequeno nos coeficientes de difusão axial D_z , mas na correção de "streaming", os mesmos se tornam mais significativos, ou seja, variam de 4 a 8%, dependendo do grupo considerado.

5.3 - Constantes Nucleares

As constantes nucleares são atualmente as mais importantes causas de incertezas nos cálculos de reatores rápidos. As propriedades físicas de reatores rápidos dependem de um conhecimento detalhado das constantes nucleares microscópicas que são geralmente função da energia dos nêutrons.

Para alguns isótopos a discrepância entre medidas experimentais de autores diferentes chega a ser maior que a incerteza individual de cada medida. A Tabela V.1 mostra este fato. O mais comum desses problemas é a inconsistência da normalização para medidas relativas.

Medidas absolutas de seções de choque de captura e fissão dos isótopos U-238, Pu-239 e Pu-240 são muito difíceis de serem conseguidas. Normalmente, essas constantes são medidas em relação a uma seção de choque padrão. Um dos padrões considerados é a seção de choque de fissão do U-235. Medidas recentes^(29,30) desse padrão, mostram uma discrepância entre si de até 15%, para energias superiores a 100 KeVv. Outra causa de erro, por ser de difícil detecção, são os erros sistemáticos cometidos nas experiências.

A Tabela V.2 mostra as incertezas nas principais seções de choque do U-238 e Pu-239.

Em vista das discrepâncias experimentais criou-se um grupo de físicos avaliadores cujo objetivo foi reunir o maior número de medidas nucleares obtidas com base em toda informação experimental, para julgar a confiabilidade delas e finalmente, produzir uma biblioteca de constantes nucleares avaliadas.

5.4 - Conclusão

Os métodos de cálculos de reatores atingiram atualmente um desenvolvimento tal, que os erros cometidos por defeitos da teoria de reatores são muito menores que aqueles introduzidos por incertezas dos dados nucleares obtidos experimentalmente.

Nos programas utilizados^(14,17,28), as técnicas de iteração e critérios de convergência de fluxo atingem uma precisão da ordem de 10^{-4} ou 10^{-5} .

Considerando-se que no presente trabalho é feita uma análise comparativa, as discrepâncias existentes aparecem simultaneamente nos cálculos executados. Logo pode-se afirmar que não há interferência nos resultados finais.

6 - CONCLUSÕES

Os cálculos baseados no método de Benoist, indicam que a presença dos canais de refrigeração no reator GCFR, conduzem a uma variação dos coeficientes de difusão radial e axial, em relação ao mesmo parâmetro considerando-o homogêneo, da ordem de 2 a 13%, com maior predomínio das regiões de energias mais baixas. Isto ocasiona ao sistema uma perda de reatividade de 0,8%. Este valor é algo aceitável, mas se aumentar a fração de volume destinado à refrigeração, mais acentuado será este efeito.

Tabela V.1

Várias Medidas de Secções de Choque de Captura do U-238
para um Nêutron de 30 KeV

$\sigma(n,\gamma)$, mb	Autores na Ref. (9)
470 \pm 38	de Saussure, Weston et al
473 \pm 74	Gibbons et al
479 \pm 14	Menlove, Pönitz
467 \pm 18	Pönitz
549 \pm 55	Moclin, Gibbons, Posma
373 \pm 77	Hanna, Rose
420 \pm 30	Moxon

Tabela V.2

Incertezas nas Secções de Choque dos Isótopos U-238 e Pu-239

Dado Nuclear	Energia do Nêutron Incidente	Incerteza %
U-238 $\sigma(n,\gamma)$	1 a 100 KeV	10
	> 100 KeV	10
U-238 $\sigma(n,n')$	0,1 a 1 MeV	15
	> 1 MeV	20
U-238 $\sigma(n,f)$	> 1 MeV	6
U-238 $\bar{\nu}$	> 1 MeV	3
Pu-239 $\sigma(n,f)$	0,1 a 20 KeV	10
	20 a 300 KeV	10
	> 300 KeV	6
Pu-239 $\sigma(n,\gamma)$	0,2 a 20 KeV	20
	20 a 80 KeV	20
	> 80 KeV	20
Pu-239 $\bar{\nu}$	> 0,1 KeV	2
Pu-239 $\sigma(n,n')$	> 10 KeV	40

Além disso, salienta-se o acréscimo na taxa de escape, pois o mesmo intensifica a irradiação de nêutrons prejudicando portanto, a vida útil dos componentes estruturais.

Em relação aos canais de barras de controle, desenvolveu-se um método e utilizou-se outros^(5,20) para se calcular o efeito de "streaming". Neste caso, os resultados mostraram que a dependência do "buckling" B_k^2 , na derivação do coeficiente de difusão, é algo muito importante. Conforme mostrou a Tabela IV.10, a correção de "streaming" (ΔD) para Benoist⁽⁵⁾, que considera $B_k = 0$, foi da ordem de 1/3 comparados aos outros métodos. Ainda neste caso, os coeficientes de difusão, para Ligou⁽²⁰⁾ e método apresentado, variaram em média 15 a 18%, respectivamente, enquanto que para ⁽⁵⁾ foi de apenas 6%. Essas variações ΔD acarretam ao sistema uma perda de reatividade da ordem de 1 a 3%.

Convém salientar, que apesar de ser utilizado, o método de Benoist⁽⁵⁾, não se aplica muito bem para o caso do reator GCFR, pois a dependência do "buckling" deve ser considerada na derivação de D_k .

Apesar da influência do efeito de "streaming" nos cálculos não ser muito significativa, recomenda-se que seja alterado o programa CITATION, que executa cálculos de difusão, para permitir a inclusão desse efeito.

Quando se pretende conhecer os coeficientes de difusão de células de duas ou mais regiões, recomenda-se a utilização do programa PCCD. Para isso basta introduzir algumas modificações.

