



COPPE/UFRJ

APERFEIÇOAMENTO DO MODELO DE UM GRUPO MODIFICADO PARA
APLICAÇÃO NA RECARGA DO NÚCLEO

Fernando Simões Freire

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Nuclear, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Nuclear.

Orientadores: Aquilino Senra Martinez

Fernando Carvalho da Silva

Rio de Janeiro

Agosto de 2009

APERFEIÇOAMENTO DO MODELO DE UM GRUPO MODIFICADO PARA
APLICAÇÃO NA RECARGA DO NÚCLEO

Fernando Simões Freire

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE)
DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA NUCLEAR.

Aprovada por:

Prof. Aquilino Senra Martinez, D.Sc.

Prof. Fernando Carvalho da Silva, D.Sc.

Prof. Antônio Carlos Marques Alvim, Ph. D.

Prof. Eduardo Gomes Dutra do Carmo, D.Sc.

Prof. Hermes Alves Filho, D.Sc.

Dr. Sérgio de Queiroz Bogado Leite, Ph. D

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

AGOSTO DE 2009

Freire, Fernando Simões

Aperfeiçoamento do modelo de um grupo modificado para aplicação na recarga do núcleo/ Fernando Simões Freire. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2009.

IX, 89 p.: il.; 29,7 cm.

Orientadores: Aquilino Senra Martinez

Fernando Carvalho da Silva

Tese (doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Nuclear, 2009.

Referencias Bibliográficas: p. 88-89.

1. Equação de difusão. 2. Recarga nuclear. 3. Otimização. I. Martinez, Aquilino Senra et. al., II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear. III. Título.

Dedicatória

Dedico este trabalho inteiramente a
Deus, o senhor de toda ciência e
conhecimento humano.

Agradecimentos

Ao Programa de Engenharia Nuclear (PEN/COPPE/UFRJ) por sua estrutura e organização.

Aos meus orientadores de pesquisa, D.Sc. Aquilino Senra Martinez e D.Sc. Fernando Carvalho da Silva, pelo empenho e competência.

A Eletrobrás Termonuclear S.A. – Eletronuclear, que por intermédio da Superintendência de Combustível e Segurança Nuclear (SN.T) e Gerência de Combustível Nuclear (GCN.T), permitiu o uso de informações privilegiadas de uma de suas unidades termonucleares, possibilitando uma análise particularmente enriquecedora dos modelos observados neste trabalho de pesquisa.

A minha esposa, Daniele, e meus filhos, Lucas e Fernanda, pelo apoio e incentivo nos momentos mais difíceis deste trabalho.

A minha mãe, Glória, por incentivar os meus estudos, acreditando nos meus sonhos e ideais.

Ao meu amigo, M.Sc. Alessandro, que me auxiliou em muitas tarefas importantes deste trabalho.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

APERFEIÇOAMENTO DO MODELO DE UM GRUPO MODIFICADO PARA
APLICAÇÃO NA RECARGA DO NÚCLEO

Fernando Simões Freire

Agosto/2009

Orientadores: Aquilino Senra Martinez
Fernando Carvalho da Silva.

Programa: Engenharia Nuclear

Uma das tarefas mais importantes do engenheiro nuclear, referente ao ciclo do combustível nuclear, é certamente a administração desse material dentro do núcleo do reator – que inclui a seleção de períodos de recarga, carregamentos, e a correta predição do consumo e produção de isótopos no sistema, esforçando-se para satisfazer especificações de segurança e econômicas. Para realizar esta tarefa o engenheiro nuclear precisa contar com um moderno computador capaz de resolver de forma direta a equação de difusão de nêutrons multigrupo. Infelizmente, o tempo necessário para realizar esta tarefa é elevado e modelos de difusão aproximados são comumente requeridos para sobrepor esse problema. Nosso principal objetivo neste trabalho de tese foi realizar uma avaliação detalhada do modelo clássico de um grupo modificado, identificando as principais limitações do modelo, que impossibilitem sua aplicação em processos de recarga. Um modelo de correção de “buckling” é proposto para melhorar os resultados do modelo clássico

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

IMPROVEMENT OF MODIFIED ONE-GROUP DIFFUSION MODEL FOR
APPLICATION IN NUCLEAR CORE RELOADING

Fernando Simões Freire

August/2009

Advisors: Aquilino Senra Martinez

Fernando Carvalho da Silva

Department: Nuclear Engineering

One of the most important tasks of the nuclear engineer concerned with the nuclear fuel cycle is the management of the fuel in the core – including the selection of refueling schedules, fuel loading patterns, and the prediction of fuel burnup and isotope buildup, in an effort to satisfy both safety and economic constraints. To perform this task the nuclear engineer must rely on a modern digital computer able to solve directly the multigroup diffusion equation. Unfortunately, the time required to perform this task is very large and approximated diffusion models are usually used to overcome the problem. Our main goal in this thesis was to perform a detailed evaluation of the classical modified one-group diffusion model in order to identify the major limitations related to this approximated diffusion model that can restrict its application in the optimization process. A buckling correction model is proposed to improve the results found on the current classical model.

Capítulo I – Introdução.....	1
Capítulo II - Metodologia de Pesquisa.....	17
2.1. Introdução.....	17
2.2. Equação de Dois Grupos de Energia.....	18
2.3. Equação de Um Grupo Modificado.....	22
2.4. Método de Diferenças Finitas.....	25
2.5. Condição de Contorno de Fluxo Nulo.....	28
2.6. Condição de Contorno de Corrente de Entrada Nula.....	29
2.7. Condições de Contorno de Albedo.....	32
Capítulo III - Código de Depleção.....	35
3.1 Introdução.....	35
3.2 Códigos de Depleção.....	36
3.2.1 Módulo de Criticalidade.....	37
3.2.2 Módulo de Ajuste e Controle.....	39
3.2.3 Módulo de Termo-hidráulica.....	41
3.2.4 Módulo de Depleção.....	45
Capítulo IV - Resultados.....	47
4.1. Introdução.....	47
4.2. Carregamentos Teóricos.....	48
4.2.1. Carregamento Homogêneo.....	49
4.2.2. Carregamento Heterogêneo.....	54
4.2.3. Concentração Crítica de Boro.....	63
4.3. Avaliação da Metodologia.....	64
4.3.1. Avaliação do Carregamento 9 de Angra 1.....	65

4.3.2. Avaliação do Carregamento 14 de Angra 1.....	69
4.3.3. Avaliação do Carregamento 14A de Angra 1.....	73
4.3.4. Concentração Crítica de Boro.....	77
4.3.5. Curva da Concentração Crítica de Boro.....	78
Capítulo V - Discussões e Conclusões.....	83
Referências Bibliográficas.....	88

Capítulo I

Introdução

O desenvolvimento econômico sustentável nacional pode estar ligado a inúmeros fatores. Mas, certamente, nenhum deles requer tamanha atenção dos governantes quanto o correto dimensionamento dos recursos energéticos disponíveis, capazes de assegurar a crescente demanda de energia elétrica, oriunda de um processo de industrialização e consumo emergente durante a escalada contínua do crescimento.

Escolher a melhor alternativa energética para um país, sem dúvida, está longe de ser encarada como uma tarefa fácil para qualquer governante. Uma vez que, na maior parte dos casos, o empreendimento no setor, requer um investimento público de grande magnitude e grande interligação com os diversos ramos da economia.

O detalhado conhecimento das diversas alternativas disponíveis no setor elétrico, capazes de atender às necessidades industriais de uma geração contínua, pode garantir não só uma diversificação estratégica da matriz energética nacional, como assegurar uma administração otimizada dos recursos presentes na rede.

Finalmente, pode-se notar que, embora fatores econômicos estejam sempre presentes no planejamento do setor elétrico, hoje, ao contrário do que ocorreu no passado, aspectos ambientais devem influenciar fortemente o futuro do setor,

ampliando a participação de fontes de energia menos convencionais; disponíveis atualmente no setor elétrico.

Dentre as diversas fontes de energia presentes no setor elétrico capazes de gerar, de forma contínua, eletricidade para os diversos ramos da economia, a nuclear, considerada pelos especialistas como uma alternativa importante na diversificação do setor, tem encontrado, cada vez mais, uma crescente participação no mercado mundial, tornando-se uma importante colaboradora na solução dos desafios de geração do futuro. Atualmente, 16% da energia gerada por todo o planeta é de origem nuclear. No Brasil, de acordo com a ANEEL (Agência Nacional de Energia Elétrica), a participação termonuclear é de 1,94% (Tabelas 1.1 e 1.2). As termelétricas e hidrelétricas contribuem com 22,66 e 75,03% da energia gerada no país, respectivamente. É possível observar uma participação majoritária da geração hidrelétrica na matriz energética nacional. Obviamente que esse cenário reflete a abundância dos recursos hídricos encontrados, facilmente, em grande parte de nosso território nacional.

Estudos recentes demonstram uma participação termonuclear crescente no cenário mundial para as próximas décadas. Uma vez que o alto custo de geração alcançado pelas termelétricas convencionais, com patamares cada vez mais elevados no mercado internacional, torna a geração termonuclear extremamente competitiva. Além disso, o crescente descontentamento popular com as fontes térmicas convencionais, altamente poluentes, pode consolidar um cenário positivo para o setor nos próximos anos; uma vez que o impacto ambiental durante a geração nucleoeletrica é bastante reduzido.

Tabela 1.1 – Distribuição da Matriz Energética Nacional.

<i>Fonte de Geração</i>	<i>CGH</i>	<i>EOL</i>	<i>PCH</i>	<i>SOL</i>	<i>UHE</i>	<i>UTE</i>	<i>UTN</i>
<i>Número de Unidades</i>	289	33	338	1	159	1241	2
<i>Potência (MW)</i>	162	414	2.637	20	74.924	23.476	2.007
<i>%</i>	0.16	0.40	2.56	0	72.31	22.66	1.94

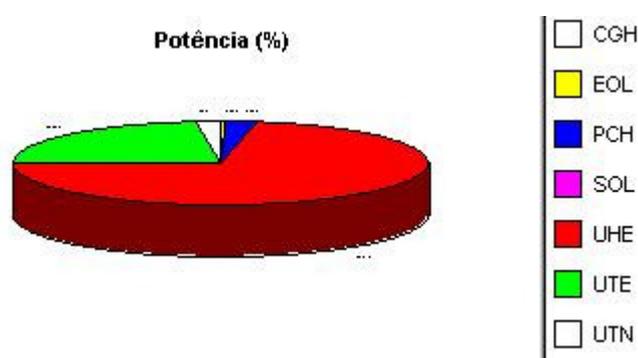


Figura 1.1 – Distribuição Percentual de Potência Elétrica.

Tabela 1.2 – Resumo de Nomenclaturas

<i>CGH</i>	<i>Central Geradora Hidrelétrica</i>
<i>EOL</i>	<i>Central Geradora Eolielétrica</i>
<i>PCH</i>	<i>Pequena Central Hidrelétrica</i>
<i>SOL</i>	<i>Central Geradora Solar Fotovoltaica</i>
<i>UHE</i>	<i>Usina Hidrelétrica de Energia</i>
<i>UTE</i>	<i>Usina Termelétrica de Energia</i>
<i>UTN</i>	<i>Usina Termonuclear</i>

Tornar a geração termonuclear competitiva, bem como extrair a melhor performance desta tecnologia, obviamente, requer um conhecimento amplo e concreto das diversas fases que compõem o processo de geração elétrica na indústria nuclear. Por outro lado, no que diz respeito ao planejamento econômico, nenhuma das diversas etapas de produção, encontradas no processo de geração nucleoelétrica, está tão diretamente ligada à performance econômica da planta termonuclear quanto a otimização da recarga do núcleo do reator.

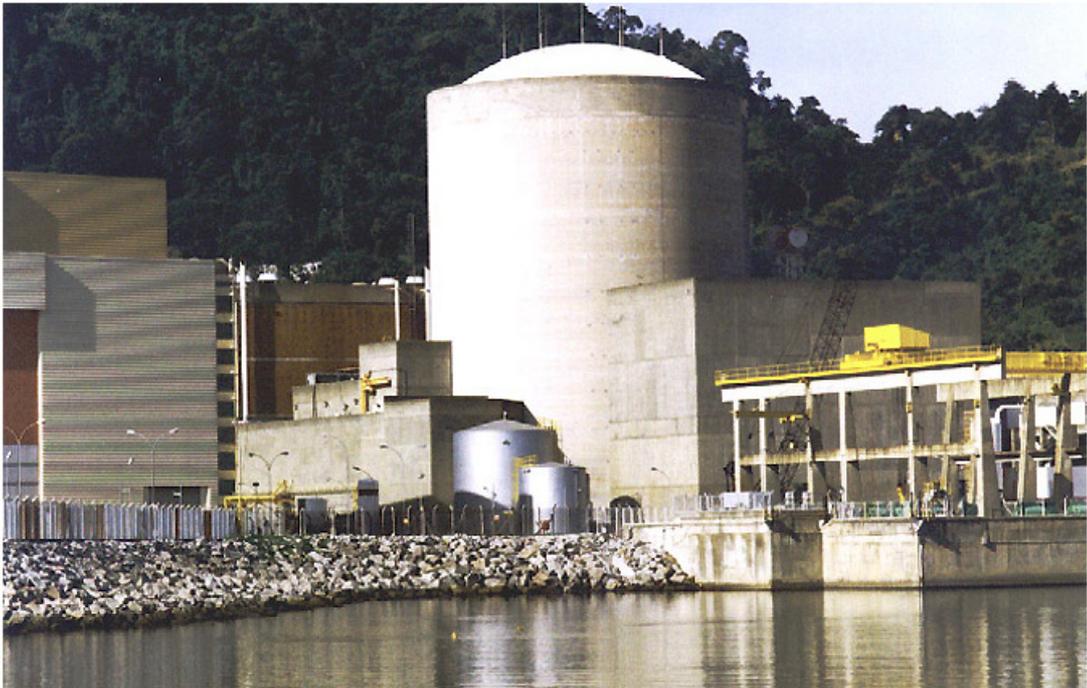


Figura 1.2 – Usina Termonuclear (Angra 1)

O reator nuclear é a parte central de uma usina termonuclear (Figura 1.2). É dentro dele que a reação em cadeia se processa, dando origem a energia térmica; que, posteriormente, será usada para gerar eletricidade.

O Urânio é o combustível usado nessas usinas. Ele é compactado na forma de pastilhas de dióxido de urânio (Figura 1.3) e agrupado dentro do reator em tubos metálicos, varetas combustíveis, altamente resistentes às condições adversas de temperatura e pressão existentes no núcleo do reator. Esses tubos são agrupados num arranjo compacto denominado: elemento combustível (Figura 1.4).



Figura 1.3 – Pastilhas de Dióxido de Urânio

Duas pastilhas de urânio enriquecidas, usadas em reatores PWRs, como essas mostradas na Figura 1.3, podem produzir uma quantidade de energia capaz de abastecer uma residência com quatro habitantes durante 1 mês. Um quilo de urânio enriquecido produz uma energia equivalente a 55 vagões carregados de carvão, ou seis caminhões cheios de óleo combustível.

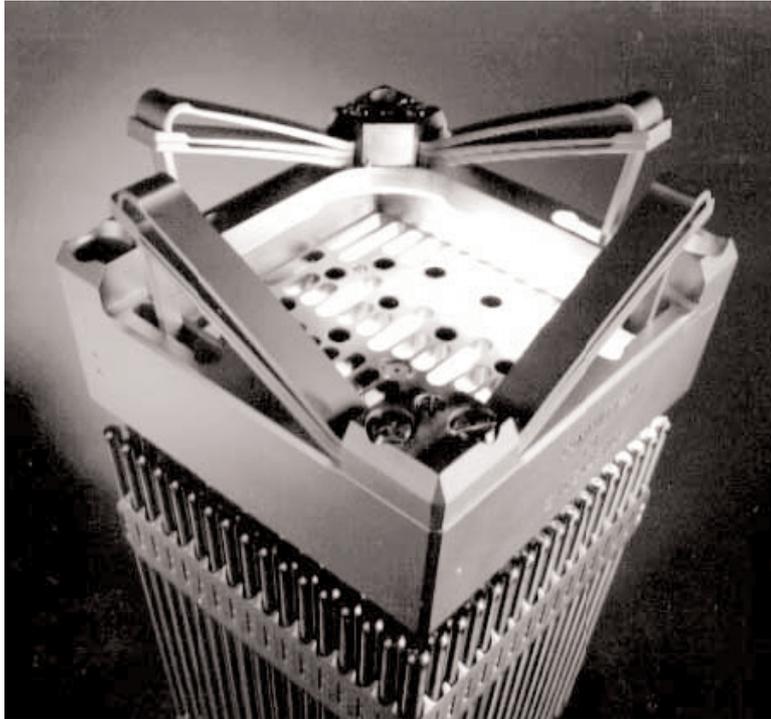


Figura 1.4 – Elemento Combustível

O núcleo do reator (Figura 1.5) é formado por um conjunto bem definido de elementos combustíveis; que juntos, definirão a potência térmica nominal do reator. Essa potência térmica gerada no núcleo, devido, em parte, à energia cinética dos produtos de fissão encontrados na reação nuclear, é transformada em energia elétrica com uma eficiência de aproximadamente 33%.

Um reator nuclear típico, teoricamente, pode operar, produzindo energia elétrica, durante um período de tempo bastante longo. Contudo, limites de projeto impostos devido ao alto poder de degradação agregado aos efeitos da radiação sobre os materiais que compõem o elemento combustível, limitam a exposição do arranjo à radiação; e, naturalmente, seu tempo de permanência no núcleo do reator. Esses limites são extremamente importantes, porque definem um limiar de operação para o material, permitindo que o projetista nuclear decida de

forma segura, o correto dimensionamento do desempenho do elemento combustível, dentro do planejamento estratégico definido pelo operador. Limites de exposição à radiação são geralmente impostos restringindo-se o nível de queima do elemento combustível. Por exemplo, para o núcleo analisado neste trabalho, dois limites de queima são especificados. O primeiro limite refere-se à queima máxima que o elemento combustível pode alcançar durante a operação do reator. Esse limite deve ser igual ou menor que 42000 MWD/MTU. O segundo limite refere-se à queima máxima que cada vareta de combustível pode alcançar; que deve ser igual ou menor que 50000 MWD/MTU. O limite de queima de 42000 MWD/MTU pode ser alcançado facilmente depois de alguns períodos de irradiação do elemento combustível no núcleo do reator.

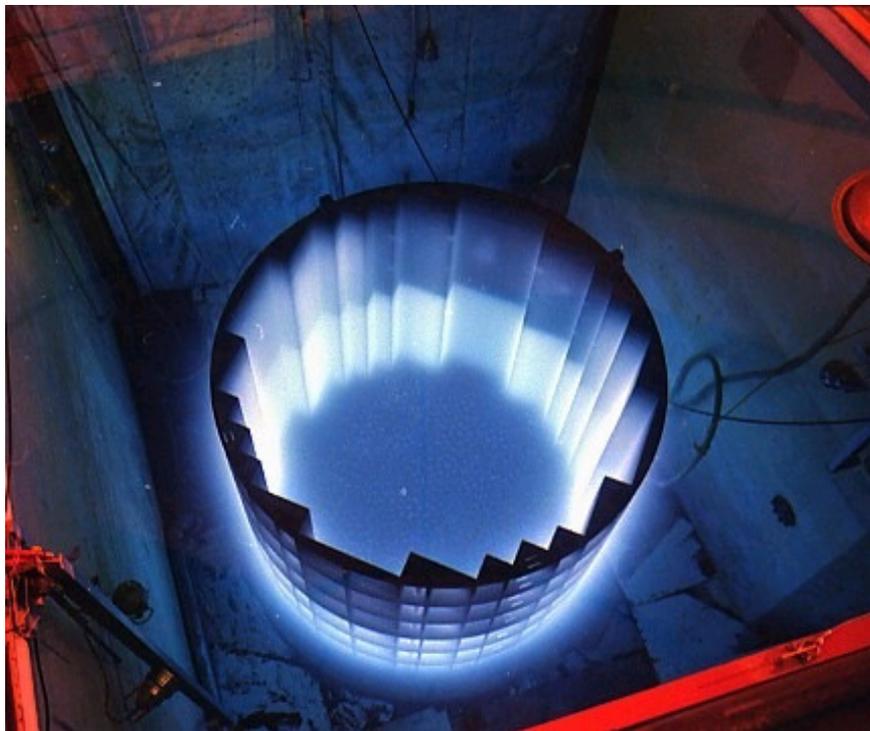


Figura 1.5 – Vaso do Reator.

Um reator de potência nuclear é projetado para operar durante aproximadamente um ano. Ao término desse período o nível de reatividade dos elementos combustíveis presentes no núcleo, reduzido durante os meses de operação da planta, impede a operação crítica do núcleo; que, nesse momento, precisa ser desligado para a recarga. Obviamente, o fenômeno descrito acima precisa ser previamente determinado, de forma que os responsáveis pela operação da planta possam planejar os períodos de recarga, bem como a forma de operar o núcleo do reator, atendendo as necessidades de geração da rede. O decréscimo da concentração crítica de boro com a queima do combustível é naturalmente o efeito físico mais observado durante o processo de otimização de recarga, uma vez que pode representar por quanto tempo um determinado esquema de carregamento permite uma operação em caráter estacionário do núcleo do reator. A representação gráfica desse fenômeno, dá origem a uma das curvas mais conhecidas da análise nuclear de um reator, a curva de boro crítico (Figura 1.6).

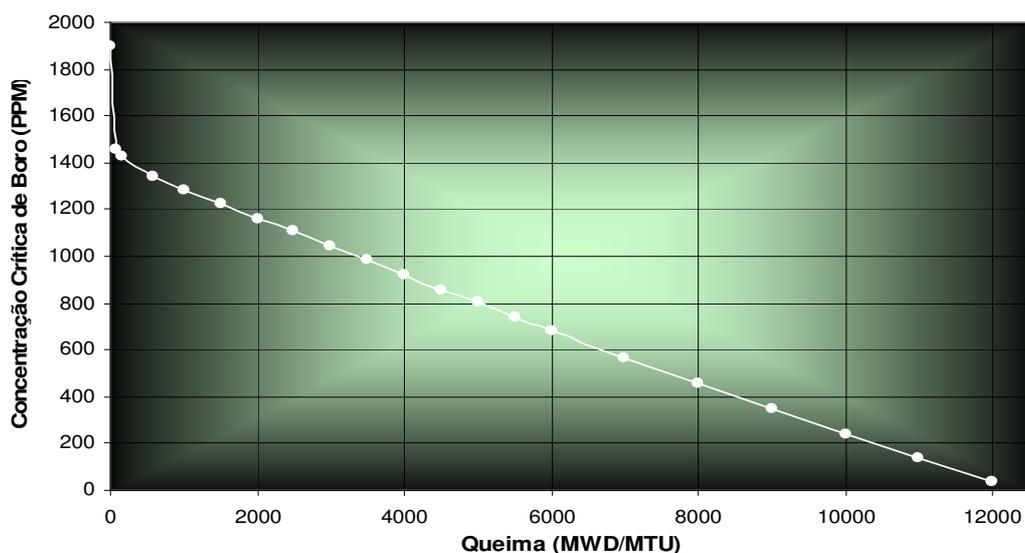


Figura 1.6 – Curva de Boro Crítico

O ácido bórico é dissolvido no circuito primário do reator, controlando a reatividade positiva do combustível nuclear. No início de qualquer ciclo de operação, a concentração de boro precisa ser elevada para compensar a alta reatividade do carregamento. É possível observar na Figura 1.6 um decréscimo significativo na concentração crítica de boro, devido à saturação de produtos de fissão importantes dentro do núcleo do reator durante a operação da usina. Após esse efeito é possível observar um comportamento aproximadamente linear na redução do boro no circuito primário do reator. Essa redução avança através do ciclo alcançando valores cada vez menores. Na prática, quando essa concentração chega a valores tão pequenos quanto 10 ppm, pode-se considerar o fim do ciclo de operação para o carregamento em análise. Nesse ponto é possível identificar a queima média máxima que o carregamento pode alcançar no final do ciclo. No caso específico da curva de boro crítico mostrada na Figura 1.6, podemos identificar uma queima aproximada de 12000 MWD/MTU para o carregamento, o que corresponde a aproximadamente 320 dias efetivos de plena potência de operação para o núcleo em questão.

Geralmente, é possível observar que cerca de um terço das posições do núcleo (Figura 1.7) é ocupado por elementos novos. O enriquecimento desses elementos é definido de forma que, junto com elementos já irradiados, o núcleo possa oferecer o desejado comprimento de ciclo. Num plano de recarga nuclear típico é possível observar um crescente aumento do enriquecimento dos elementos combustíveis novos carregados no núcleo. De forma geral esse enriquecimento começa em torno de 2.1 a 3.1 % e avança através de vários ciclos podendo chegar um valor máximo de 5.0 % (valor de enriquecimento máximo, licenciado para reatores comerciais de potência nuclear).

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	
A						C28	C16	C26						A
B				C31	C19	B12	B14	B17	C05	C35				B
C			C32	C17	A36	B22	A01	B19	A28	C25	C12			C
D		C08	C20	A10	B30	A08	B39	A03	B28	A30	C03	C04		D
E		C37	A26	B33	A35	B03	A14	B09	A29	B11	A09	C33		E
F	C29	B35	B18	A38	B10	A34	A06	A18	B37	A12	B01	B20	C06	F
G	C18	B32	A02	B23	A19	A37	A15	A11	A31	B24	A23	B29	C39	G
H	C07	B06	B08	A22	B36	A33	A25	A20	B21	A27	B02	B31	C30	H
I		C13	A13	B04	A40	B26	A24	B13	A41	B07	A05	C01		I
J		C34	C23	A07	B27	A17	B16	A04	B38	A21	C22	C38		J
K			C15	C10	A16	B40	A39	B25	A32	C24	C02			K
L				C40	C36	B15	B05	B34	C27	C09				L
M						C14	C11	C21						M
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	

Figura 1.7 – Arranjo Nuclear Típico (Angra 1).

A seleção criteriosa dos elementos combustíveis já irradiados presentes no inventário nuclear do operador; exige a atuação de profissionais altamente qualificados da indústria nuclear, capazes de avaliar não só a integridade física do combustível, observando possíveis danos na estrutura do material, oriundos de processos equivocados de manuseio, bem como avaliar características nucleares específicas na predição da reatividade de cada elemento. Obviamente, para desempenhar essas tarefas é necessário o emprego de um vasto recurso computacional, capaz de atender à diversificada demanda encontrada no planejamento da recarga nuclear. O uso de programas avançados de computador,

específicos para o setor, torna-se uma exigência primária para o bom desenvolvimento das atividades.

Danos físicos no elemento combustível podem ocorrer durante o transporte do material. Esses danos podem ocorrer em partes específicas do elemento, como: Bocais (superior e inferior), grades, aleta e varetas de combustível. Observe na Figura 1.8, os componentes e suas disposições no elemento combustível.

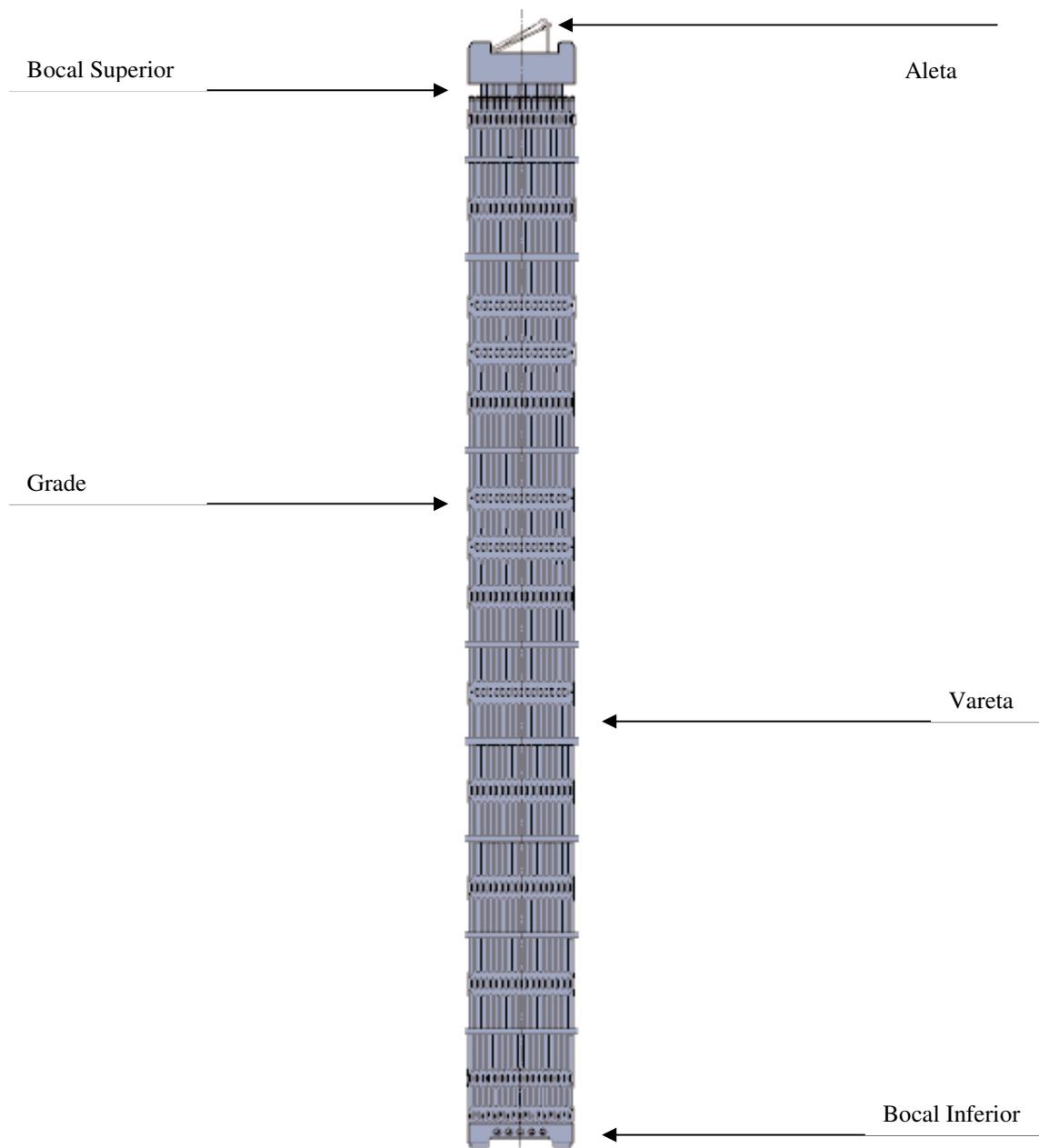


Figura 1.8 – Elemento Combustível.

A retirada de um elemento combustível do conjunto de otimização, devido a danos em sua estrutura material, impossibilita, por considerações de simetria, seus respectivos homólogos a voltarem para o núcleo do reator, o que significa cerca de quatro a oito elementos fora do esquema de otimização. Uma perda significativa em termos de recarga.

Depois de selecionar o conjunto de elementos irradiados que efetivamente podem ser recarregados no núcleo do reator para o próximo ciclo de operação, o projetista pode começar o processo de otimização, que consistirá basicamente em agrupar e organizar os elementos combustíveis e complementos – barras de veneno queimável, dentro do núcleo, de modo a oferecer as condições adequadas de operação que possibilitem alcançar as metas de produção energética estipuladas pelo operador do sistema. Por outro lado, limites de projeto previamente estabelecidos dentro das detalhadas análises de segurança nuclear, devem ser sempre observados, evitando violações das especificações técnicas da usina.

Obviamente, a verdadeira dimensão do problema de otimização de recarga não está explicitamente contabilizada no parágrafo anterior. O real problema combinatório encontrado na otimização de recarga excede a simples tarefa de executar movimentações de elementos no núcleo. Nos parágrafos que se seguem, explicitaremos o problema, mostrando a verdadeira magnitude do trabalho que devemos realizar nos capítulos que se seguem (FILHO e SANTOS, 1997).