APÊNDICE A

Tabela A.1

Concentração Isotópica Média nas Regiões do Reator GCFR

	Caroço	Env. Axial	Env. Radial
U-235	$0,1126 \times 10^{-4}$	$1,564 \times 10^{-5}$	$0,2402 \times 10^{-4}$
U-238	44,362	$61,639 \times 10^{-4}$	$94,68 \times 10^{-4}$
Pu-239	8,2463	-	-
Pu-240	3,7481	-	-
Pu-241	2,0991	-	-
Pu-242	0,8996	-	-
O - 16	$1,1893 \times 10^{-3}$	$1,1821 \times 10^{-3}$	$1,898 \times 10^{-3}$
Cr	$2,310 \times 10^{-3}$	$2,310 \times 10^{-3}$	$1,964 \times 10^{-3}$
Fe	$9,170 \times 10^{-3}$	$9,170 \times 10^{-3}$	$8,45 \times 10^{-3}$
Ni	$1,810 \times 10^{-3}$	$1,810 \times 10^{-3}$	$1,87 \times 10^{-3}$
Mo	$2,660 \times 10^{-4}$	$2,660 \times 10^{-4}$	$2,45 \times 10^{-4}$
REFLETOR	Fe	$9,17 \times 10^{-3}$	

Tabela A.2

Concentrações Isotópicas no Pino Combustível (região central da célula)

Isótopo	Caroço	Env. Axial	Env. Radial
U-235	$0,2571 \times 10^{-4}$	$0,3571 \times 10^{-4}$	$0,4593 \times 10^{-4}$
U-238	$10,128 \times 10^{-3}$	$14,073 \times 10^{-3}$	$18,103 \times 10^{-3}$
Pu-239	$1,8827 \times 10^{-3}$	-	-
Pu-240	$8,5573 \times 10^{-4}$	-	-
Pu-241	$4,7925 \times 10^{-4}$	-	-
Pu-242	$2,0539 \times 10^{-4}$	-	-
O	$2,7163 \times 10^{-3}$	$2,6989 \times 10^{-3}$	$3,8291 \times 10^{-3}$
Cr	$5,274 \times 10^{-3}$	$5,2740 \times 10^{-3}$	$3,7553 \times 10^{-3}$
Fe	$2,0936 \times 10^{-3}$	$2,0936 \times 10^{-3}$	$1,8157 \times 10^{-3}$
Ni	$4,1324 \times 10^{-3}$	$4,1324 \times 10^{-3}$	$3,1931 \times 10^{-3}$
Mo	$6,0731 \times 10^{-4}$	$6,0731 \times 10^{-4}$	$4,6845 \times 10^{-4}$

Tabela A.3

Estrutura dos Grupos de Energia (eV)

G	Limite Superior	Limite Inferior
1	$1,492 \times 10^7$ eV	$3,679 \times 10^6$
2	$3,329 \times 10^6$	$1,353 \times 10^6$
3	$1,224 \times 10^6$	$5,50 \times 10^5$
4	$4,978 \times 10^5$	$1,83 \times 10^5$
5	$1,66 \times 10^5$	$6,74 \times 10^4$
6	$5,25 \times 10^4$	$2,48 \times 10^4$
7	$1,93 \times 10^4$	$9,12 \times 10^3$
8	$7,10 \times 10^3$	$3,35 \times 10^3$
9	$2,61 \times 10^3$	$4,54 \times 10^2$
10	$3,54 \times 10^2$	0,45
1	$1,492 \times 10^7$ eV	$9,072 \times 10^5$
2	$8,21 \times 10^5$	$8,652 \times 10^4$
3	$6,738 \times 10^4$	$7,102 \times 10^3$
4	$5,531 \times 10^3$	$0,474 \times 10^{-2}$

Tabela A.4

Valores do Parâmetro η Obtidos nos Cálculos
Com e Sem "streaming"

	Isótopos	Homogêneo	Anisotrópico
CAROÇO	U-235	1,95377	1,95461
	U-238	0,48757	0,49064
	Pu-239	2,49627	2,49763
	Pu-240	1,44970	1,45499
	Pu-241	2,66019	2,66060
	Pu-242	1,25683	1,26321
E. AXIAL	U-235	1,80691	1,81021
	U-238	0,17362	0,17623
E. RADIAL	U-235	1,79572	1,79768
	U-238	0,14847	0,15098

Tabela A.V.1

Varições das Correntes Calculadas Analiticamente e Correspondentes Ajustadas com os Respectiveiros Desvios

Z(cm)	Calculado $\Delta \bar{J}_1 \times 10^{-8}$	Ajustado $\Delta \bar{J}_1 \times 10^{-8}$	Calculado $\Delta \bar{J}_2 \times 10^{-8}$	Ajustado $\Delta \bar{J}_2 \times 10^{-8}$	Calculado $\Delta \bar{J}_3 \times 10^{-8}$	Ajustado $\Delta \bar{J}_3 \times 10^{-8}$	Calculado $\Delta \bar{J}_4 \times 10^{-8}$	Ajustado $\Delta \bar{J}_4 \times 10^{-8}$
5,95	0,598	1,0439	2,640	4,490	0,895	1,483	0,168	0,217
11,90	1,804	2,0838	7,940	9,033	2,697	2,999	0,507	0,550
17,85	3,000	3,1548	13,250	18,677	4,510	4,582	0,847	0,844
23,81	4,221	4,2317	18,640	18,455	6,350	6,255	1,194	1,159
29,76	5,438	5,3212	24,050	23,378	8,224	8,030	1,548	1,497
35,71	6,600	6,4222	29,520	28,440	10,144	9,913	1,913	1,860
41,66	7,883	7,5281	35,01	33,619	12,117	11,895	2,291	2,248
47,61	9,080	8,6284	40,50	38,868	14,138	13,054	2,682	2,654
53,56	10,247	9,7092	45,90	44,094	16,217	16,058	3,090	3,073
59,52	11,340	10,7554	51,10	49,212	18,320	18,165	3,509	3,495
65,47	12,348	11,7442	56,02	54,174	20,404	20,216	3,931	3,909
71,42	13,137	12,8587	60,40	58,669	22,427	22,155	4,348	4,301
77,37	13,665	13,4720	63,63	62,786	24,172	23,924	4,712	4,680
83,3	13,732	14,1675	65,14	66,274	25,304	25,458	4,970	4,917
89,3	13,230	14,7340	63,70	69,127	25,560	26,723	5,020	5,229
	SDQ = 14,585 $\sigma^2 = 1,042$		SDQ = 42,637 $\sigma^2 = 3,045$		SDQ = 5,282 $\sigma^2 = .377$		SDQ = 0,775 $\sigma^2 = 0,055$	

Tabela A.V.2

Fluxos Retirados do Programa DOT2 e Correspondentes
Ajustados com os Respetivos Desvios