Otimizar um núcleo de reator requer entre outras coisas resolver a Equação de Difusão de Nêutrons Multigrupo, uma aproximação da Equação de Transporte de Nêutrons, por todo o volume do núcleo, para que se possa conhecer as propriedades físicas de cada carregamento em questão. A discretização espacial da Equação de Difusão de Nêutrons, realizada no passado usando o método de

diferenças finitas, exige uma malha relativamente fina, capaz de contabilizar os efeitos de difusão dos nêutrons térmicos. Esse tipo de discretização, encontrada em códigos consagrados de depleção como os códigos CITATION (FOWLER e VONDY, 1971) e HARMONY (BREEN, et al, 1965), pode ao analisar um núcleo real de potência nuclear, consumir horas de processamento. Já que a solução numérica da equação, através dos milhões de pontos de malha, exige a solução numérica de um problema matricial inegavelmente fabuloso. Para reduzir a magnitude do problema, é possível tirar alguma vantagem da simetria de carregamento dos elementos no núcleo, e resolver a Equação de Difusão de Nêutrons somente dentro de um quarto do volume total do reator (Figura 1.9), ou em casos mais específicos de carregamento, usar a solução em um oitavo (Figura 1.10). Afortunadamente, métodos de discretização mais sofisticados, que permitem uma discretização com malha grossa, como o NEM (“*Nodal Expansion Method*”) (FINNEMANN, et al.,1977) ou CMFD (“*Coarse Mesh Finite Difference*”) (ARAGONES e AHNERT, 1986), foram amplamente desenvolvidos e, sistematicamente aplicados em códigos licenciados de análise de reatores. Contudo, embora a redução de tempo de processamento tenha sido significativa, com o uso dos métodos de malha grossa, ainda hoje, o grande número de combinações nucleares, facilmente encontradas nos processos de otimização, exige a aplicação de aproximações diversas na solução da Equação de Difusão de Nêutrons Multigrupo. Uma das aproximações mais clássicas usadas em códigos consagrados de otimização de recarga é a simples redução das dimensões do problema, partindo-se para uma solução bidimensional direta da Equação de Difusão de Nêutrons Multigrupo. Um tratamento axial pode ser aplicado nesses modelos (modelagem da fuga axial através de um buckling), produzindo bons resultados. Contudo, se grandes variações axiais

são encontradas no modelo tridimensional, os resultados bidimensionais podem não se mostrar tão satisfatórios, conduzindo à degradação dos resultados obtidos no processo de pesquisa dos carregamentos.

A15	A11	A31	B24	A23	B29	C39	G
A25	A20	B21	A27	B02	B31	C30	H
A24	B13	A41	B07	A05	C01		I
B16	A04	B38	A21	C22	C38		J
A39	B25	A32	C24	C02			K
B05	B34	C27	C09				L
C11	C21						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 1.9 – 1/4 de Núcleo

A15							G
A25	A20						H
A24	B13	A41					I
B16	A04	B38	A21				J
A39	B25	A32	C24	C02			K
B05	B34	C27	C09				L
C11	C21						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 1.10 – 1/8 de Núcleo

Durante o processo de otimização de recarga de um núcleo com simetria de carregamento de um oitavo (Figura 1.10), seria possível encontrar mais do que 10^{19} esquemas de carregamento diferentes para o núcleo do reator. Não é difícil mostrar que, ainda hoje, independentemente do simulador neutrônico disponível, a análise detalhada de cada uma das diversas combinações nucleares encontradas torna-se, obviamente, impraticável para os casos encontrados no processo de otimização de recarga prático.

Atualmente pode-se afirmar que o custo computacional requerido num processo de otimização de recarga depende direta; e, quase que exclusivamente, do simulador neutrônico (código de física de reatores) disponível. Em outras palavras, independente da metodologia aplicada na obtenção dos esquemas de carregamento, a saber: Algoritmo Genético, “Simulated Annealing”, Programação Linear, entre outros (KROPACZEK e TURINSKY, 1991); a busca por eficiência computacional significa essencialmente o desenvolvimento de simuladores neutrônicos cada vez mais velozes e precisos.

Gerar códigos neutrônicos cada vez mais eficientes, bem como metodologias aproximadas que possibilitem ampliar o espaço de pesquisa analisado durante os processos de otimização, significa, de forma geral, se aproximar cada vez mais das soluções-alvo requeridas nas funções-objetivo encontradas nos modelos de pesquisa corrente.

Neste trabalho, resgatamos metodologias que, de certa forma, com o uso de métodos de discretização em malha grossa, ficaram esquecidas nos trabalhos do passado. Mostramos que é razoavelmente adequado usar essas metodologias, incorporando correções inovadoras, aliadas ao bom senso prático encontrado nos projetos reais, para efetuar processos de otimização de recarga nuclear.

Nosso objetivo nesse trabalho, obviamente, não é criar uma metodologia definitiva para o problema de otimização de recarga, mas mostrar que é possível aperfeiçoar, a partir de metodologias clássicas da física de reatores, metodologias tais como a de um grupo modificado, viabilizando suas aplicações no cálculo da recarga nuclear.

Os resultados encontrados no Capítulo IV mostram as discrepâncias obtidas ao se aplicar a metodologia de um grupo modificado. Por outro lado, pode ser observado nesse mesmo capítulo, como uma correção efetuada sobre a fuga térmica, desprezada na metodologia clássica, pode corrigir os resultados de forma bastante satisfatória no modelo corrigido.

No Capítulo II, apresenta-se a discretização espacial da Equação de Difusão de Nêutrons Multigrupo, particularizada para os casos de um e dois grupos de energia. Comparações entre as duas metodologias são efetuadas, introduzindo, de certa forma a metodologia de um grupo modificado.

O Capítulo III apresenta o desenvolvimento do código de depleção confeccionado neste trabalho de pesquisa. Já no Capítulo V, apresentamos as discussões e conclusões.

Capítulo II

Metodologia de Pesquisa

2.1. Introdução

Uma das principais ferramentas utilizadas pelo projetista nuclear durante o processo de análise do núcleo do reator é a equação de difusão de nêutrons multigrupo. A equação de difusão de nêutrons multigrupo, expressão aproximada, baseada na equação de transporte de nêutrons, geralmente, usada na sua forma estacionária; para os casos mais práticos encontrados na análise de reatores, na aproximação de diferenças finitas, precisa ter sua variável espacial discretizada em pequenas malhas (nodos); onde, basicamente, parâmetros tais como fluxo e corrente de nêutrons são calculados de forma acurada, permitindo uma análise sistemática da distribuição de potência dentro do núcleo do reator.

Nesta tese estamos particularmente interessados na análise de reatores térmicos de grande porte, usados para a geração de potência nuclear. Dessa forma, a equação de dois grupos de energia, comumente encontrada em códigos licenciados de análise de reatores térmicos, torna-se o ponto de partida para o desenvolvimento da metodologia proposta neste trabalho de pesquisa. A equação de dois grupos é apresentada em detalhes; e aproximada, usando-se a metodologia clássica de um grupo modificado. Na seqüência, a correção do “buckling” efetivo é apresentada como uma proposta de correção do modelo clássico. A discretização da equação de um grupo modificado é também apresentada resumindo a metodologia do trabalho.

2.2. Equação de Dois Grupos de Energia.

Nesta seção apresentamos a equação de continuidade de nêutrons a dois grupos de energia (STAMM'LER e ABBATE, 1988), equações 2.2.1 e 2.2.2.

$$\sum_{u=x,y} \frac{\partial}{\partial u} J_{1u}(x, y) + [\Sigma_r(x, y) + \Sigma_{a1}(x, y)]\phi_1(x, y) = \frac{1}{k} [\nu\Sigma_{f1}(x, y)\phi_1(x, y) + \nu\Sigma_{f2}(x, y)\phi_2(x, y)] \quad (2.2.1)$$

$$\sum_{u=x,y} \frac{\partial}{\partial u} J_{2u}(x, y) + \Sigma_{a2}(x, y)\phi_2(x, y) = \Sigma_r(x, y)\phi_1(x, y), \quad (2.2.2)$$

com

$$J_{gu}(x, y) = -D_g(x, y) \frac{\partial}{\partial u} \phi_g(x, y), \quad (2.2.3)$$

e

$$J_{gu}(x, y) = J_{gu}^+(x, y) - J_{gu}^-(x, y), \quad (2.2.4)$$

A equação 2.2.3 representa a lei de Fick para a difusão de nêutrons (LAMARSH, 1966). A equação 2.2.4 decompõe as componentes parciais da corrente de nêutrons. O índice g, subscrito nas equações 2.2.3 e 2.2.4, representa o grupo de energia.

Verifica-se das equações (2.2.1) e (2.2.2), um acoplamento em grupo de energia. A equação de dois grupos de energia tem sido amplamente utilizada na análise de reatores nucleares térmicos, e nessa tese será considerada como o ponto de partida para o estudo do modelo de um grupo modificado, bem como sua forma corrigida proposta na seqüência.

Para ilustrar o domínio da discretização espacial das equações (2.2.1), (2.2.2), (2.2.3) e (2.2.4), mostramos um elemento combustível homogêneo, discretizado com uma malha 3x3, Figura 2.2.1.

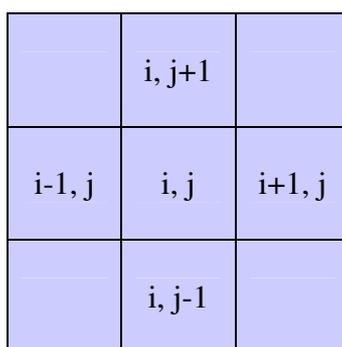


Figura 2.2.1 – Elemento Homogêneo.

Integrando e dividindo as equações (2.2.1), (2.2.2), (2.2.3) e (2.2.4) na área da malha (i, j) podemos chegar aos seguintes resultados

$$\sum_{u=x,y} (J_{1ur}^{i,j} - J_{1ul}^{i,j})/a_u^{i,j} + (\Sigma_r^{i,j} + \Sigma_{a1}^{i,j})\phi_1^{i,j} = \frac{1}{k} (v\Sigma_{f1}^{i,j}\phi_1^{i,j} + v\Sigma_{f2}^{i,j}\phi_2^{i,j}), \quad (2.2.5)$$

$$\sum_{u=x,y} (J_{2ur}^{i,j} - J_{2ul}^{i,j})/a_u^{i,j} + \Sigma_{a2}^{i,j}\phi_2^{i,j} = \Sigma_r^{i,j}\phi_1^{i,j}, \quad (2.2.6)$$

com,

$$J_{gus}^{i,j} \equiv -D_g^{i,j} \frac{d}{du} \psi_{gu}^{i,j}(u) \Big|_{u=u_s^{i,j}}, \quad (2.2.7)$$

e

$$J_{gus}^{i,j} \equiv J_{gus}^{+,i,j} - J_{gus}^{-,i,j}. \quad (2.2.8)$$

onde os parâmetros encontrado nas equações podem ser definidos como (STAMM'LER e ABBATE, 1988):

$$\phi_g^{i,j} \equiv \frac{1}{A_{i,j}} \int_{A_{i,j}} \phi_g(x, y) dA \quad (2.2.9)$$

$$J_{gus}^{i,j} \equiv \frac{1}{a_v^{i,j} a_w^{i,j}} \int_0^{a_v^{i,j}} \int_0^{a_w^{i,j}} J_{gu}(u_s^{i,j}, v, w) dv dw \quad (2.2.10)$$

$$\psi_{gu}^{i,j}(u) \equiv \frac{1}{a_v^{i,j} a_w^{i,j}} \int_0^{a_v^{i,j}} \int_0^{a_w^{i,j}} \phi_g(u, v, w) dv dw \quad (2.2.11)$$

e

$$\Sigma_{ga}^{i,j} \equiv \frac{1}{A_{i,j} \phi_g^{i,j}} \int_{A_{i,j}} \Sigma_{ga}(x,y) \phi_g(x,y) dA \quad (2.2.12)$$

$$\Sigma_r^{i,j} \equiv \frac{1}{A_{i,j}} \int_{A_{i,j}} \Sigma_r(x,y) dA \quad (2.2.13)$$

$$v\Sigma_{gf}^{i,j} \equiv \frac{1}{A_{i,j} \phi_g^{i,j}} \int_{A_{i,j}} v\Sigma_{gf}(x,y) \phi(x,y) dA \quad (2.2.14)$$

onde

$$D_g^{i,j} \equiv \frac{1}{3\Sigma_{trg}}, \quad (2.2.15)$$

$$\Sigma_{trg}^{i,j} \equiv \frac{1}{A_{i,j}} \int_{A_{i,j}} \Sigma_{trg}(x,y) dA \quad (2.2.16)$$

onde $A_{i,j}$ e $a_u^{i,j}$ são, respectivamente, a área e a dimensão da malha.

2.3. Equação de Um Grupo Modificado

A equação de um grupo modificado pode ser deduzida diretamente da equação de dois grupos, desprezando-se o termo de fuga térmico na equação 2.2.6, como se segue (DUDERSTADT e HAMILTON, 1976):

$$\sum_{u=x,y} (J_{1ur}^{i,j} - J_{1ul}^{i,j}) / a_u^{i,j} + (\Sigma_r^{i,j} + \Sigma_{a1}^{i,j}) \phi_1^{i,j} = \frac{1}{k} \left(\nu \Sigma_{f1}^{i,j} + \frac{\nu \Sigma_{f2}^{i,j} \Sigma_r^{i,j}}{\Sigma_{a2}^{i,j}} \right) \phi_1^{i,j}. \quad (2.3.1)$$

com a seguinte equação para o fluxo térmico:

$$\phi_2^{i,j} = \frac{\Sigma_r^{i,j}}{\Sigma_{a2}^{i,j}} \phi_1^{i,j}. \quad (2.3.2)$$

A equação 2.3.1, para o modelo de um grupo modificado, pode ser corrigida usando-se a seguinte expressão para a fuga térmica:

$$B_{i,j}^2 \equiv \frac{\Sigma_r^{i,j} \left(\frac{\phi_1^{i,j}}{\phi_2^{i,j}} \right) - \Sigma_{a2}^{i,j}}{D_2^{i,j}}, \quad (2.3.3)$$

Aqui definimos um buckling efetivo para cada nodo. Logo a equação 2.3.1 toma a seguinte forma:

$$\sum_{u=x,y} (J_{lur}^{i,j} - J_{lul}^{i,j}) / a_u^{i,j} + (\Sigma_r^{i,j} + \Sigma_{a1}^{i,j}) \phi_1^{i,j} = \frac{1}{k} \left(\nu \Sigma_{f1}^{i,j} + \frac{\nu \Sigma_{f2}^{i,j} \Sigma_r^{i,j}}{B_{i,j}^2 D_2^{i,j} + \Sigma_{a2}^{i,j}} \right) \phi_1^{i,j}, \quad (2.3.4)$$

onde

$$\phi_2^{i,j} \equiv \frac{\Sigma_r^{i,j}}{B_{i,j}^2 D_2^{i,j} + \Sigma_{a2}^{i,j}} \phi_1^{i,j} \quad (2.3.5)$$

é o fluxo térmico corrigido.

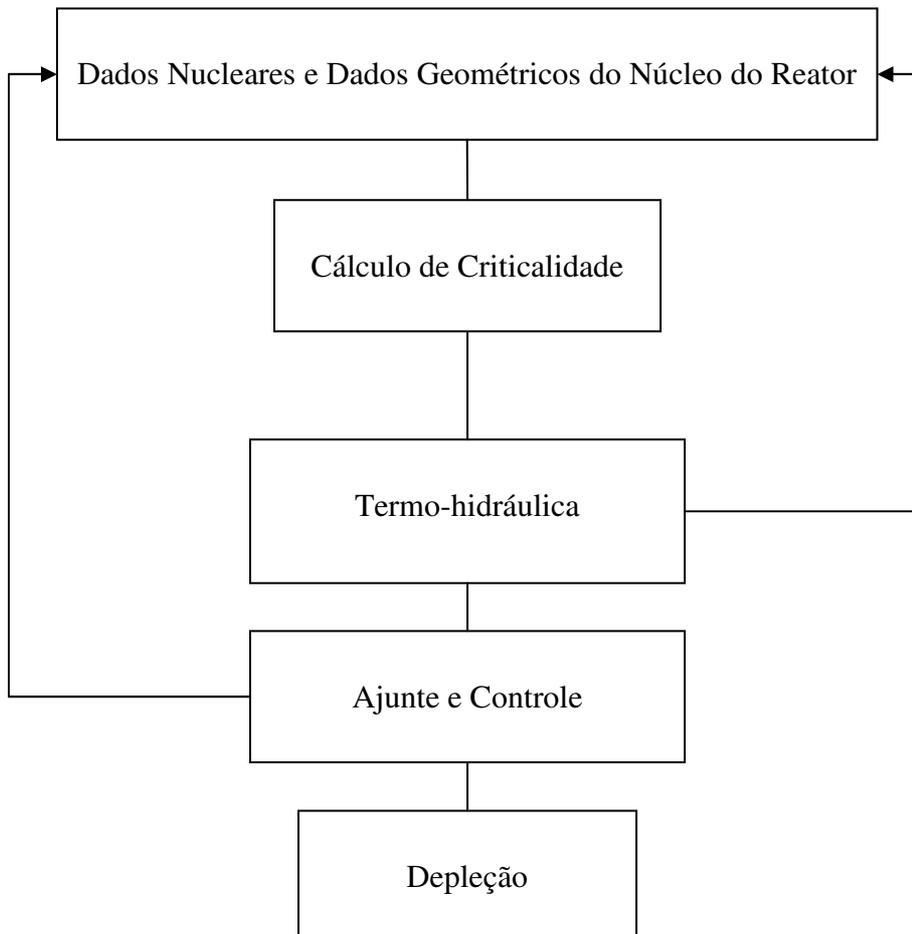


Figura 2.2 – Fluxo de Cálculo para a Modelagem.

Para obter a razão encontrada na equação 2.3.3 usamos o fluxo de cálculo ilustrado na Figura 2.2.

Os módulos definidos na Figura 2.2 serão detalhados no próximo capítulo. Agora, para ilustrar o cálculo da razão encontrada na equação 2.3.3 só precisamos compreender o fluxo de cálculo entre os módulos.

Para calcular a razão de fluxo encontrada na equação 2.3.3 executamos o cálculo dos dados nucleares, e o correspondente cálculo de criticalidade. Depois de ter executado esse cálculo, podemos obter o fluxo térmico e rápido, e a razão da equação 2.3.3. Esse cálculo preliminar, com dois grupos de energia, precisa ser executado somente para 0 MWD/MTU de queima do núcleo. Todos os cálculos subsequentes podem ser executados com o modelo de um grupo modificado (2.3.1) ou com o modelo corrigido (2.3.4).

Como podemos observar da equação (2.3.3) o “Buckling” efetivo é calculado para cada nodo do núcleo do reator, contabilizando a fuga térmica de nêutrons da área do nodo. Observe que os dados nucleares apresentados na equação (2.3.3) podem ser obtidos com certa facilidade. Mas, o fluxo térmico e rápido por nodo, obviamente, só podem ser obtidos depois do cálculo de criticalidade propriamente dito. Para obter a razão encontrada na equação (2.3.3) tentamos inicialmente fazer uso de aproximações comumente usadas na física de reatores encontradas na literatura clássica. O “buckling” geométrico, por exemplo, foi utilizado para contabilizar de forma generalizada a fuga global de nêutrons do reator. Contudo, pouco sucesso foi obtido dessa metodologia, uma vez que, apenas correções discretas na concentração crítica boro foram efetivamente observadas. Nenhuma correção foi notada na distribuição de densidade potência do núcleo do reator. O “buckling” material foi também testado sem sucesso. O fracasso na tentativa de representar o comportamento global da fuga de

nêutrons do reator nos conduziu a tentativa de representações locais dessa grandeza, o que proporcionou melhores resultados para a metodologia. Da equação (2.3.3) podemos observar que a fuga térmica do nodo i,j é uma função direta da razão dos fluxos rápido e térmico. Nesta tese propomos calcular essa razão dentro do primeiro cálculo de criticalidade no cálculo de depleção. Usamos a metodologia clássica de dois grupos de energia para o primeiro intervalo de queima, e subseqüentes cálculos de criticalidade podem ser realizados usando as equações (2.3.3) e (2.3.4). De forma geral, um núcleo precisa ser consumido em diversos intervalos de queima. Por exemplo, para o núcleo analisado nesta tese, acima de vinte intervalos de queima são necessários para “queimar” o núcleo através do ciclo.

2.4. Método de Diferenças Finitas

Para aproximar o termo de fuga na equação de um grupo modificado (Equação 2.4.1), usamos a aproximação de diferenças finitas (Equações 2.4.2 e 2.4.3) da seguinte forma:

$$\sum_{u=x,y} (J_{1ur}^{i,j} - J_{1ul}^{i,j}) / a_u^{i,j} + (\Sigma_r^{i,j} + \Sigma_{a1}^{i,j}) \phi_1^{i,j} = \frac{1}{k} \left(\nu \Sigma_{f1}^{i,j} + \frac{\nu \Sigma_{f2}^{i,j} \Sigma_r^{i,j}}{\Sigma_{a2}^{i,j}} \right) \phi_1^{i,j}. \quad (2.4.1)$$

$$J_{1xr}^{i,j} \cong -\frac{2D_1^{i,j}}{a_x^i} (\psi_{1xr}^{i,j} - \phi_1^{i,j}) \quad (2.4.2)$$

$$J_{1xl}^{i+1,j} \cong -\frac{2D_1^{i+1,j}}{a_x^{i+1}}(\phi_1^{i+1,j} - \psi_{1xl}^{i+1,j}), \quad (2.4.3)$$

Usando as condições de continuidade de fluxo (Equação 2.4.4) e corrente de nêutrons (Equação 2.4.5),

$$\psi_{1xl}^{i+1,j} = \psi_{1xr}^{i,j} \quad (2.4.4)$$

$$J_{1xl}^{i+1,j} = J_{1xr}^{i,j}, \quad (2.4.5)$$

podemos deduzir a expressão para a interface entre as malhas, usando as equações (2.4.2) e (2.4.3), da seguinte forma:

$$(a_x^i D_1^{i+1,j} + a_x^{i+1} D_1^{i,j}) \psi_{1xr}^{i,j} \cong a_x^i D_1^{i+1,j} \phi_1^{i+1,j} + a_x^{i+1} D_1^{i,j} \phi_1^{i,j}, \quad (2.4.6)$$

$$\psi_{1xr}^{i,j} \cong \frac{a_x^i D_1^{i+1,j} \phi_1^{i+1,j} + a_x^{i+1} D_1^{i,j} \phi_1^{i,j}}{a_x^i D_1^{i+1,j} + a_x^{i+1} D_1^{i,j}} \quad (2.4.7)$$

Agora, substituindo (2.4.7) em (2.4.2), vem

$$J_{1xr}^{i,j} - \frac{2D_1^{i,j}}{a_x^i} \frac{a_x^i D_1^{i+1,j} \phi_1^{i+1,j} + a_x^{i+1} D_1^{i,j} \phi_1^{i,j} - (a_x^i D_1^{i+1,j} + a_x^{i+1} D_1^{i,j}) \phi_1^{i,j}}{a_x^i D_1^{i+1,j} + a_x^{i+1} D_1^{i,j}} \quad (2.4.8)$$

chegando a seguinte condição para a interface da malha:

$$J_{1xr}^{i,j} \cong \frac{2D_1^{i,j}D_1^{i+1,j}}{a_x^i D_1^{i+1,j} + a_x^{i+1} D_1^{i,j}} (\phi_1^{i,j} - \phi_1^{i+1,j}) \quad (2.4.9)$$

De forma análoga pode-se chegar à expressão para a direção y, da seguinte maneira:

$$J_{1yr}^{i,j} \cong \frac{2D_1^{i,j}D_1^{i,j+1}}{a_y^j D_1^{i,j+1} + a_y^{j+1} D_1^{i,j}} (\phi_1^{i,j} - \phi_1^{i,j+1}) \quad (2.4.10)$$

Além disso, usando (2.4.9) e (2.4.10), tem-se que

$$J_{1xl}^{i,j} = J_{1xr}^{i-1,j} \cong \frac{2D_1^{i,j}D_1^{i-1,j}}{a_x^{i-1} D_1^{i,j} + a_x^i D_1^{i-1,j}} (\phi_1^{i-1,j} - \phi_1^{i,j}) \quad (2.4.11)$$

e

$$J_{1yl}^{i,j} = J_{1yr}^{i,j-1} \cong \frac{2D_1^{i,j}D_1^{i,j-1}}{a_y^{j-1} D_1^{i,j} + a_y^j D_1^{i,j-1}} (\phi_1^{i,j-1} - \phi_1^{i,j}) \quad (2.4.12)$$

para a face oposta da malha.

2.5. Condição de Contorno de Fluxo Nulo.

Para a condição de contorno de fluxo nulo; encontrada, muitas vezes, na periferia do núcleo, tem-se que:

$$\psi_{1xr}^{i,j} = 0 \Rightarrow J_{1xr}^{i,j} \cong \frac{2D_1^{i,j}}{a_x^i} \phi_1^{i,j} \quad (2.5.1)$$

$$\psi_{1yr}^{i,j} = 0 \Rightarrow J_{1yr}^{i,j} \cong \frac{2D_1^{i,j}}{a_y^j} \phi_1^{i,j} \quad (2.5.2)$$

e, para a face oposta,

$$\psi_{1xl}^{i,j} = 0 \Rightarrow J_{1xl}^{i,j} \cong -\frac{2D_1^{i,j}}{a_x^i} \phi_1^{i,j} \quad (2.5.3)$$

$$\psi_{1yl}^{i,j} = 0 \Rightarrow J_{1yl}^{i,j} \cong -\frac{2D_1^{i,j}}{a_y^j} \phi_1^{i,j} \quad (2.5.4)$$

A condição de contorno de fluxo nulo é usada geralmente na interface entre os nodos do refletor e a periferia.

2.6. Condição de Contorno de Corrente de Entrada Nula.

Para a condição de contorno de corrente de entrada nula, também usada na periferia do núcleo, segue que

$$J_{1xr}^{-i,j} = 0, \quad (2.6.1)$$

Logo

$$J_{1xr}^{i,j} = J_{1xr}^{+i,j} - J_{1xr}^{-i,j} = J_{1xr}^{+i,j}, \quad (2.6.2)$$

$$\psi_{1xr}^{i,j} = 2(J_{1xr}^{+i,j} + J_{1xr}^{-i,j}) = J_{1xr}^{+i,j}. \quad (2.6.3)$$

Combinando (2.6.2) e (2.6.3), vem

$$\psi_{1xr}^{i,j} = 2J_{1xr}^{i,j}, \quad (2.6.4)$$

Substituindo (2.6.4) em (2.4.2), vem que

$$J_{1xr}^{i,j} \cong -\frac{2D_1^{i,j}}{a_x^i} (2J_{1xr}^{i,j} - \phi_1^{i,j}) \Rightarrow, \quad (2.6.5)$$

$$\left(1 + \frac{4D_1^{i,j}}{a_x^i}\right) J_{1xr}^{i,j} \cong \frac{2D_1^{i,j}}{a_x^i} \phi_1^{i,j} \Rightarrow, \quad (2.6.6)$$

$$J_{1xr}^{i,j} \cong \frac{2D_1^{i,j}/a_x^i}{1 + 4D_1^{i,j}/a_x^i} \phi_1^{i,j}, \quad (2.6.7)$$

Analogamente, tem-se que

$$J_{1yr}^{i,j} \cong \frac{2D_1^{i,j}/a_y^j}{1 + 4D_1^{i,j}/a_y^j} \phi_1^{i,j}, \quad (2.6.8)$$

Ou, então,

$$J_{1xl}^{+,j} = 0, \quad (2.6.9)$$

Que implica em

$$J_{1xl}^{i,j} = J_{1xl}^{+,j} - J_{1xl}^{-i,j} = -J_{1xl}^{-i,j}, \quad (2.6.10)$$

$$\psi_{1xl}^{i,j} = 2(J_{1xl}^{+,j} + J_{1xl}^{-i,j}) = 2J_{1xl}^{-i,j}, \quad (2.6.11)$$

Combinando (2.6.10) e (2.6.11), tem-se que

$$\psi_{1xl}^{i,j} = -2J_{1xl}^{i,j}, \quad (2.6.12)$$

Que substituindo em

$$J_{1xl}^{i,j} \cong -\frac{2D_1^{i,j}}{a_x^i} (\phi_1^{i,j} - \psi_{1xl}^{i,j}) \Rightarrow, \quad (2.6.13)$$

$$\left(1 + \frac{4D_1^{i,j}}{a_x^i}\right) J_{1xl}^{i,j} \cong -\frac{2D_1^{i,j}}{a_x^i} \phi_1^{i,j} \Rightarrow, \quad (2.6.14)$$

produz,

$$J_{1xl}^{i,j} \cong -\frac{2D_1^{i,j}/a_x^i}{1 + 4D_1^{i,j}/a_x^i} \phi_1^{i,j}, \quad (2.6.15)$$

$$J_{1yr}^{i,j} \cong -\frac{2D_1^{i,j}/a_y^j}{1 + 4D_1^{i,j}/a_y^j} \phi_1^{i,j}, \quad (2.6.16)$$

2.7. Condições de Contorno de Albedo

O problema de solução da equação de difusão de nêutrons multigrupo bidimensional pode ser sensivelmente reduzido com o uso de condições adequadas de contorno. Dentre as muitas possibilidades existentes na literatura, podemos destacar a condição de contorno de Albedo. A condição de contorno de Albedo, usada para substituir o cálculo neutrônico explícito na região do refletor, representa, essencialmente, a parcela de nêutrons que retorna do refletor, $J_{1xr}^{-i,j}$, gerada a partir de nêutrons do núcleo, $J_{1xr}^{+i,j}$. Da seguinte forma (STAMM'LER e ABBATE, 1988):

$$J_{1xr}^{-i,j} = \alpha J_{1xr}^{+i,j}, \quad (2.7.1)$$

Onde α tem um valor constante, calculado a partir dos dados de seção de choque encontrados no refletor.

A condição de contorno de Albedo, geralmente expressa em função das correntes parciais, pode também ser escrita a partir do fluxo e corrente líquida de nêutrons usando-se as seguintes relações (GLASSTONE e EDLUND, 1952):

$$J_{1xr}^{-i,j} = \frac{\psi_{1xr}^{i,j}}{4} - \frac{J_{1xr}^{i,j}}{2} \quad (2.7.2)$$

$$J_{1xr}^{+i,j} = \frac{\psi_{1xr}^{i,j}}{4} + \frac{J_{1xr}^{i,j}}{2} \quad (2.7.3)$$

produzindo,

$$J_{1xr}^{i,j} = -\frac{1}{2} \left(\frac{1-\alpha}{1+\alpha} \right) \psi_{1xr}^{i,j}, \quad (2.7.4)$$

com,

$$\psi_{1xr}^{i,j} \cong \frac{a_x^i D_1^{i+1,j} \phi_1^{i+1,j} + a_x^{i+1} D_1^{i,j} \phi_1^{i,j}}{a_x^i D_1^{i+1,j} + a_x^{i+1} D_1^{i,j}} \quad (2.7.5)$$

onde a constante α pode ser calculada da seguinte forma:

$$\alpha = \frac{1 - 2D_1^{i+1,j}/L_1^{i+1,j}}{1 + 2D_1^{i+1,j}/L_1^{i+1,j}}; \quad (2.7.6)$$

onde

$$L_1^{i+1,j} = \sqrt{\frac{D_1^{i+1,j}}{\Sigma_{a1}^{i+1,j}}}; \quad (2.7.7)$$

é o comprimento de difusão dos nêutrons rápidos.

A malha (i+1, j) está obviamente na região do refletor, fora do núcleo ativo do núcleo do reator.

A dedução completa das expressões acima, bem como a expressão para o fluxo no refletor, pode ser encontrada em (STAMM'LER e ABBATE, 1988).

Depois de discretizar a equação de difusão de nêutrons; e inserir, para cada condição de contorno particular, os correspondentes termos de fuga, pode-se encontrar um sistema matricial pentadiagonal que pode ser resolvido facilmente num computador digital moderno. Para resolver esse sistema matricial de forma iterativa, sugerimos a referência clássica de NAKAMURA (1977), onde os modelos mais clássicos são apresentados de forma bastante satisfatória. Obviamente que a solução numérica desse sistema pode ser simplificada tomando-se uma das diversas possibilidades que o problema nos oferece. Uma dessas possibilidades foi exaustivamente explorada nesta tese: a redução parcial do número de grupos de energia envolvidos na solução multigrupo.

Capítulo III

Código de Depleção

3.1 Introdução

Neste capítulo apresentamos as características mais importantes encontradas no código desenvolvido neste trabalho de tese: o código de depleção bidimensional D2D. O código de depleção D2D contém todas as maiores propriedades encontradas em códigos de depleção licenciados usados na análise de reatores térmicos contemporâneos tipo PWR (“Pressurized Water Reactor”). D2D (Depleção 2D) trata-se de um código de depleção bidimensional específico para usinas nucleares com dois circuitos de refrigeração, uma vez que, os dados nucleares contidos na biblioteca do código, correspondem a uma usina dessa natureza. O código D2D está fundamentado na metodologia multigrupo convencional, encontrada em literaturas clássicas da análise de reatores. Basicamente, resolve a equação de dois grupos de energia de forma iterativa, encontrando o fluxo neutrônico e as taxas de reação em cada ponto de interesse dentro do núcleo do reator. D2D é capaz de calcular de forma acurada propriedades nucleares comumente avaliadas nos projetos de recarga. D2D foi desenvolvido basicamente para reproduzir resultados de códigos licenciados já usados na análise de usinas nucleares de dois “loops”. D2D teve seus resultados comparados e validados com o código de depleção ANC (“Advanced Nodal Code”) da Westinghouse Electric Company (LIU et. al., 1985), tornando-se o código de referência utilizado neste trabalho de tese. Seu

desenvolvimento possibilitou a comparação direta entre as metodologias abordadas nesta tese, uma vez que, foi alterado para representar a metodologia de um grupo modificado e suas correspondentes correções, que se fizeram necessárias durante o trabalho desenvolvido.