Z(cm)	Calculado $\phi_1 \times 10^{-6}$	Ajustado $\phi_1 \times 10^{-6}$	Calculado $\phi_2 \times 10^{-6}$	Ajustado $\phi_2 \times 10^{-6}$	Calculado $\phi_3 \times 10^{-6}$	Ajustado $\phi_3 \times 10^{-6}$	Calculado $\phi_4 \times 10^{-6}$	Ajustado $\phi_4 \times 10^{-6}$
0,0	13,80	13,545	60,00	60,046	23,50	23,287	4,50	4,446
5,95	13,48	13,510	59,78	58,879	23,14	23,227	4,42	4,435
11,90	13,30	13,394	59,36	59,373	23,00	23,045	4,392	4,402
17,85	13,22	13,202	58,57	58,519	22,71	22,737	4,338	4,346
23,81	12,95	12,930	57,38	57,303	22,27	22,294	4,257	4,264
29,76	12,60	12,571	55,78	55,708	21,69	21,711	4,148	4,157
35,71	12,14	12,125	53,76	53,715	20,95	20,976	4,011	4,020
41,66	11,59	11,585	51,32	51,315	20,06	20,081	3,884	3,853
47,61	10,95	10,949	48,45	48,462	19,00	19,016	3,646	3,653
53,56	10,21	10,214	45,16	45,179	17,78	17,776	3,416	3,418
59,52	9,372	9,379	41,42	41,453	16,33	16,357	3,153	3,148
65,47	8,441	8,449	37,26	37,294	14,81	14,765	2,854	2,843
71,42	7,418	7,427	32,69	32,722	13,05	13,003	2,518	2,505
77,37	6,313	6,319	27,76	27,787	11,13	11,084	2,145	2,134
83,33	5,135	5,140	22,47	22,470	9,02	9,031	1,735	1,737
89,30	3,900	3,882	16,94	16,900	6,78	6,834	1,296	1,312
	SDQ = 1,50 $\sigma^2 = 0,116$		SDQ = 3,70 $\sigma^2 = 0,281$		SDQ = 6,80 $\sigma^2 = 0,525$		SDQ = 0,4 $\sigma^2 = 0,034$	

Tabela A.V.3

Variações dos Coeficientes de Difusão Axiais δD_z
com os Respectivos Desvios

N	Z(cm)	Grupo 1	Grupo 2	Grupo 3	Grupo 4
1	5,95	0,811	0,796	0,597	0,737
2	11,90	0,807	0,793	0,601	0,738
3	17,85	0,800	0,789	0,609	0,735
4	23,81	0,791	0,783	0,618	0,733
5	29,76	0,780	0,777	0,629	0,732
6	35,71	0,769	0,769	0,642	0,730
7	41,66	0,757	0,762	0,655	0,728
8	47,61	0,746	0,755	0,669	0,726
9	53,56	0,735	0,749	0,682	0,725
10	59,52	0,724	0,742	0,694	0,724
11	65,47	0,715	0,737	0,706	0,722
12	71,42	0,707	0,732	0,715	0,721
13	77,37	0,700	0,728	0,724	0,720
14	83,33	0,694	0,724	0,732	0,720
15	89,30	0,690	0,722	0,738	0,719
$\delta D_z \pm \sigma$ (cm)		0,749 \pm 0,043 (cm)	0,757 \pm 0,028 (cm)	0,667 \pm 0,050 (cm)	0,727 \pm 0,008 (cm)

APÊNDICE B – PROGRAMAS UTILIZADOS

O cálculo da criticalidade de um reator é dividido em duas fases, a saber, a determinação dos parâmetros microscópicos e o estudo macroscópico do sistema. O estudo microscópico do reator ocupa-se da estrutura fina do fluxo, dos efeitos locais das heterogeneidades e, finalmente, da determinação das secções de choque, que são utilizados como parâmetros conhecidos para a análise do reator como um todo. Esta fase inicial só pode ser tratada convenientemente, pela teoria de transporte, uma vez que se procura determinar com rigor as taxas de colisão dentro e nas vizinhanças das heterogeneidades (poucos livres caminhos médios de transporte). Isto permitirá calcular as secções de choque incluindo os efeitos da distribuição heterogênea dos elementos absorvedores e, então, proceder ao estudo macroscópico do sistema. Entende-se como estudo macroscópico, principalmente, o cálculo da massa crítica, distribuição global do fluxo de nêutrons, distribuição de potência (densidade de potência), cálculo da queima de combustível, taxas de escape de nêutrons, etc.

B.1 – Programa XSDRN

O programa XSDRN foi desenvolvido para o cálculo unidimensional de transporte de nêutrons em multigrupo, baseado no Método Avançado de Ordenadas Discretas⁽⁷⁾.

Utiliza o tratamento Nordheim, ressonâncias estreitas, ou aproximação de massa infinita, para calcular os dados de ressonância a partir de uma biblioteca primária de secções de choque e, obter secções de choque microscópicas efetivas, para 123 grupos de energia e grande número de núclídeos. Num cálculo independente, o programa utiliza essas secções de choque para calcular os fluxos, fator de multiplicação, dimensões críticas, etc., usando ordenadas discretas, teoria de difusão ou teoria de meios infinitos.

Os fluxos obtidos são então utilizados para reduzir as secções de choque em um número menor de grupos de energia, para serem utilizados em outros programas como ANISN, DOT2, CITATION, ROD ou EXTERMINATOR.

Nos principais cálculos feitos pelo XSDRN (cálculos de ressonância e de fluxos), são utilizados métodos numéricos de diferenças finitas, uma estrutura de multigrupos de energia, uma estrutura espacial arbitrária (mesh-point) e uma quadratura angular.

Com este programa, executa-se cálculos celulares e também de reatores, com as seguintes geometrias: plana, cilíndrica e esférica.

B.2 – PCCD (Probabilidade de Colisões e Coeficientes de Difusão)

O programa PCCD foi escrito em linguagem FORTRAN IV em simples precisão, cuja meta principal foi o cálculo das funções de probabilidades de colisões desenvolvidas por Benoist⁽⁶⁾ e os coeficientes de difusão direcionais.

Mostra-se neste Apêndice a listagem do programa, a função de Behrens⁽¹⁾ e as curvas representativas das funções acima citadas. Maiores esclarecimentos são mostrados no parágrafo 3.3.2.

B.3 – CITATION

O Programa CITATION resolve problemas de Teoria de Difusão utilizando a técnica de diferenças finitas em até três dimensões com um número arbitrário de espalhamento grupo-para-grupo.

O método de solução das equações de difusão é numérico; as equações são escritas em

DEL 21 MAIN DATE = 74204 16/06/90

IPRITIT REAL*(A-B,N,C-2),INTEGER(I,J,L,P,N)
COMPIZ/DELTA L/N
COMPIZ/DELTA //XK120),BK170),K12,7IR,LR,C2,ULIP,ULIZ,PBR,PH,TR,17
PH,ULIZ
DIMENSION A(20),M(20)
PROGRAMA PARA CALCULAR COEFICIENTES DE DIFUSION DIRECCIONALES-PCLOUD-

CALCULO DES COEFFICIENTES DE DIFUSION DIRECCIONALES
METHODE DE BENOIST

N=10
N1=N/2
REAL*8,ICCO,ENFI*10,ENIN*10,1=1,100)

100 FUMPA(12,20,15)

ICCO=1.15N
A(1)=ENFI*10

80 W(1)=ENIN*10

PI=3.14159
LG=CC*1.15N
K(1)=1/4.*A(1)*P,74.

20 W(1)=1/4.*A(1)

UL=1.15A*1.0
REAL*8,UL,MLPB

10 FUMPA(12,5)

20 FUMPA(12,5)=1CA**23,40X,*R(1)*0,712.5)

712.5
ETA=0.07/MLPB
CALL CUNIA(12)
CALL ZGULIZ
CALL M(12)

CALL F(12,5),LIA,
CALL F(12,5),LIA

LZ=K(1)*P/3.14159**2*10**2*10**2*10**2*(11.-E1A*PHZ)*0.2
*1/11.-E1A*PHZ)

ENFI*PHZ/3.14159**2*10**2*10**2*10**2*(11.-E1A*PHZ)*0.2
*1/11.-E1A*PHZ)

W(1)=10.100
10 FUMPA(12,5)=COEFFICIENTES DE DIFUSION DIRECCIONALES%/,30X,*DAXIAL*

*20X,*LACIAL*)
W(1)=10.100

10 FUMPA(12,5)=PRINCIPALES DE COLLISIONS AAS DIRECCIONALES 2 * R*)

W(1)=1.5016AZ,CA)
10 FUMPA(12,5)=CA*2**20X,*CA*0.000,/,30X,117.5,19X,112.5)

W(1)=205 PHZ,PHR
10 FUMPA(12,5)=PRINCIPALES DE COLLISIONS BK*,/,30X,*PHZ*,11A,*PHR*,/
*,30X,112.5,19X,112.5)

W(1)=21012,1M
10 FUMPA(12,5)=PRINCIPALES DE COLLISIONS TR*,/A,A*,T*,12R,*TA*,/03
*0R,112.5,19X,112.5)

W(1)=400
10 FUMPA(12,5)=COEFFICIENTES DE DIFUSION HOMOGENEO EN RAZONS C2/DM & DR/
0M,/7)

DM*(M*PHZ/3.14159**2*10**2*10**2)

L210M=C2/DM
L210R=DR/DM
W(1)=91016M,0210M,0210M

FUMPA(12,5)=10X,112.5,10X,112.5)

CALL JAVE
STOP

END

6 LEVEL 21 FKUL DATE = 70204 16/06/90

```

SUBROUTINE FROL(Z,PH)
  IMPLICIT REAL*8(A-H,O,P,C-Z),INTEGER(I,J,L,M,N)
  COMMON/BLCK 1/M
  COMMON/BLCK 2/XK(20),NK(20),K1,KIP,LR,UZ,ULIA,QLI,PHR,PHI,TR,TZ
  ,PI,ETA

```

```

C
C   CALCUL LAS FUNCIONS DE LICHLV
C

```

```

  KIP=0
  KIP=0
  LC 1 1=1,M
  AL=27/5*IN(XK(1))
  ,F(AC,0,0,27) GO TO 10
  PE=EXPI-AU)
  GC 10 10
15 PE=0.
16 PAI=PE*0.
  K12=K12+(PAI*ICUS(XK(1)))0-210,IN(XK(1)))00(MN-10)0NK(1)
  K1M=K1M+(PAI*0.50(SIN(XK(1)))00(PH+10)0NK(1)
18 CONTINUE
  HFI=PH
  END

```

```

SUBROUTINE GFLN(A,ETA)
  IMPLICIT REAL*8(A-H,O,P,C-Z),INTEGER(I,J,L,M,N)
  COMMON/BLCK 1/M
  COMMON/BLCK 2/XK(20),NK(20),K12,K1M,LR,UZ,ULIA,QLI,PHR,PHI,TR,TZ
  ,PI
  DIMENSION K12(20),K1M(20)

```

```

C
C   CALCUL DE GR E G2
C
  GN=1.-3.*PI/4.*0.5. A00J/4.-.50((1.+A00Z)IEE(A)-1.-A00Z)0NK(1))/10
  *1.-A10(1.-A00Z))
  G2=0.064
  PHIEE(0,10*0)62,PH
1000 FGRPA1(3CH,0,62=0,612=0.0,3CH,0,6R=0,612,0,0,/)

```

```

C
C   CALCUL DE GLIADA
C
  GC 20 1=1,M
  AL=0.0E1A0COS(XK(1))
  CALL FROL(AUX,1)
  K1(1)=K1M
20 K2(1)=K12
  SM=0.0
  SZ=0.0
  GC 30 1=1,M
  SM=SM+CGS(XK(1))0(S6PT(1)-00020SIN(XK(1)))021-A0COS(XK(1))00-20*KR(
  *1)0NK(1)
  SZ=SZ+CGS(XK(1))0(S6PT(1)+A0020SIN(XK(1))021-A0COS(XK(1))00-20*KZ(
  *1)0NK(1)
30 CONTINUE
  PAZ=12. A2/(PI*0.1.-A1*0.1.-A0*0.1)
  GLI=PAZ*SM
  G1I2=PAZ*SZ
  PHIEE(0,10*0)66I2,66I1
1010 FGRPA1(3CH,0,66I2=0,612=0,612,0,30),0,ULIA=0,612,0,/)
  HFI=PH
  END

```

```

SUBROUTINE FNR1A(I1A)
  IMPLICIT REAL*4(A-H,O,C-Z),INTEGER(I,J,K,L,M,N)
  COMMON/BLCK 1/N
  CPPCA/BLCK 2/X(1:0),N(20),NIZ,NIN,CR,UZ,QLIN,ULIZ,PHR,PHZ,TR,TZ
  ,PI
  DIMENSION ANIZC,NZIZC)
C
C   CALL CLC LA PABGABE:GADE NY
C
  GO 95 I=1,N
  AUX=2.0E10*CLC(SIN(I))
  CALL FNR1AUX(2)
  ANIZ=NIN
  NZIZ=NIZ
85 CONTINUE
  CALL FNR1O(2)
  NIN=NIN
  NZIZ=NIZ
  NY=0.
  NZ=0.
  GO 95 I=1,N
  NY=NY+CLC(SIN(I))*CLC(-A**20*SIN(N(I))*2)+ACOS(SIN(I))*001-100
  NZ=NZ+CLC(SIN(I))*CLC(-A**20*SIN(N(I))*2)+ACOS(SIN(I))*001-100
  NZIZ=NZIZ+NY
  NZIZ=NZIZ+NZ
95 CONTINUE
  PHR=NY*(2.0A/PI)*OF(1)
  PHZ=NZ*(2.0A/PI)*OF(1)
  METLH
  END