3.2 Códigos de Depleção

Os códigos de depleção são usados durante o projeto nuclear para avaliar de forma detalhada o comportamento neutrônico do combustível dentro núcleo do reator. Os códigos de depleção são responsáveis por grande parte do tempo consumido durante o projeto de recarga nuclear. Dentro desses códigos é possível encontrar vários modelos clássicos da análise de reatores. Esses modelos podem ser divididos em grandes módulos, que desempenham funções específicas durante o processo de análise do núcleo do reator. Dentre os mais comuns, podem-se destacar os seguintes: módulo de criticalidade (onde efetivamente os cálculos neutrônicos são processados), módulo de termo-hidráulica, módulo de ajuste e controle e módulo de depleção. Neste capítulo mostraremos de forma resumida esses módulos, que fazem parte do código de depleção D2D usado neste trabalho de tese. Os módulos acima são apresentados de forma resumida nas seções seguintes; contudo, referências clássicas são apresentadas durante a exposição de cada módulo visando o detalhamento da metodologia.

3.2.1 Módulo de Criticalidade

O módulo de criticalidade consiste basicamente na solução da equação de difusão de nêutrons multigrupo de forma iterativa através do núcleo ativo do reator. Esse módulo precisa ser alimentado com os correspondentes dados nucleares do modelo. Seções de choque macroscópicas e microscópicas representando cada material presente no núcleo do reator, e seus componentes. D2D contém uma biblioteca de dados nucleares específicos para a usina que foi projetado. Os dados de seção de choque estão dispostos em forma de tabelas, onde podem ser encontrados, em função da queima média da região considerada. Esses dados podem ser obtidos para todos os níveis de queima previstos para o elemento combustível durante seu período de operação no núcleo do reator. A biblioteca disponível do código D2D contém dados de 0 MWD/MTU até 52000 MWD/MTU de queima. Obviamente, a tabela contida no código D2D, bem como em códigos de depleção licenciados, não pode contemplar a grande distribuição de queima encontrada nos nodos presentes na modelagem de um código de criticalidade. Dessa forma, faz-se necessário a interpolação desses dados na queima específica de cada nodo dentro do núcleo do reator. A fraca dependência das seções de choque com a queima do combustível (Figura 3.2.1.1) nos permite usar modelos de interpolação essencialmente elementares nos códigos de criticalidade (KAPLAN, 1963). D2D, por exemplo, contém um modelo de interpolação quadrática na queima do nodo (Equação 3.2.1.1) que se mostra visivelmente eficiente para os casos mais práticos encontrados na análise de reatores.

$$\Sigma_{xg}(Q) = a + bQ + cQ^2 \quad (3.2.1.1)$$

É possível encontrar em um código de depleção comercial, variados modelos de interpolação. A variação dos diversos dados nucleares com a queima requer um estudo rigoroso dos variados modelos de interpolação, para que se possa representar de forma adequada os diversos parâmetros encontrados nas tabelas de dados nucleares encontradas em códigos de depleção contemporâneos. D2D possui três modelos básicos de interpolação, a saber: linear, quadrático e cúbico. Observe a Figura 3.2.1.1, embora um modelo linear possa ser usado para representar dados nucleares importantes em algumas faixas de queima, o modelo quadrático pode se tornar mais acurado para os variados intervalos de queima de interesse.

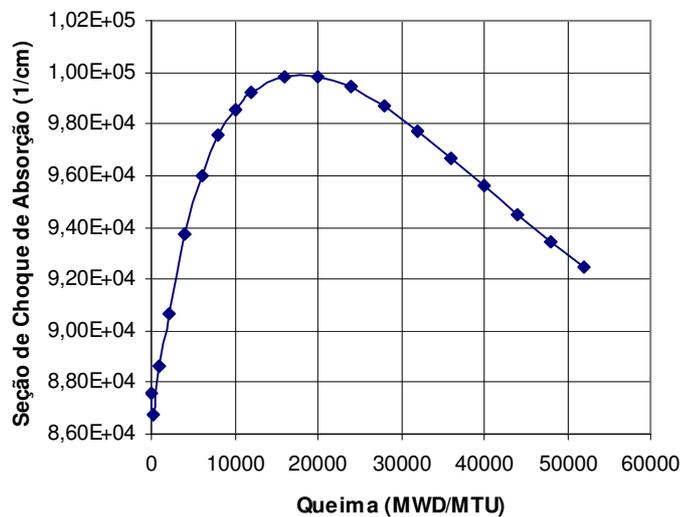


Figura 3.2.1.1 – Seção de Choque Macroscópica (Mistura).

D2D contém apenas um modelo de interpolação baseado na queima média do nodo para a queima do combustível. Códigos licenciados costumam ter modelos mais robustos de interpolação, baseados nas queimas médias do nodo, faces e cantos. Isto demonstra a magnitude do problema nesse ponto, uma vez que, para problemas bidimensionais, como o proposto nesta tese, seriam necessários nove processos de interpolação nodal para produzir os resultados desejados na modelagem. Detalhamento que pode onerar de alguma forma, os cálculos menos sofisticados requeridos durante o processo de otimização de recarga nuclear.

Depois de ser alimentado, convenientemente, com as seções de choque nucleares interpoladas na queima de cada nodo (malha); o módulo de criticalidade precisa determinar o nível de criticalidade do núcleo do reator, para que o módulo de ajuste e controle possa definir, de acordo com as condições de operação presente no núcleo, de que maneira deve atuar para levar o sistema a um estado de criticalidade, capaz de manter um processo de reação em cadeia estável.

3.2.2 Módulo de Ajuste e Controle

O módulo de ajuste e controle é responsável por efetuar correções nas seções de choque para contabilizar mudanças na reatividade no sistema devido a diversos efeitos de realimentação do combustível, presente durante o processo de operação do núcleo do reator.

Seções de choque são freqüentemente calculadas em condições de operação específicas do reator. D2D contém dados de seção de choque calculados para a

condição de plena potência de operação. Dessa forma, para essas condições é possível encontrar temperaturas específicas do combustível e moderador para as quais as seções de choque foram efetivamente calculadas. Na distribuição de temperatura comumente encontrada para cada nodo (malha) do modelo de criticalidade, raramente podemos encontrar condições exatamente iguais as simuladas durante o processo de geração das seções de choque. Dessa forma, precisamos contar mais uma vez com métodos de interpolação de dados para obter os parâmetros nucleares que representem de forma conveniente as diversas condições de operação encontradas em cada nodo particular da modelagem no núcleo.

A distribuição de temperatura é obtida a partir do módulo de termo-hidráulica; que acoplado com o módulo de ajuste e controle é capaz de efetuar todas as correções nas seções de choque devido à variada distribuição de temperatura no núcleo.

Depois de efetuada as devidas correções nos parâmetros nucleares do núcleo do reator, o módulo de ajuste e controle precisa definir de que forma efetivamente poderá ajustar os dados do carregamento para produzir a requerida condição de criticalidade. Naturalmente, isso pode ser realizado variando-se a concentração de ácido bórico no circuito primário do reator. A equação 3.2.2.1 mostra como essa concentração crítica de boro é obtida.

$$ppm^{i+1} = \frac{(1 - k^{i-1})ppm^i - (1 - k^i)ppm^{i-1}}{k^i - k^{i-1}} \quad i = 1, 2, 3, \dots, I \quad (3.2.2.1)$$

Onde ppm e k representam a concentração de boro e o fator de multiplicação da i-ésima iteração, respectivamente.

3.2.3 Módulo de Termo-hidráulica

No código D2D o módulo de termo-hidráulica inicia com o cálculo da distribuição de densidade de potência nuclear, com a seguinte equação:

$$q^{i,j} = \omega \Sigma_{f1}^{i,j} \phi_1^{i,j} + \omega \Sigma_{f2}^{i,j} \phi_2^{i,j} \quad (3.2.3.1)$$

onde $q^{i,j}$ é a densidade de potência nuclear do nodo (malha) i,j . O termo $\omega \Sigma_{fg}^{i,j} \phi^{i,j}$ na equação (3.2.3.1) representa a densidade de potência térmica gerada no grupo por centímetro quadrado dentro do nodo i,j

Depois de ter calculado a densidade de potência para cada nodo dentro do núcleo do reator, podemos calcular o acréscimo médio de entalpia do fluido refrigerante na altura do núcleo. O acréscimo de entalpia pode ser calculado da seguinte forma (TODREAS e KASIMI, 1990):

$$h_{saída}^{i,j} = h_{entrada}^{i,j} + \delta h_{núcleo} q^{i,j} \quad (3.2.3.2)$$

Onde $\delta h_{núcleo}$ representa o acréscimo de entalpia total pré-calculado, através do qual é possível computar o efetivo acréscimo de entalpia para o nodo local.

Depois de se obter a entalpia de cada nodo no núcleo precisamos interpolar os valores correspondentes de densidade e temperatura do moderador, Equação 3.2.3.3 e 3.2.3.4, diretamente de tabelas de vapor tais como a Tabela ASME. D2D contém tabelas de vapor armazenadas em sua estrutura de código. Os modelos de

interpolação encontrados dentro do módulo de termo-hidráulica do código D2D são usualmente encontrados em códigos de depleção licenciados. Para interpolar os dados de temperatura e densidade do moderador D2D usa o processo de interpolação cúbica e quadrática, respectivamente.

$$t^{i,j}(h_{i,j}) = a + bh_{i,j} + ch_{i,j}^2 + dh_{i,j}^3 \quad (3.2.3.3)$$

$$\rho^{i,j}(h_{i,j}) = a + bh_{i,j} + ch_{i,j}^2 \quad (3.2.3.4)$$

Os coeficientes encontrados nas equações 3.2.3.3 e 3.2.3.4 podem ser obtidos diretamente das tabelas de vapor, nos intervalos de temperatura de operação do núcleo do reator.

As tabelas de vapor presentes no código D2D contêm mais de 300 pontos de temperatura e densidade. Os valores correspondem a uma pressão de operação de 2250 psia. Nenhuma perda de pressão é considerada no modelo de termo-hidráulica do código D2D. O regime de escoamento monofásico foi o único tipo de regime de escoamento utilizado no código, modelos de escoamento bifásicos foram simplesmente descartados, devido a sua não aplicabilidade neste trabalho. Consideramos que o reator esteja operando em condições restritamente nominais.

Depois de ter calculado a temperatura do moderador de cada nodo do núcleo precisamos avaliar a temperatura do combustível para efetuar os devidos efeitos de realimentação nos dados nucleares. A temperatura do combustível no código D2D é avaliada da seguinte forma:

$$T^{i,j} = t^{i,j} + q^{i,j} \sum_{n=1}^4 C_n \quad (3.2.3.5)$$

As constantes C_n dependem somente de dados geométricos e parâmetros de condutividade do combustível (TODREAS e KASIMI, 1990).

Depois de ter calculado a temperatura e densidade do moderador é possível efetuar os devidos efeitos de realimentação, corrigindo as seções de choque para as condições de operação do núcleo. Os efeitos de realimentação nas densidades da água e boro tomam a seguinte forma:

$$\Delta N^{água} = 0,03343(\rho - \rho_{ref.}) \quad (3.2.3.6)$$

$$\Delta N^{boro} = 0,03343(\rho \cdot ppm \cdot 3,3 \times 10^{-7}) \quad (3.2.3.7)$$

$$\Sigma_{ag} = \Sigma_{ag\ ref.} + \Delta N^{água} \sigma_g + \Delta N^{Boro} \sigma_g \quad (3.2.3.8)$$

Da equação 3.2.3.6 observamos que a correção na densidade atômica do moderador reflete na verdade um desvio do valor de referência na densidade física do refrigerante. Na equação 3.2.3.7 a densidade atômica do boro é corrigida em função da densidade física do moderador, e da concentração de boro em parte por milhão (PPM). O fator de conversão na equação 3.2.3.7 converte PPM em gramas de boro. A equação 3.2.3.8 reflete a correção nas seções de choque macroscópicas de absorção do grupo

térmico e rápido. A correção é efetuada multiplicando-se os resultados das equações 3.2.3.6 e 3.2.3.7 pelas respectivas seções de choque microscópicas de absorção da água e boro, corrigindo as seções de choque macroscópicas de absorção de cada grupo de energia.

A última correção efetuada no modulo de termo-hidráulica refere-se à mudança de temperatura do combustível. A equação 3.2.3.9 mostra como a temperatura do combustível pode ser usada para corrigir a seção de choque de absorção do grupo rápido, de um valor de referência.

$$\Sigma_{a1} = \Sigma_{a1ref.} + a_1(\sqrt{T} - \sqrt{T_{ref.}}) + a_2(T - T_{ref.}) \quad (3.2.3.9)$$

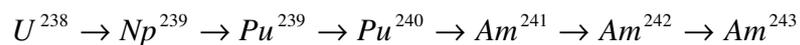
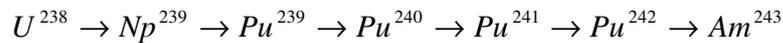
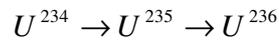
Onde T e T_{ref} representam a temperatura atual e de referência do combustível. As constantes a₁ e a₂ são calculadas a partir de dados nucleares presentes na tabela de dados do código D2D.

Mais uma vez os dados nucleares de referência precisam ser modificados para contabilizar os efeitos locais da distribuição de potência.

O acoplamento entre os módulos de criticalidade, termo-hidráulica e ajuste e controle pode ser considerado como o ponto mais fundamental da análise de grandes reatores de potência nuclear. É esse acoplamento iterativo e dinâmico que verdadeiramente é capaz de fornecer as mais importantes informações ao projetista nuclear durante o processo de recarga. Cada intervalo de queima considerado durante a depleção do núcleo do reator precisa passar por esse processo, que envolve naturalmente esses três importantes módulos.

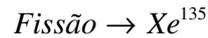
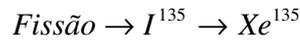
3.2.4 Módulo de depleção

Finalmente, o módulo de depleção é responsável pela modelagem efetiva da queima do combustível. É o módulo onde todas as concentrações isotópicas são calculadas. D2D contém cadeias específicas de depleção, que também podem ser encontradas em códigos clássicos de criticalidade. Os principais actínídeos contabilizados no código D2D estão relacionados abaixo. O efeito desses actínídeos sobre a queima do combustível está contabilizado nas seções de choque macroscópicas presentes na biblioteca de dados nucleares do código D2D. Observe abaixo a linearização de algumas cadeias contabilizadas nos dados nucleares.



Os principais produtos de fissão considerados durante os cálculos de depleção existentes no código D2D são: Iodo, Xenônio, Promécio e Samário. A concentração desses núclídeos é calculada através de suas equações clássicas encontradas nas literaturas (STAMM'LER e ABBATE, 1988).. No código D2D o Iodo e o Xenônio são calculados junto a sua condição de equilíbrio. Já as concentrações isotópicas do Promécio e do Samário são calculadas diretamente das suas respectivas

equações de depleção variando com o tempo, dentro do núcleo. Abaixo apresentamos as cadeias linearizadas do Xenônio e Samário.



O processo de cálculo das concentrações isotópicas se inicia basicamente no módulo de criticalidade, que fornece a distribuição de potência relativa para cada nodo do núcleo do reator. Essa distribuição de potência é usada para calcular os devidos acréscimos de entalpia, ocorridos nos elementos combustíveis, que dão origem a distribuição de densidade e temperatura do moderador no núcleo. Com a distribuição de temperatura do moderador, é possível reconstruir o perfil de temperatura do combustível, efetuando os devidos efeitos de realimentação nos dados nucleares do reator. Iterações entre os módulos de ajuste e controle e criticalidade são necessárias para calcular a concentração crítica de boro do sistema. Depois de obter a requerida condição de criticalidade o código de depleção precisa queimar o combustível e recalcular, para essa nova condição, os ajustes necessários para obter, mais uma vez, a requerida condição de criticalidade. O código precisa trabalhar dessa forma até que a reatividade do combustível no núcleo não permita mais, fisicamente, uma condição de operação em estado estacionário.

Capítulo IV

Resultados

4.1. Introdução

Para avaliar a metodologia proposta neste trabalho, aplicamos os modelos desenvolvidos no Capítulo II e III a um reator típico PWR (“Pressurized Water Reactor”). O modelo escolhido foi o núcleo de um reator com 121 elementos combustíveis (Angra 1), padrão “Westinghouse”. Esse reator foi projetado para produzir cerca de 1876 MWt (Megawatts térmicos) quando operando a plena potência. Sua pressão de operação é de 2250 psia. Essa alta pressão permite que o núcleo possa operar com uma temperatura média elevada, cerca de 306,9 graus Celsius. A eficiência da planta pode chegar a aproximadamente 35%, o que permite que a usina libere até 657 MWe (Megawatts elétricos) na rede.