```

```

SUBROUTINE FNR1A(I1A)
  IMPLICIT REAL*4(A-H,O,C-Z),INTEGER(I,J,K,L,M,N)
  COMMON/BLCK 1/N
  CPPCA/BLCK 2/X(1:0),N(20),NIZ,NIN,CR,UZ,QLIN,ULIZ,PHR,PHZ,TR,TZ
  ,PI
  DIMENSION ANIZC,NZIZC)
C
C   CALL CLC LA PABGABE:GADE TA
C
  GO 95 I=1,N
  AUX=2.0E10*CLC(SIN(I))
  CALL FNR1AUX(3)
  ANIZ=NIN
  NZIZ=NIZ
85 CONTINUE
  CALL FNR1O(3)
  NIN=NIN
  NZIZ=NIZ
  NY=0.
  NZ=0.
  GO 95 I=1,N
  NY=NY+CLC(SIN(I))*CLC(-A**20*SIN(N(I))*3)+001*PHR
  NZ=NZ+CLC(SIN(I))*CLC(-A**20*SIN(N(I))*3)+001*PHZ
  NZIZ=NZIZ+NY
  NZIZ=NZIZ+NZ
95 CONTINUE
  PHR=NY*(2.0A/PI)*OF(1)
  PHZ=NZ*(2.0A/PI)*OF(1)
  METLH
  END

```

```

FUNCTION REIA)
IMPLICIT REAL*(A-H,O,C-Z),INTEGER(J,K,P,Q)
COMMON/BLCK 1/N
COMMON/BLCK 2/AL(20),K1(20),K2(20),R1(20),R2(20),UL1(20),UL2(20),PL1(20),PL2(20),TR(20)
*PI,ETA
C
C   CALCOLO DA INTEGRALE ELLIPTICA COMPLETA REIA)
C
      NE=J
      WRITE(6,100)
500  FCMPAT(30,0,INTEG. ELLIPTICA COMPLETA REI)
      CG(4)=1+1,0
      RE=RE+11,-A**20*SIN(ARC(11))**2)*100*-0.51106111
40  CONTINUE
      WRITE(6,101)NE
510  FCMPAT(30,11,10,0,1)
      RETURN
      END

```

```

FUNCTION REIA)
IMPLICIT REAL*(A-H,O,C-Z),INTEGER(J,K,P,Q)
COMMON/BLCK 1/N
COMMON/BLCK 2/AL(20),K1(20),K2(20),R1(20),R2(20),UL1(20),UL2(20),PL1(20),PL2(20),TR(20)
*PI,ETA
C
C   CALCOLO DA INTEGRALE ELLIPTICA COMPLETA REIA)
C
      EE=0
      WRITE(6,100)
610  FCMPAT(30,0,INTEG. ELLIPTICA COMPLETA REI)
      WRITE(6,101)EE
600  FCMPAT(30,11,10,0,1)
      LG(50)=1+1,0
      RE=RE+11,-A**20*SIN(ARC(11))**2)*100*-0.51106111
50  CONTINUE
      RETURN
      END

```

Tabela B.II.1
Funções de Behrens $F(\alpha)$ (Eq. 3.2.5)

α	$F(\alpha)$	ΔF	α	$F(\alpha)$	ΔF	α	$F(\alpha)$	ΔF	α	$F(\alpha)$	ΔF
0	1.0000		0.25	1.0683		0.50	1.1566		0.75	1.2972	
		26			31			42			80
0.01	1.0026		0.28	1.0714		0.51	1.1608		0.76	1.3052	
		25			31			44			84
0.02	1.0050		0.27	1.0745		0.52	1.1652		0.77	1.3136	
		26			31			44			87
0.03	1.0075		0.28	1.0776		0.53	1.1696		0.78	1.3223	
		26			31			45			91
0.04	1.0101		0.29	1.0807		0.54	1.1741		0.79	1.3314	
		26			32			45			95
0.05	1.0127		0.30	1.0839		0.55	1.1786		0.80	1.3409	
		25			32			46			100
0.06	1.0152		0.31	1.0871		0.56	1.1832		0.81	1.3509	
		26			32			48			105
0.07	1.0178		0.32	1.0903		0.57	1.1880		0.82	1.3614	
		27			33			49			111
0.08	1.0205		0.33	1.0936		0.58	1.1929		0.83	1.3725	
		26			33			50			118
0.09	1.0231		0.34	1.0969		0.59	1.1979		0.84	1.3843	
		27			33			50			124
0.10	1.0258		0.35	1.1002		0.60	1.2029		0.85	1.3967	
		27			34			52			134
0.11	1.0285		0.36	1.1036		0.61	1.2081		0.86	1.4101	
		27			36			53			142
0.12	1.0312		0.37	1.1071		0.62	1.2134		0.87	1.4243	
		27			36			54			153
0.13	1.0339		0.38	1.1106		0.63	1.2188		0.88	1.4396	
		27			36			56			167
0.14	1.0366		0.39	1.1142		0.64	1.2244		0.89	1.4563	
		28			38			57			182
0.15	1.0394		0.40	1.1178		0.65	1.2301		0.90	1.4745	
		28			36			58			20
0.16	1.0422		0.41	1.1213		0.66	1.2359		0.91	1.494	
		28			37			60			23
0.17	1.0450		0.42	1.1250		0.67	1.2419		0.92	1.517	
		28			38			62			26
0.18	1.0478		0.43	1.1288		0.68	1.2481		0.93	1.542	
		29			38			64			30
0.19	1.0307		0.44	1.1326		0.69	1.2545		0.94	1.572	
		29			38			65			34
0.20	1.0536		0.45	1.1364		0.70	1.2610		0.95	1.606	
		29			39			68			43
0.21	1.0365		0.46	1.1403		0.71	1.2678		0.96	1.649	
		29			40			69			54
0.22	1.0594		0.47	1.1443		0.72	1.2747		0.97	1.703	
		29			41			72			
0.23	1.0623		0.48	1.1484		0.73	1.2819		0.98	1.78	
		30			41			75			
0.24	1.0653		0.49	1.1525		0.74	1.2894		0.99	1.85	
		30			41			78			
0.25	1.0683		0.50	1.1566		0.75	1.2972		1	--	

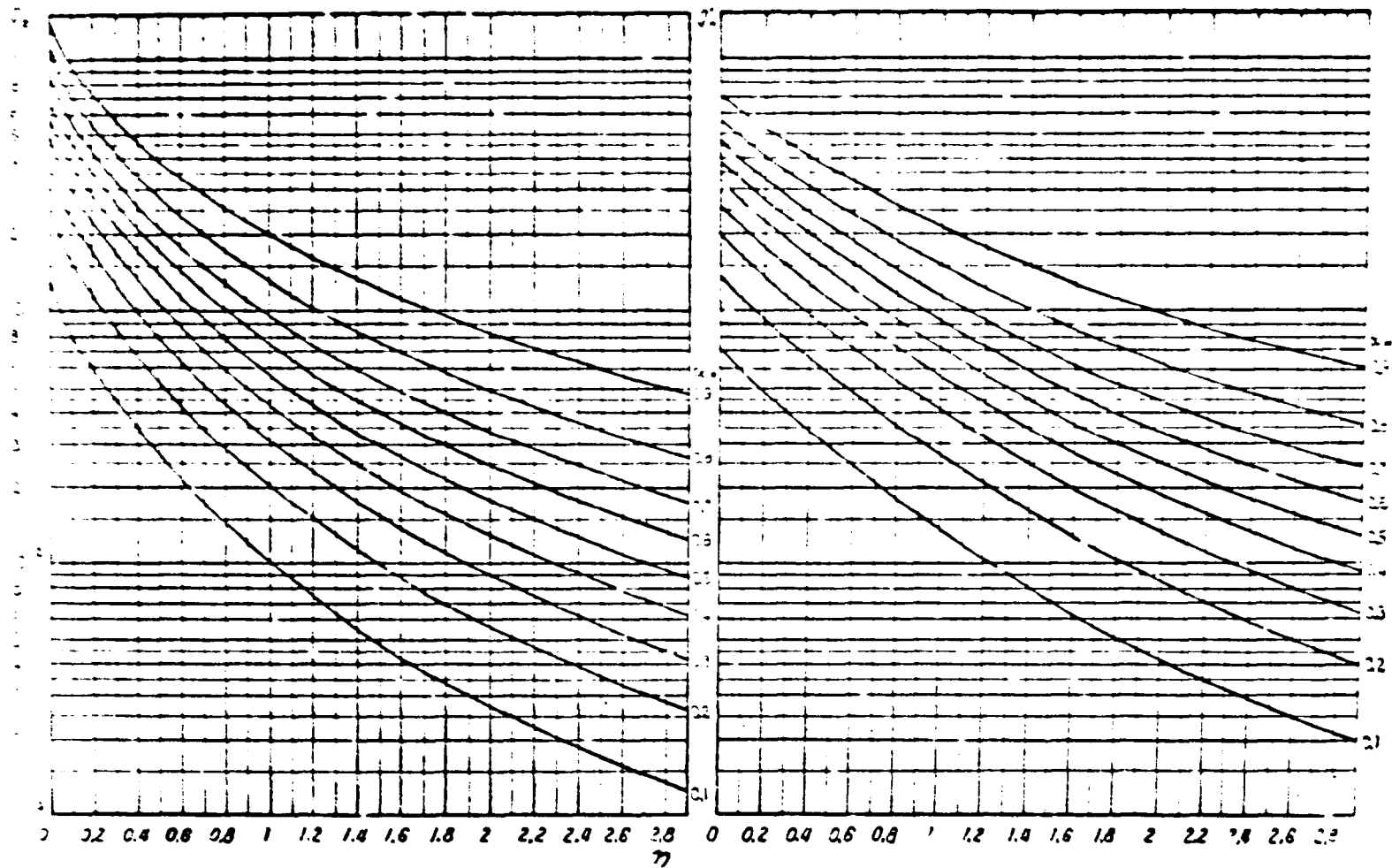


Figura B.2.1 — Curvas Correspondentes às Funções Q'_k (Eq. 3.2.1) quando $\eta \rightarrow \infty$, $Q'_k \rightarrow 0$ para qualquer $\alpha \rightarrow 0$, $Q'_k \rightarrow 0$, para qualquer η