Neste capítulo analisamos cinco esquemas de carregamento para o núcleo de Angra 1. Dois esquemas de carregamento teóricos e três esquemas de carregamento reais. Na seção 4.2 analisamos de forma detalhada os dois carregamentos teóricos. Dados nucleares e parâmetros de multigrupo podem ser encontrados ao longo dessa seção possibilitando a reprodução dos resultados apresentados nas suas diversas subseções. Na seção 4.3 analisamos os carregamentos dos Ciclos 9, 14 e 14A de Angra 1. Devido a grande quantidade de dados nucleares requeridos para a análise dos ciclos, nenhum dado nuclear foi apresentado neste trabalho. Para contornar esse problema, dados como enriquecimento e queima dos ECs foram apresentados com detalhes possibilitando a parcial reprodução dos resultados observados.

4.2. Carregamentos Teóricos.

Nesta seção modelamos dois carregamentos teóricos para o núcleo do reator de Angra 1. Ambos os modelos visam a reprodução dos resultados mostrados neste trabalho. Os modelos foram escolhidos devido ao reduzido número de dados necessários para sua análise. A Tabela 4.2.1 mostra os parâmetros de multigrupo necessários para reproduzir os modelos. Três regiões são mostradas na Tabela 4.2.1, a saber: regiões A, B e C. A região A, de enriquecimento 2,1, é usada no primeiro carregamento analisado, carregamento homogêneo. Já as regiões B e C, juntamente com a região A, compõem a configuração do segundo núcleo teórico avaliado, carregamento heterogêneo.

Tabela 4.2.1 – Parâmetros de Multigrupo.

<i>Parâmetro</i>	<i>Região A</i>	<i>Região B</i>	<i>Região C</i>
D_1	1,383416E+06	1,380645E+06	1,378924E+06
Σ_{a1}	8,842068E+03	9,148129E+03	9,450995E+03
Σ_r	1,601296E+04	1,552507E+04	1,511003E+04
$\nu\Sigma_{f1}$	5,444992E+03	6,122790E+03	6,769973E+03
$\kappa\Sigma_{f1}$	4.301641E-01	4.860508E-01	5.394408E-01
D_2	3,809016E+05	3,837430E+05	3,860875E+05
Σ_{a2}	6,433041E+04	7,363981E+04	8,249211E+04
$\nu\Sigma_{f2}$	1,003206E+05	1,203997E+05	1,394531E+05
$\kappa\Sigma_{f2}$	8.292278E+00	9.957737E+00	1.153916E+01
$\sigma_{a1}^{Água}$	1.254671E-02	1.236259E-02	1.220746E-02
$\sigma_{tr1}^{Água}$	8.932779E+00	8.880794E+00	8.838023E+00
$\sigma_{a2}^{Água}$	3.636741E-01	3.584457E-01	3.538098E-01
$\sigma_{tr2}^{Água}$	5.161164E+01	5.094759E+01	5.036304E+01
σ_{a1}^{Boro}	4.890219E+01	4.762513E+01	4.654383E+01
σ_{a2}^{Boro}	2.097012E+03	2.066866E+03	2.040136E+03

4.2.1. Carregamento Homogêneo

Nesta simulação o núcleo de Angra 1 encontra-se crítico, com todas as barras de controle retiradas. O núcleo está a plena potência, livre de Xenônio e Samário. Um carregamento homogêneo, de enriquecimento 2,1, foi distribuído pelo núcleo produzindo o nosso primeiro modelo teórico. O núcleo foi simulado em duas dimensões, com uma malha de 12x12; ou seja, cada elemento combustível foi dividido em pequenos quadrados idênticos de dimensão aproximadamente igual a 1,66 cm. Essa malha fez-se necessária devido ao diminuto comprimento de difusão dos nêutrons térmicos do enriquecimento usado, cerca de 2,126 cm para uma queima de 52000 MWD/MTU. Dessa forma, para garantir a aproximação de diferenças finitas usada na discretização da equação de continuidade de nêutrons do Capítulo II, precisamos deixar a malha menor do que 2,126 cm. Observando as dimensões do elemento combustível (19,9108652 cm) seria suficiente usar uma malha de 10x10 para satisfazer esse critério. Contudo, para uniformizar a malha dos núcleos analisados neste trabalho, preferimos usar uma malha limite de 12x12 para satisfazer a todos os modelos observados nesse capítulo.

Na Figura 4.2.1.1 mostramos a distribuição de potência por elemento combustível da configuração homogênea, calculada através da metodologia de dois grupos de energia. Como esperado, a potência nuclear tem seu valor máximo, ou valor de pico, junto ao centro do núcleo do reator. Na Figura 4.2.1.2 mostramos a distribuição de potência em três dimensões. O mesmo perfil observado na Figura 4.2.1.2 pode ser visto em figuras semelhantes descrevendo o fluxo térmico e rápido. Observa-se da literatura que o perfil observado na Figura 4.2.1.2 é característico de sistemas homogêneos como o modelo adotado nesta seção.

2,103	2,037	1,819	1,490	1,140	0,723	0,308	G
2,037	1,968	1,739	1,435	1,081	0,646	0,226	H
1,819	1,739	1,537	1,273	0,916	0,462		I
1,490	1,435	1,273	1,009	0,652	0,263		J
1,140	1,081	0,916	0,652	0,308			K
0,723	0,646	0,462	0,263				L
0,308	0,226						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.2.1.1 – Distribuição de Potência Média.

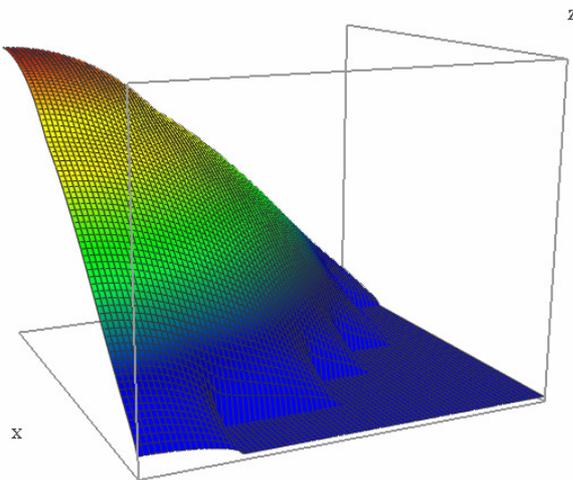


Figura 4.2.1.2 – Distribuição de Potência.

Na Figura 4.2.1.3 mostramos o desvio encontrado na distribuição de potência quando usamos a metodologia de um grupo modificado clássica.

Os desvios percentuais encontrados na Figura 4.2.1.3 foram calculados da seguinte forma: $[(1-1/2G-2G)/2G]*100$, onde 2G refere-se ao cálculo de dois grupos (Figura 4.2.1.1), e 1-1/2G refere-se ao cálculo de um grupo modificado. Todos os valores máximos foram encontrados em elementos combustíveis carregados na periferia do núcleo do reator.

-2,3	-2,5	-3,1	-1,6	-0,3	2,2	10,4	G
-2,5	-2,7	-3,0	-1,4	0,0	2,9	15,9	H
-3,1	-3,0	-2,0	-0,9	0,7	7,8		I
-1,6	-1,4	-0,9	0,2	2,8	14,4		J
-0,3	0,0	0,7	2,8	13,0			K
2,2	2,9	7,8	14,4				L
10,4	15,9						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.2.1.3 – Desvio Percentual da Potência Média.

A Figura 4.2.1.4 mostra de forma gráfica a fuga de nêutrons térmicos do núcleo do reator. O gráfico foi gerado a partir da equação para o buckling efetivo, Capítulo II.

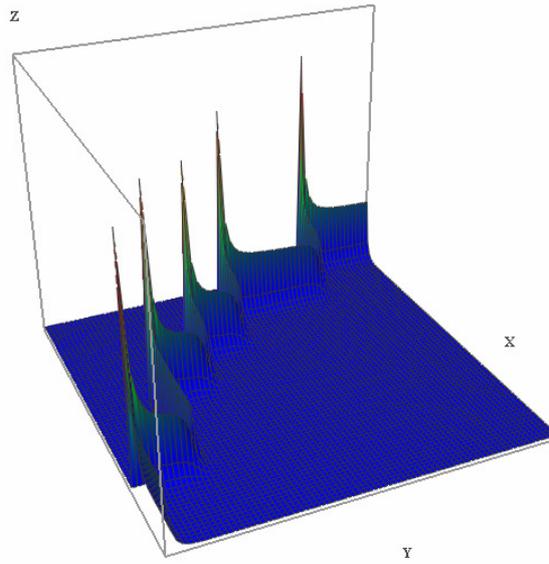


Figura 4.2.1.4 – Fuga Térmica do Núcleo.

0,036	0,037	0,037	0,037	0,037	0,038	1,503	G
0,037	0,037	0,037	0,037	0,037	0,116	3,248	H
0,037	0,037	0,037	0,037	0,037	1,392		I
0,037	0,037	0,037	0,037	0,114	3,147		J
0,037	0,037	0,037	0,114	3,001			K
0,038	0,116	1,392	3,147				L
1,503	3,248						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.2.1.5 – Fuga média por EC ($\times 10^{-2}$).

Pode-se observar das Figuras 4.2.1.4 e 4.2.1.5 que a fuga térmica tem seu valor máximo junto a periferia do núcleo. De forma geral, o buckling efetivo médio do elemento combustível (EC) tem um valor constante longe da periferia.

-0,5	-0,6	-1,2	-0,5	0,4	1,4	2,3	G
-0,6	-0,8	-1,3	-0,3	0,6	1,2	2,2	H
-1,2	-1,3	-0,7	0,1	0,8	1,5		I
-0,5	-0,3	0,1	0,6	1,1	1,9		J
0,4	0,6	0,8	1,1	1,6			K
1,4	1,2	1,5	1,9				L
2,3	2,2						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.2.1.6 – Desvio Percentual da Potência Média.

Usando a metodologia do buckling efetivo proposta nessa tese, podemos contabilizar a fuga térmica, anteriormente desprezada no modelo clássico de um grupo modificado (Figura 4.2.1.6).

O modelo teórico homogêneo apresentado nesta subseção nos ajuda a compreender melhor o comportamento da fuga de neutros térmicos de sistemas complexos como um grande reator de potência; e, obviamente, sua influência na aproximação de um grupo modificado. Na próxima subseção, faremos a mesma análise para um sistema mais real, um sistema heterogêneo.

4.2.2. Carregamento Heterogêneo

O segundo teste consiste na avaliação do comportamento da metodologia ao simular o núcleo de Angra 1 com uma distribuição heterogênea de enriquecimento. Na simulação, o núcleo de Angra 1 encontra-se crítico, com todas as barras de controle retiradas. O núcleo está a plena potência, livre de Xenônio e Samário. O esquema de carregamento utilizado para realizar este teste foi um padrão de carregamento clássico conhecido como “out-in”. Neste padrão de carregamento os elementos combustíveis mais reativos são carregados na periferia do núcleo. A Figura 4.2.2.1 representa um quarto de núcleo do reator.

A	A	A	B	A	B	C	G
A	A	B	A	B	B	C	H
A	B	A	B	A	C		I
B	A	B	A	C	C		J
A	B	A	C	C			K
B	B	C	C				L
C	C						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.2.2.1 – Esquema de Carregamento.

Tabela 4.2.2.1 – Enriquecimento.

Identificação da Região	A	B	C
Enriquecimento	2,1	2,6	3,1

Os enriquecimentos utilizados para realizar este teste obedecem também a um padrão clássico de enriquecimento para núcleos novos. A Tabela 4.2.2.1 mostra o enriquecimento para cada região do núcleo. Os dados nucleares necessário para a reprodução do modelo podem ser encontrados na Tabela 4.2.1.

A Figura 4.2.2.2 mostra a distribuição de potência nuclear para o esquema heterogêneo.

1,302	1,323	1,346	1,433	1,108	0,937	0,527	G
1,323	1,341	1,501	1,256	1,200	0,846	0,390	H
1,346	1,501	1,299	1,319	0,962	0,693		I
1,433	1,256	1,319	1,031	0,935	0,435		J
1,108	1,200	0,962	0,935	0,502			K
0,937	0,846	0,693	0,435				L
0,527	0,390						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.2.2.2 – Distribuição de Potência Média.

A Figura 4.2.2.3 apresenta a distribuição de potência da Figura 4.2.2.2 de uma forma gráfica.

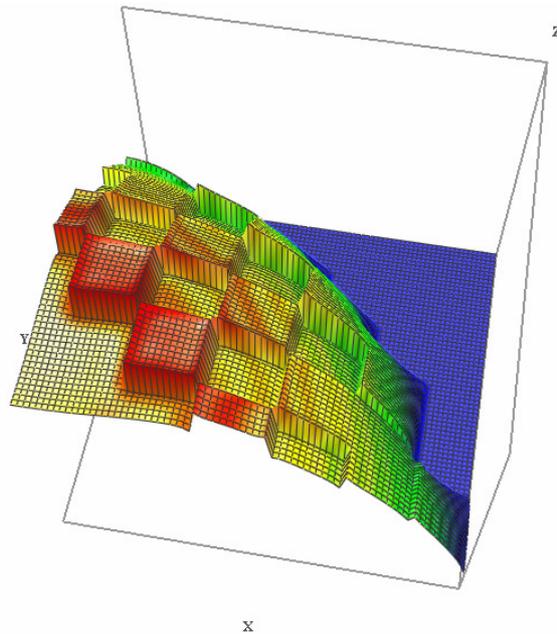


Figura 4.2.2.3 – Distribuição de Potência.

Observe que no esquema de carregamento heterogêneo a interação entre os elementos combustíveis com enriquecimento diferenciado, produz uma distribuição de potência não uniforme por todo o núcleo do reator. Diferente daquela encontrada no esquema de carregamento homogêneo (Figura 4.2.1.1). A distribuição de potência encontrada na figura 4.2.2.3 não pode ser obtida de forma analítica, mesmo para as geometrias mais simples.

As figuras 4.2.2.4 e 4.2.2.5, a seguir, mostram a complicada forma dos fluxos térmicos e rápidos para o sistema heterogêneo acima.

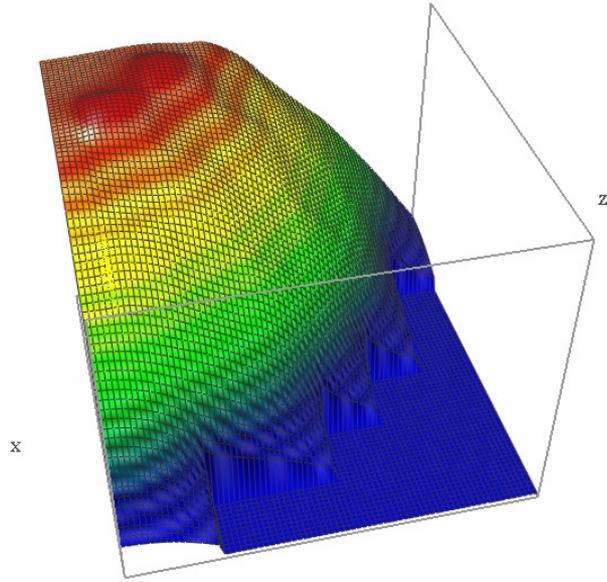


Figura 4.2.2.4 – Fluxo Rápido.

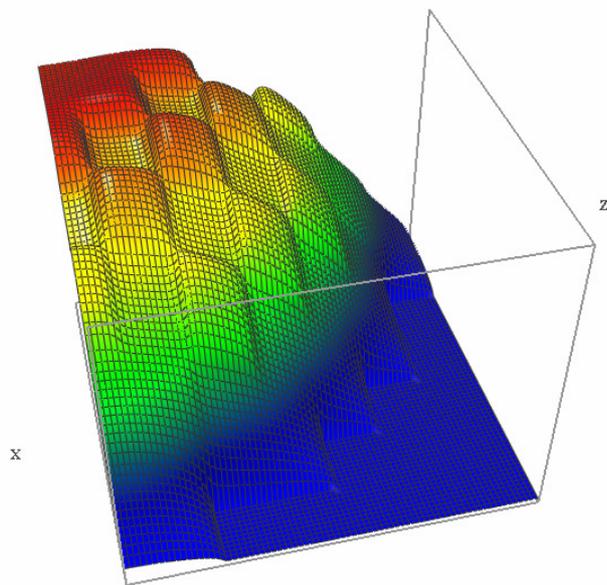


Figura 4.2.2.5 – Fluxo Térmico.

Outra vez, a fuga de nêutrons térmicos do núcleo do reator pode ser calculada através da expressão do buckling efetivo, produzindo os valores presentes na Figura 4.2.2.6.:

0,000	0,024	0,407	-,498	0,562	0,037	1,455	G
0,024	0,272	-,511	0,543	-,356	0,346	3,112	H
0,407	-,511	0,543	-,488	0,778	1,067		I
-,498	0,548	-,488	0,772	-,417	3,219		J
0,562	-,356	0,778	-,417	3,113			K
0,037	0,346	1,067	3,219				L
1,455	3,112						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.2.2.6 – Fuga média por EC ($\times 10^{-2}$).

Como no esquema homogêneo, a fuga de nêutrons térmicos é mais elevada junto à periferia do núcleo. Por outro lado, observe a diferença no buckling efetivo para os elementos combustíveis carregados próximo ao centro do núcleo do reator; o buckling efetivo não toma um valor constante, como no esquema de carregamento homogêneo. Na verdade, a interação entre os elementos combustíveis com enriquecimento distintos produz uma oscilação no buckling efetivo tornando-o positivo e negativo em vários pontos do núcleo do reator. A Figura 4.2.2.7 mostra o comportamento da fuga térmica.

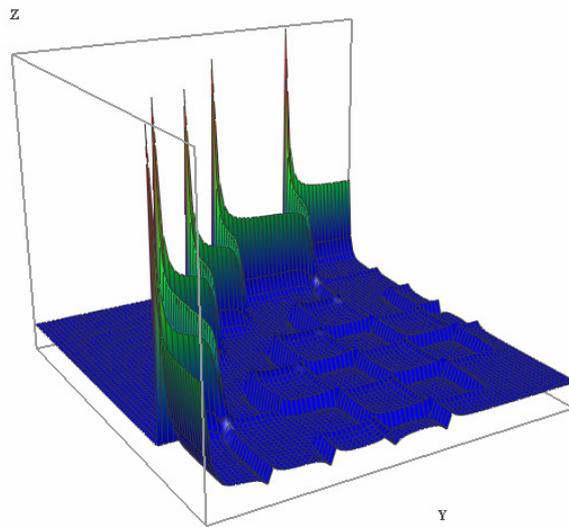


Figura 4.2.2.7 – Fuga Térmica do Núcleo.

Observe que a fuga térmica, como no caso homogêneo, apresenta grandes picos junto a periferia do núcleo. Por outro lado, a interação dos elementos combustíveis se torna evidente com a Figura 4.2.2.7. Note que a interação entre os elementos combustíveis produz pequenos picos de fuga na região de periferia dos elementos combustíveis.

Para observar esse efeito de fuga junto à periferia dos elementos combustíveis; resolvemos, de forma particular, o mesmo problema apresentado nas figuras anteriores, com uma malha de 16x16; ou seja, estamos observando a fuga de nêutrons térmicos na região da célula, região do combustível homogeneizado. .

As Figuras 4.2.2.8 e 4.2.2.9 mostram essa interação entre os elementos combustíveis de forma bem clara. As duas figuras representam a mesma função, vista de dois ângulos diferentes.

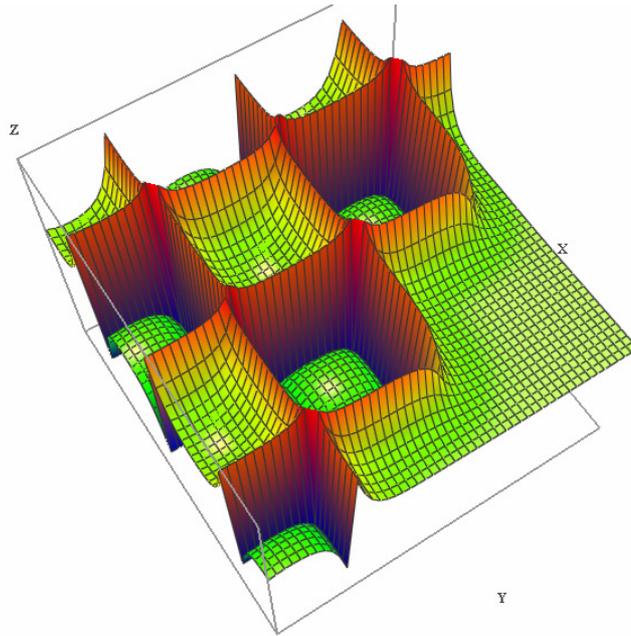


Figura 4.2.2.8 – Fuga Térmica (Malha 16x16).

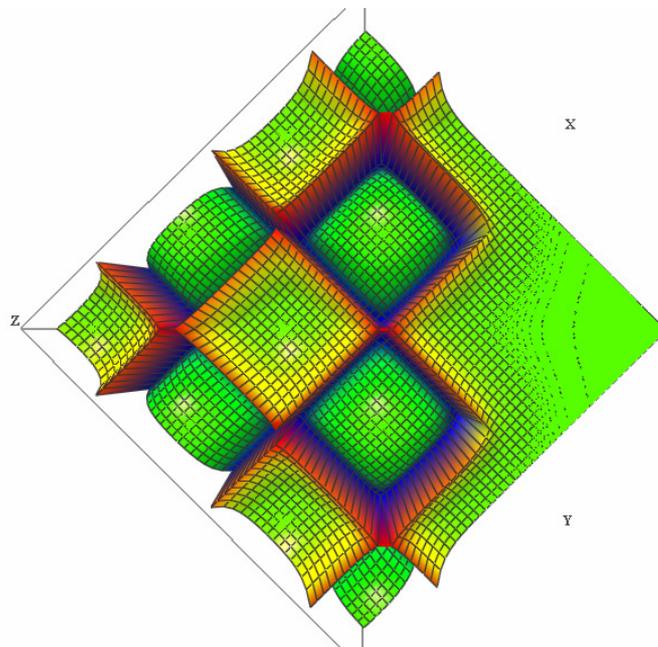


Figura 4.2.2.9 – Fuga Térmica (Malha 16x16).

Não contabilizar o efeito da fuga térmica no modelo de um grupo modificado produz os seguintes resultados:

-9,8	-8,7	-5,3	-5,9	1,4	4,2	13,5	G
-8,7	-7,0	-7,8	-1,7	-1,5	5,9	17,9	H
-5,3	-7,8	-2,8	-3,9	4,1	7,9		I
-5,9	-1,7	-3,9	3,0	2,5	16,3		J
1,4	-1,5	4,1	2,5	14,5			K
4,2	5,9	7,9	16,3				L
13,5	17,9						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.2.2.10 – Desvio Percentual da Potência Média.

A Figura 4.2.2.10 é a comparação entre o cálculo de dois grupos de energia e o modelo de um grupo modificado.

Os desvios percentuais encontrados na Figura 4.2.2.10 foram calculados da seguinte forma: $[(1-1/2G-2G)/2G]*100$, onde 2G refere-se ao cálculo de dois grupos (Figura 4.2.2.2), e 1-1/2G refere-se ao cálculo de um grupo modificado. Todos os valores máximos foram encontrados em elementos combustíveis carregados na periferia do núcleo do reator.

A Figura 4.2.2.11 mostra a redução nos desvios da potência quando usamos o modelo do buckling efetivo para corrigir o modelo clássico de um grupo modificado.

Os desvios percentuais encontrados na Figura 4.2.2.11 foram calculados da seguinte forma: $[(1-1/2G+B-2G)/2G]*100$, onde 2G refere-se ao cálculo de dois grupos (Figura 4.2.2.2), e 1-1/2G+B refere-se ao cálculo de um grupo modificado com correção de buckling.

-4,5	-3,8	-2,5	-1,2	0,3	2,0	3,6	G
-3,8	-3,2	-2,1	-1,0	0,5	2,1	3,6	H
-2,5	-2,1	-1,4	-0,2	1,0	2,7		I
-1,2	-1,0	-0,2	0,8	2,4	3,2		J
0,3	0,5	1,0	2,4	3,0			K
2,0	2,1	2,7	3,2				L
3,6	3,6						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.2.2.11 – Desvio Percentual da Potência Média.

Os modelos teóricos analisados até agora nos ajudaram a compreender melhor o modelo clássico de um grupo modificado, bem como o modelo proposto neste trabalho de pesquisa. Contudo, até agora, só observamos o comportamento de parâmetros locais, tais como distribuição de potência nuclear dentro do núcleo do reator.

É necessário, no entanto, nesse momento, observarmos outro importante parâmetro comumente avaliado nos projetos de recarga do núcleo: a concentração crítica de boro no circuito primário do reator.

4.2.3. Concentração Crítica de Boro.

Para os dois modelos teóricos apresentados acima mostramos duas tabelas onde a concentração crítica de boro é mostrada.

Tabela 4.2.3.1 – Núcleo com Enriquecimento Homogêneo.

<i>Boro Crítico</i>	<i>2G</i>	<i>1-1/2 G</i>	<i>1-1/2 G+B</i>
IDC,TBR e QPP	1496	1517	1496
IDC,TBR e QPZ	1626	1644	1626

Tabela 4.2.3.2 – Núcleo com Enriquecimento Heterogêneo.

<i>Boro Crítico</i>	<i>2G</i>	<i>1-1/2 G</i>	<i>1-1/2 G+B</i>
IDC,TBR e QPP	1896	1917	1896
IDC,TBR e QPZ	2035	2055	2035

Onde IDC, TBR e QPP (ou QPZ) refere-se as condições de operação do núcleo durante a simulação. A condição IDC, TBR e QPP (ou QPZ) refere-se a Início De Ciclo, Todas as Barras Retiradas e Quente Potência Plena (ou Quente Potência Zero).

4.3. Avaliação da Metodologia

Nesta seção avaliamos a metodologia de um grupo modificado clássica, e a metodologia corrigida. Analisamos três esquemas de carregamento distintos para o núcleo de Angra 1. O primeiro carregamento é um padrão intermediário “Out-in / Low-leakage (Baixa-fuga)”, usado no Ciclo 9 de Angra 1. O segundo representa um padrão parcial baixa-fuga, onde os elementos irradiados são colocados junto à periferia do núcleo. Este carregamento foi utilizado no Ciclo 14. O terceiro carregamento também representa um padrão de parcial baixa-fuga. O terceiro carregamento representa o Ciclo 14A de Angra 1.

As seções 4.3.1, 4.3.2 e 4.3.3 apresentam os resultados da análise para o Ciclo 9, 14 e 14A, respectivamente.

A grande distribuição de queima presente nos elementos que compõem os núcleos 9, 14 e 14A impede a confecção de tabelas de parâmetros de multigrupo como aquelas apresentadas nas seções anteriores, já que a quantidade de dados requeridos para a análise desses núcleos é realmente proibitiva. Contudo, visando a parcial reprodução dos dados apresentados nessa seção, especificamos o enriquecimento de cada região presente nos modelos abaixo. A Tabela 4.3.1 identifica cada região e seu correspondente enriquecimento.

Tabela 4.3.1 – Enriquecimento.

Identificação da Região	A	B	C	D	E	H	I	J	K
Enriquecimento	2,1	2,6	3,1	3,4	3,4	3,6	3,6	3,6	3,6

4.3.1. Avaliação do Carregamento 9 de Angra 1.

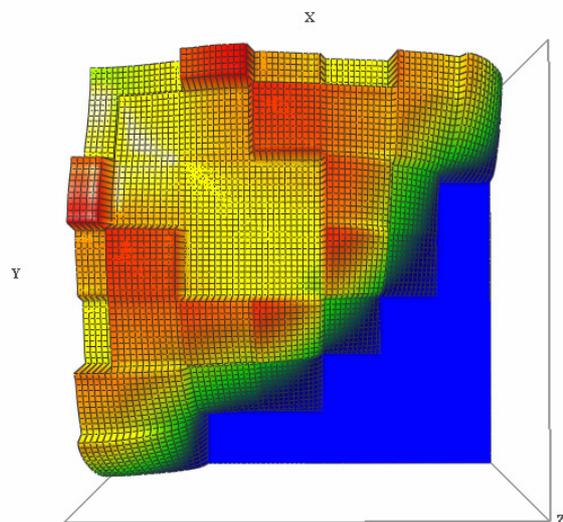


Figura 4.3.1.1 – Distribuição de Potência.

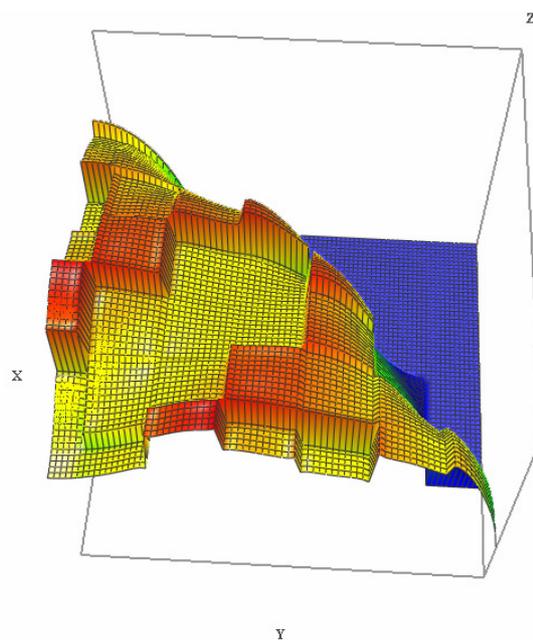


Figura 4.3.1.2 – Distribuição de Potência.

A	A	C	B	A	C	E	G
A	B	B	C	C	C	D	H
C	B	B	B	C	B		I
B	C	B	B	D	A		J
A	C	C	D	A			K
C	C	B	A				L
E	D						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.1.3 – Esquema de Carregamento.

15762	15239	10492	15909	15682	11197	0	G
15239	16224	14827	13211	15104	9318	0	H
10492	14827	16224	16864	9284	17550		I
15909	13212	16864	16705	0	16714		J
15682	15104	9284	0	15239			K
11197	9318	17550	16714				L
0	0						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.1.4 – Distribuição de Queima.

0,889	0,967	1,368	1,220	1,050	1,188	0,881	G
0,967	1,089	1,190	1,340	1,241	1,061	0,638	H
1,368	1,190	1,142	1,311	1,208	0,600		I
1,220	1,340	1,131	1,056	1,100	0,322		J
1,050	1,241	1,208	1,100	0,400			K
1,188	1,061	0,600	0,322				L
0,881	0,638						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.1.5 – Distribuição de Potência.

5,3	5,4	6,3	5,9	5,4	6,4	6,2	G
5,4	5,8	5,9	6,4	6,5	6,4	6,3	H
6,3	5,9	5,9	5,9	6,3	6,1		I
5,9	6,4	5,9	5,9	6,0	5,7		J
5,4	6,5	6,3	6,0	5,7			K
6,4	6,4	6,1	5,7				L
6,2	6,3						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.1.6 – Razão de Fluxos (Fluxo Rápido / Fluxo Térmico).

-10,6	-8,5	-8,5	-4,5	1,1	4,5	18,7	G
-8,5	-9,6	-6,6	-5,3	-1,7	5,4	23,5	H
-8,5	-6,6	-6,0	-3,1	0,7	7,2		I
-4,5	-5,3	-3,1	-1,4	2,0	12,1		J
1,1	-1,7	-0,7	2,0	11,0			K
4,5	5,4	7,2	12,1				L
18,7	23,5						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.1.7 – Desvio na distribuição de potência para os cálculos de 2G e 1-1/2G.

-0,8	-0,8	-1,0	-0,4	0,3	0,8	1,2	G
-0,8	-0,8	-0,7	-0,4	0,2	0,8	1,4	H
-1,0	-0,7	-0,5	-0,2	0,1	0,8		I
-0,4	-0,4	-0,2	0,1	0,0	0,9		J
0,3	0,2	0,1	0,0	0,7			K
0,8	0,8	0,8	0,9				L
1,2	1,4						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.1.8 – Desvio na distribuição de potência para os cálculos de 2G e 1-1/2G+B.