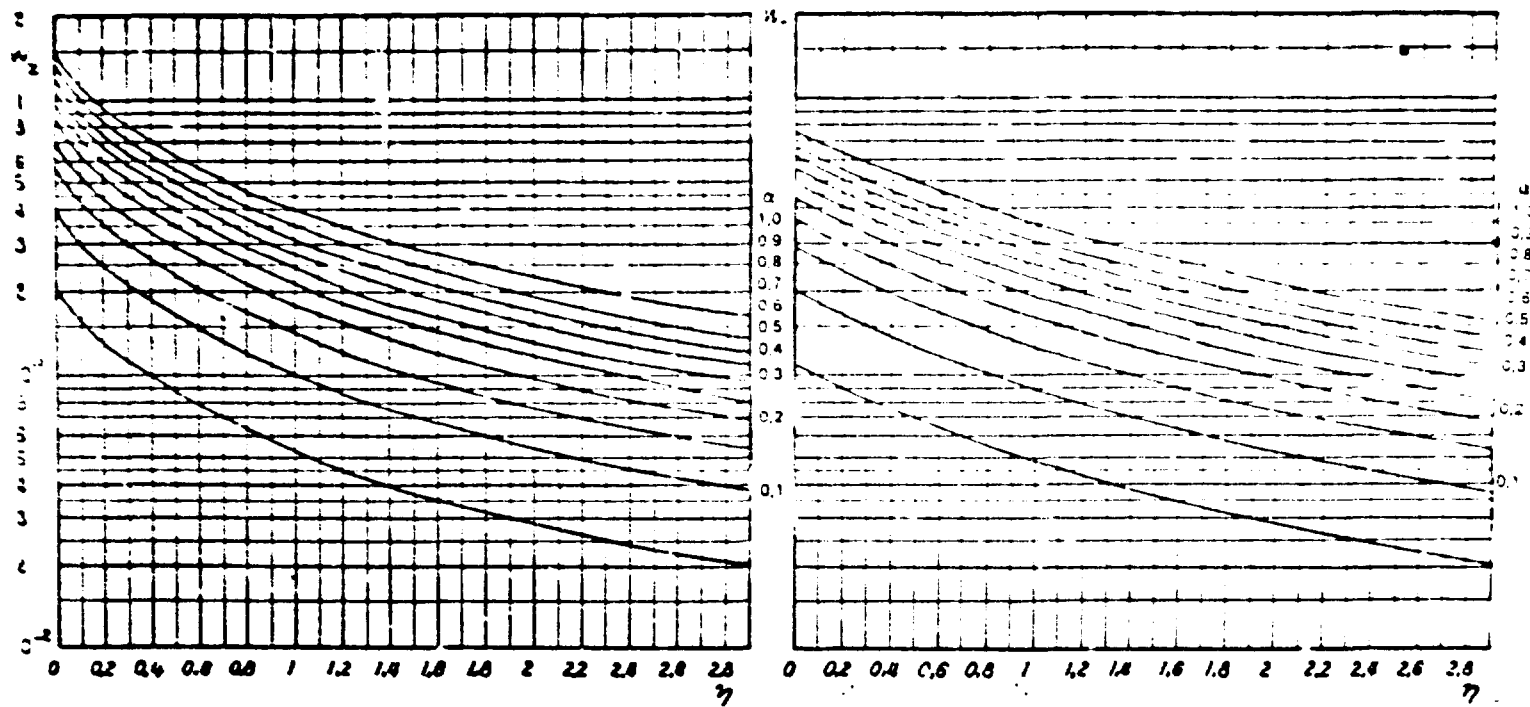


Figura B.2.2 — Curvas Correspondentes às Funções ω_k (Eq. 3.2.2) quando $\eta \rightarrow \infty$, $\omega_k \rightarrow 0$ para qualquer α $\alpha \rightarrow 0$, $\omega_k \rightarrow 0$ para qualquer α

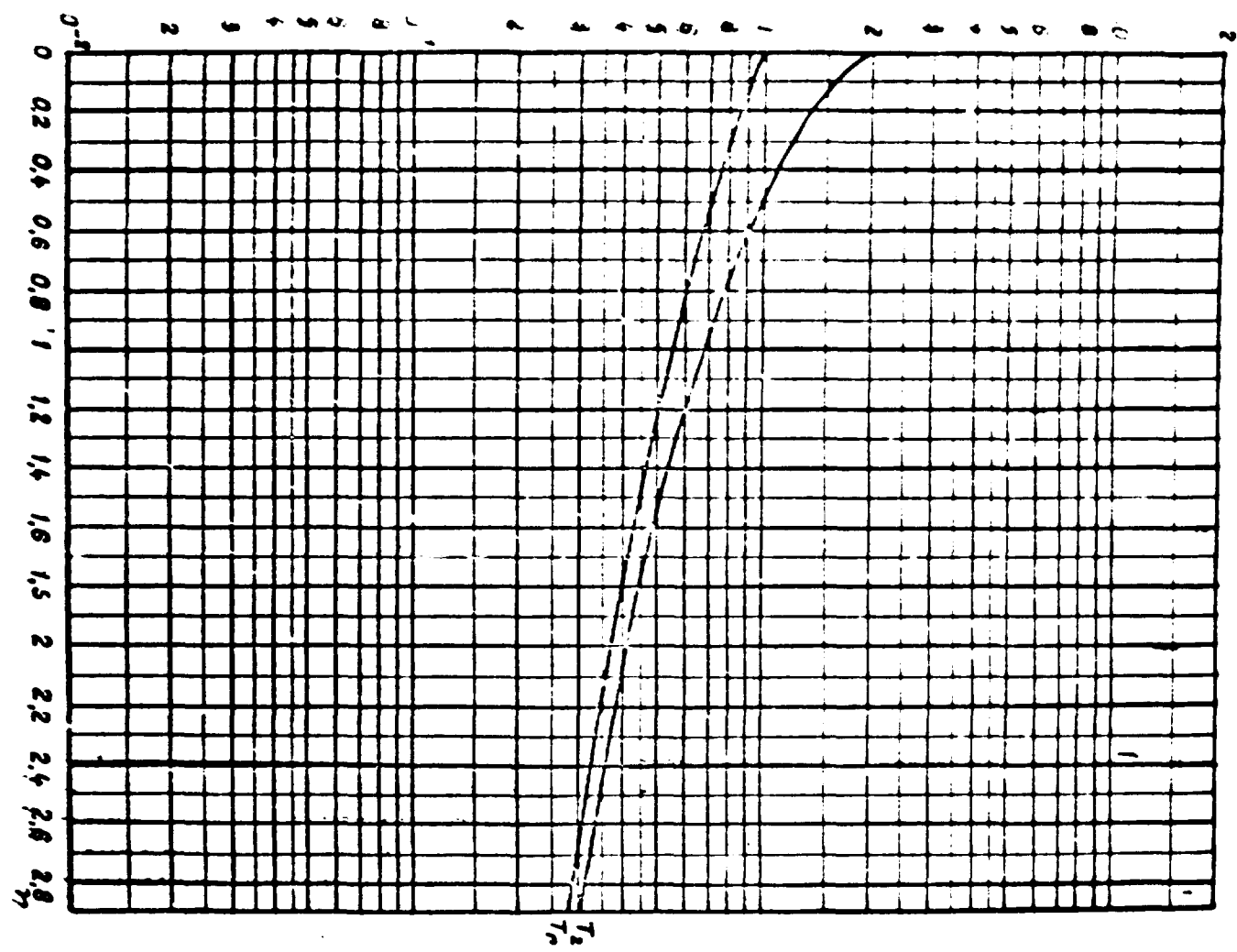


Figura B.2.3 Curvas Correspondientes as Funções T_1 (Eq. 3.2.3) quando $\eta \rightarrow \infty$, $T_1 \rightarrow 0$

aproximações por diferenças-finitas e a solução é obtida por iteração. Os problemas de auto-valor do fluxo são solucionados por iterações diretas na determinação do fator de multiplicação, ou na determinação da criticalidade do sistema pela variação da concentração dos núclídeos.

O CITATION resolve problemas de queima de combustível com análise do sistema de recarregamento em multi-ciclos (administração de combustível). Executa cálculos de reatores em condições estáticas. Trata de problemas de perturbação de primeira ordem, se dados microscópicos são fornecidos e problemas de perturbação, em condições estáticas, se dados microscópicos são fornecidos.

Entim, a variedade de problemas que podem ser resolvidos pelo programa CITATION é muito grande, pois o mesmo permite a utilização das seguintes geometrias: X-Y-Z, θ -R-Z, hexagonal Z, trigonal Z e algumas dessas em uma e duas dimensões.

B.4 – DOT2

O programa DOT2 resolve a equação de transporte linear, dependente da energia, nas geometrias R-Z, R- θ e X-Y, em duas dimensões. O termo do gradiente nesta equação é aproximado por técnica de diferenças finitas conhecida como Ordenadas Discretas (S_N). A integral de espelhamento é aproximada pela expansão das secções de choque em polinômios de Legendre, permitindo ser calculada por quadratura. Isto mostra que o programa pode resolver problemas envolvendo certas heterogeneidades.

O programa foi desenvolvido para cálculos de blindagem, muito comum em engenharia nuclear, resolve portanto, muitos problemas de penetração de radiação. Mas além disso, o mesmo é muito utilizado para estudar o comportamento macroscópico de reatores, pois como saída ele fornece: fator de multiplicação, taxas de escape de nêutrons nas fronteiras, distribuição de fluxos, distribuição de nêutrons, etc.

ABSTRACT

The importance of neutron streaming in the GCFR has been evaluated by taking into consideration in the anisotropy due to coolant and control rod channels. Calculations were done using a numerical-analytical method developed in this work and compared with results obtained using the theory of Benoist⁽¹²⁾ and that for Ligou⁽¹⁵⁾.

Comparison of the results obtained by these three methods shows that streaming effect is strongly dependent on the axial buckling " B_z^2 ".

The influence of neutron streaming on the reactivity is shown to be negligible and, in consequence, the GCFRs may be considered homogeneous to a good approximation.

For accurate calculations the neutron streaming should be considered, mainly for radiation damage and shielding calculation.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. BEHRENS, D. J. The effect of holes in a reacting material on the passage of neutrons. *Proc. Phys. Soc., London*, **62A**:607-16, 1949.
2. BENOIST, P. *Formulation générale et calcul pratique du coefficient de diffusion dans un réseau comportant des cavités*. Saclay, Fr., CEA, Centre d'Etudes Nucléaires, 1959. (CEA-R-1354).
3. _____. *Formulation générale et calcul pratique du coefficient de diffusion dans un réseau comportant des cavités*. *Reactor Sci.*, **13**:97, 1961.
4. _____. The streaming effects and collision probabilities in lattices. *Nucl. Sci. Engng, New York*, **34**:285-307, 1968.
5. _____. *Théorie du coefficient de diffusion des neutrons dans un réseau comportant des cavités*. Paris, 1964. [Thèse de Doctorat à Sciences]. (CEA-R 2278).
6. BREWER, S. T. et alii. *The economics of fuel depletion in fast breeder reactors blankets*. Boston, Massachusetts Institute of Technology, 1972. (MITNE-123).
7. CARLSON, B. G. The numerical theory of neutron transport. In: ALDER, B. et alii, eds. *Methods in computational physics, v.1: Statistical physics*. New York, Academic Press, 1963. p.1-42.
8. CARTER, C. Streaming due to holes in a reactor. *J. nucl. Energy A/B, Reactor Sci. Technol., Oxford*, **15**:76-80, 1961.
9. DAVEY, W. G. An analysis of the neutron capture cross section of U-248 between 1 KeV and 15 MeV. *Nucl. Sci. Engng, New York*, **39**:337-60, 1970.
10. DIAS, A. M. *Avaliação das secções de choque do Th-232 e U-233*. São Paulo, 1976. [Dissertação de Mestrado].
11. EISEMANN, E. *Anisotrope Diffusion bei gasgekühlten Schnellen Brutreaktoren*. Karlsruhe, Kernforschungszentrum, März 1972. (KFK-1577).
12. FAYA, A. J. G. *Avaliação neutrônica de "blankets" de tório metálico em reatores rápidos refrigerados por gás*. São Paulo, 1975. [Dissertação de mestrado].
13. FAYA, S. C. S. *Estudo do comportamento térmico-mecânico do envoltório de tório metálico em reatores rápidos refrigerados por gás*. São Paulo, 1975. [Dissertação de mestrado].

14. FOWLER, T. B. et alii. *Nuclear reactor analysis code: CITATION*. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., July 1971. (ORNL-TM-2496, Rev.2).
15. GELBARD, E. M. Anisotropic neutron diffusion in lattices of the zero-power plutonium reactor experiments. *Nucl. Sci. Engng*, New York, 54:327-40, 1974.
16. GRANT, I. S. *Neutron streaming in gas-cooled reactors*. Harwell, Engl., Atomic Energy Research Establishment, 1958. (AERE-R/2568).
17. GREENE, N. M. et alii. *XSDRN: a discrete ordinates spectral averaging code*. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., July 1969. (ORNL-1320).
18. GULF GENERAL ATOMIC CO., San Diego, Calif. *Gas cooled fast breeder reactor: preliminary safety information document*. San Diego, Calif., Feb. 1971. (GA-10298).
19. _____. *HTGR fuel technology workshop nuclear training, São Paulo, Br. July 1974*. [S.n.t.].
20. KÖHLER, P. & LIGOU, J. The axial streaming problem in gas-cooled fast breeder reactors. *Nucl. Sci. Engng*, New York, 54:357-66, 1974.
21. LALETIN, N. I. Passage of neutrons in the heterogeneous medium. In: UNITED NATIONS, Geneva. *Proceedings of the second United Nations international conference on the peaceful uses of atomic energy, held in Geneva, 1 September - 13 September 1958, v.16: Nuclear data and reactor theory*. Geneva, 1958. p.601-10.
22. LAMARSH, J. R. *Introduction to nuclear reactor theory*. Reading, Mass., Addison-Wesley, 1966.
23. McGRATH, P. et alii. A program system for the calculation of fast and thermal reactor. In: REAKTORTAGUNG, Berlin, 1974. Bonn, Deutsches Atomforum, 1974.
24. MOORE, R. A. *A critical experiment program for the 300 MW(e) gas cooled fast breeder reactor: scope and purpose*. San Diego, Calif., Gulf General Atomic Co., Oct. 1973. (GA-A-12780).
25. MYNATT, F. R. *DOT2: two dimensional discrete ordinates transport code*. (Revised). Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., Set. 1969. (K-1694).
26. PELLAUD, B. *The physics design of the Gas-Cooled Fast Breeder Reactor Demonstration Plant*. San Diego, Calif., Gulf General Atomic Co., Aug. 1971. (GA-10509).
27. PENNINGTON, E. M. *Cylindrical lattice collision probability codes, B692/RP*. Argonne, Ill., Argonne National Lab., Feb. 1964. (ANL-6836).
28. RODRIGUES, V. G. *Viabilidade neutrônica de um conjunto crítico térmico-rápido ao estudo de envoltórios de reatores rápidos*. São Paulo, 1976. [Dissertação de mestrado].
29. WENZEL, P. Crossed uranium-plutonium and thorium-uranium fuel cycles for a developing nuclear power system with thermal converters and fast breeder reactors. *Kernenergie*, Berlin, 14:231-6, 1971.
30. WHITE, P. H. Measurements of the U-235 neutron fission cross section in the energy range 0.04 - 14 MeV. *J. nucl. Energy*, Oxford, 19:325-42, 1965.
31. WOOD, P. J. & DRISCOLL, M. J. *Assesment of thorium blankets for fast breeder reactors*. Cambridge, Mass., Massachusetts Institute of Technology, Nuclear Engineering Dept., July 1973. (COO 2250, MITNE-148).