4.3.2. Avaliação do Carregamento 14 de Angra 1.

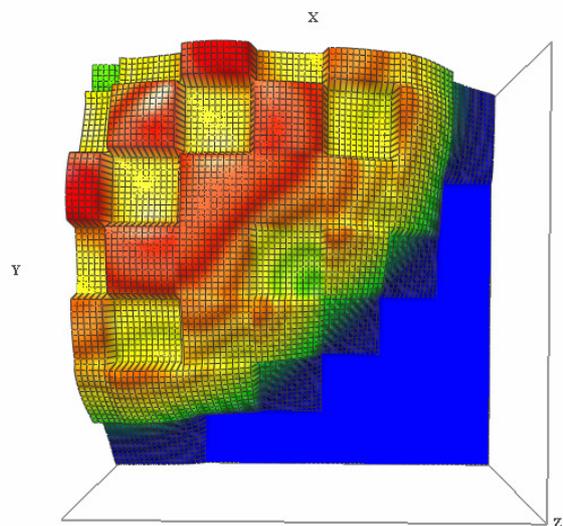


Figura 4.3.2.1 – Distribuição de Potência.

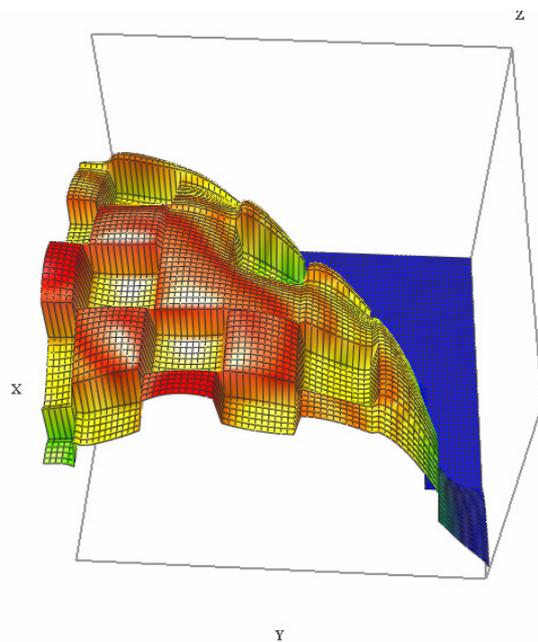


Figura 4.3.2.2 – Distribuição de Potência.

A	I	J	I	J	K 12 BA	B	G
I	J	I	J	I	K	B	H
J	I	J	J	J	K		I
I	J	J	I	K	A		J
J	I	J	K	I			K
K 12BA	K	K	A				L
B	B						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.2.3 – Esquema de Carregamento.

17347	29207	10011	25912	11964	0	24380	G
29207	10034	27620	12289	28306	0	23772	H
10011	27641	14315	14756	12114	0		I
25912	12273	14766	31837	0	17177		J
11964	28319	12100	0	32681			K
0	0	0	17086				L
24380	24055						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.2.4 – Distribuição de Queima.

0,890	1,115	1,428	1,223	1,286	1,051	0,321	G
1,115	1,380	1,223	1,387	1,094	1,068	0,257	H
1,428	1,223	1,383	1,323	1,203	0,847		I
1,223	1,387	1,324	0,993	1,019	0,315		J
1,286	1,094	1,203	1,018	0,371			K
1,052	1,069	0,847	0,315				L
0,322	0,259						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.2.5 – Distribuição de Potência.

5,6	7,0	7,1	7,1	7,1	6,4	6,1	G
7,0	7,1	7,1	7,1	7,1	6,3	6,3	H
7,1	7,1	7,2	7,2	7,0	6,4		I
7,1	7,1	7,2	7,0	6,3	5,7		J
7,1	7,1	7,0	6,3	7,2			K
6,4	6,3	6,4	5,7				L
6,1	6,3						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.2.6 – Razão de Fluxos (Fluxo Rápido / Fluxo Térmico).

-3,6	-6,6	-4,3	-3,0	-0,5	1,7	6,9	G
-6,6	-4,9	-4,3	-2,4	-0,6	4,8	11,3	H
-4,1	-4,3	-3,0	-1,7	0,3	8,5		I
-3,0	-2,4	-1,7	-1,1	3,6	12,7		J
-0,5	-0,6	0,3	3,7	7,0			K
1,7	4,8	8,5	12,7				L
6,8	11,2						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.2.7 – Desvio na distribuição de potência para os cálculos de 2G e 1-1/2G.

-0,4	-0,2	-0,4	0,2	0,3	-1,0	0,6	G
-0,2	-0,4	0,0	-0,1	0,5	0,2	0,8	H
-0,4	0,0	-0,1	0,0	0,1	0,2		I
0,2	-0,1	-0,1	0,2	-0,2	0,0		J
0,4	0,5	0,1	-0,1	0,5			K
-1,0	0,2	0,2	0,0				L
0,3	0,4						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.2.8 – Desvio na distribuição de potência para os cálculos de 2G e 1-1/2G+B.

4.3.3. Avaliação do Carregamento 14A de Angra 1.

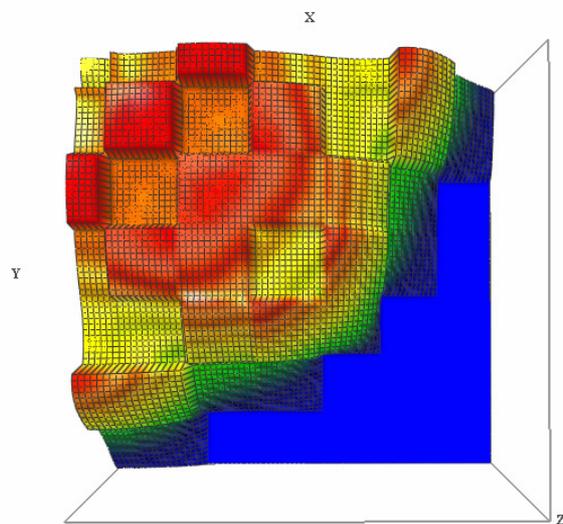


Figura 4.3.3.1 – Distribuição de Potência.

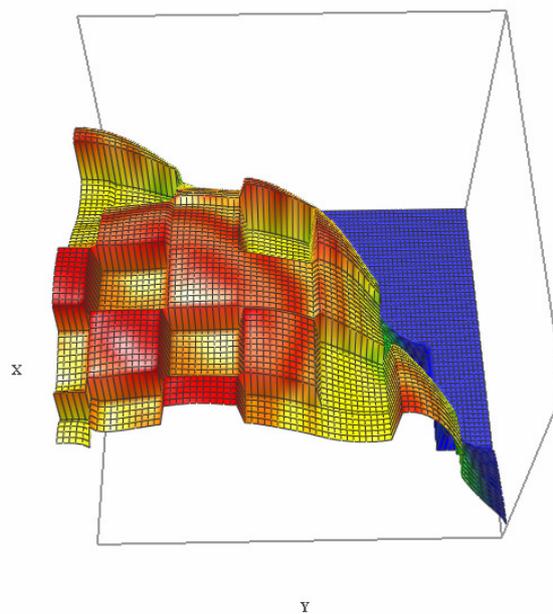


Figura 4.3.3.2 – Distribuição de Potência.

A	H	J	D	I	K	I	G
H	J	I	J	I	K	B	H
J	I	J	J	J	C		I
D	J	J	C	K	A		J
I	I	J	K	K			K
K	K	C	A				L
I	B						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.3.3 – Esquema de Carregamento.

17333	32884	19284	28509	32716	6585	35656	G
32884	19496	34417	20110	34865	6713	24747	H
19284	34408	22101	22441	17586	33415		I
28509	20068	22440	29013	7086	19642		J
32716	34866	17831	7077	5928			K
6585	6710	33412	19641				L
35656	24760						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.3.4 – Distribuição de Queima.

1,086	1,231	1,415	1,207	1,080	1,192	0,422	G
1,231	1,403	1,239	1,354	1,044	1,037	0,295	H
1,415	1,239	1,388	1,332	1,161	0,515		I
1,208	1,355	1,334	1,096	1,127	0,314		J
1,082	1,046	1,167	1,129	0,685			K
1,194	1,040	0,517	0,315				L
0,423	0,295						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.3.5 – Distribuição de Potência.

5,6	7,0	7,2	6,9	7,0	6,9	7,0	G
7,0	7,2	7,0	7,2	7,0	6,9	6,4	H
7,2	7,0	7,2	7,2	7,2	6,6		I
6,9	7,2	7,2	6,6	6,9	5,8		J
7,0	7,0	7,2	6,9	7,2			K
6,9	6,9	6,6	5,8				L
7,0	6,4						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.3.6 – Razão de Fluxos (Fluxo Rápido / Fluxo Térmico).

-2,1	-6,0	-4,8	-3,0	-1,4	2,9	6,4	G
-6,0	-5,3	-4,2	-3,1	-0,9	3,1	13,9	H
-4,8	-4,2	-3,5	-2,0	0,2	6,4		I
-3,0	-3,2	-1,9	1,5	3,7	15,9		J
-1,4	-0,9	0,2	3,7	15,3			K
2,9	3,0	6,2	15,9				L
6,4	14,2						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.3.7 – Desvio na distribuição de potência para os cálculos de 2G e 1-1/2G.

-0,7	-0,7	-1,1	-0,4	0,4	0,8	1,9	G
-0,7	-1,1	-0,6	-0,5	0,4	0,9	1,7	H
-1,0	-0,6	-0,7	-0,3	0,3	1,2		I
-0,4	-0,6	-0,4	0,3	0,4	1,3		J
0,3	0,4	0,3	0,3	1,0			K
0,8	0,8	1,2	1,0				L
1,9	1,7						M
7	8	9	10	11	12	13	

Figura 4.3.3.8 – Desvio na distribuição de potência para os cálculos de 2G e 1-1/2G+B.

4.3.4. Concentração Crítica de Boro.

Para os três modelos de carregamento apresentados acima mostramos três tabelas onde a concentração crítica de boro é mostrada.

Tabela 4.3.4.1 – Carregamento 9 de Angra 1.

Boro Crítico	2G	1-1/2 G	1-1/2 G+B
IDC,TBR e QPP	1160	1203	1159
IDC,TBR e QPZ	1264	1306	1263

Tabela 4.3.4.2 – Carregamento 14 de Angra 1.

Boro Crítico	2G	1-1/2 G	1-1/2 G+B
IDC,TBR e QPP	1689	1728	1690
IDC,TBR e QPZ	1821	1858	1822

Tabela 4.3.4.3 – Carregamento 14A de Angra 1.

Boro Crítico	2G	1-1/2 G	1-1/2 G+B
IDC,TBR e QPP	924	960	922
IDC,TBR e QPZ	1034	1065	1030

Onde IDC, TBR e QPP (ou QPZ) refere-se as condições de operação do núcleo durante a simulação. A condição IDC, TBR e QPP (ou QPZ) refere-se a Início De Ciclo, Todas as Barras Retiradas e Quente Potência Plena (ou Quente Potência Zero).

4.3.5. Curva da Concentração Crítica de Boro.

A concentração de boro H_3BO_3 capaz de tornar a reação em cadeia, dentro do núcleo do reator, estável, é conhecida como a concentração crítica de boro. Essa concentração precisa ser ajustada ao longo do ciclo para compensar a queima do combustível nuclear. Na Figura 4.3.5.1 mostramos a curva de boro crítico obtida do esquema de carregamento homogêneo apresentado na seção 4.2.

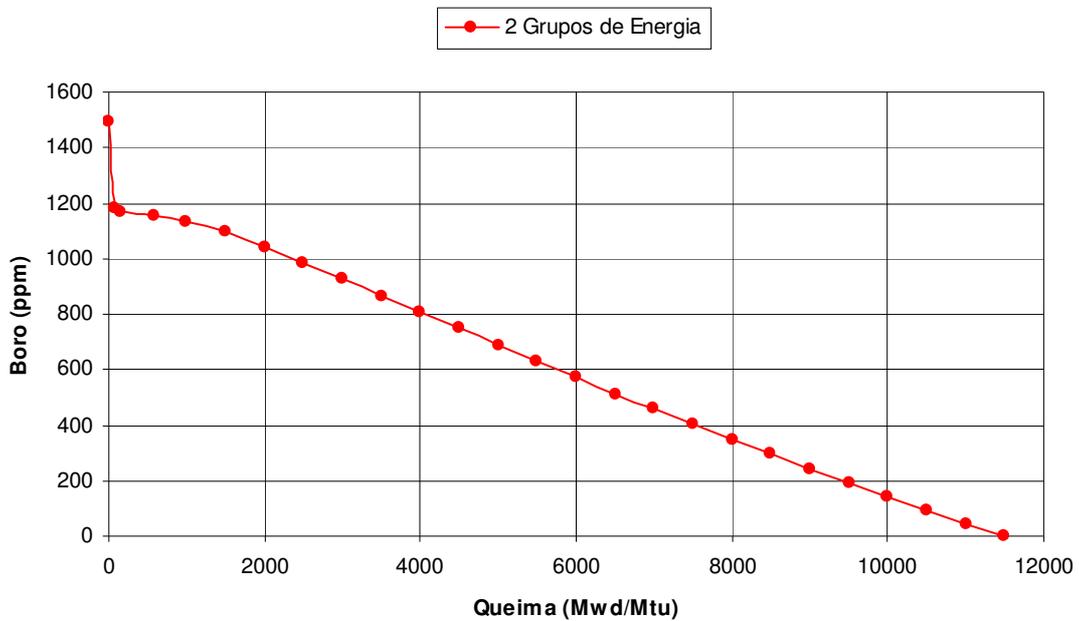


Figura 4.3.5.1 – Concentração Crítica de Boro.

Observe na figura 4.3.5.1 um decréscimo na curva de boro próximo ao início do ciclo. Essa queda na concentração de boro é oriunda do equilíbrio de Xenônio dentro do núcleo do reator. O equilíbrio do Xenônio ocorre, aproximadamente, três dias (150 MWD/MTU) após a partida do reator.

Na Figura 4.3.5.2, encontramos a curva de boro crítico para o Ciclo 9. Essa curva foi gerada a partir de um cálculo direto de dois grupos de energia. A concentração para IDC, QPP e TBR, 0,0 MWD/MTU, está na Tabela 4.3.4.1. O valor da concentração de boro para a condição de equilíbrio de Xenônio, 150 MWD/MTU, é de 773 ppm. A queima final do ciclo é de 7201 MWD/MTU, onde o núcleo alcança uma concentração de boro de 2 ppm.

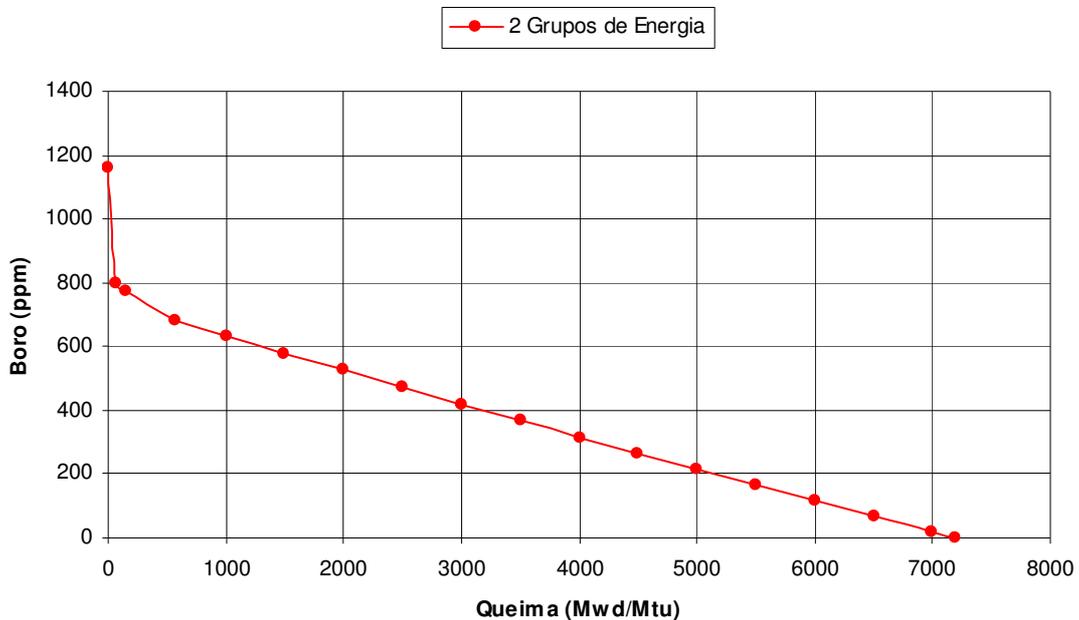


Figura 4.3.5.2 – Concentração Crítica de Boro (Ciclo 9)

Usando a metodologia de um grupo modificado encontramos para a condição de IDC, QPP e TBR, a concentração de boro destacada na Tabela 4.3.4.1. O valor da concentração de boro para a condição de equilíbrio de Xenônio, 150 MWD/MTU, é de 821 ppm. A queima final do ciclo é de 7848 MWD/MTU, onde o núcleo alcança uma concentração de boro de 1 ppm. Dessa forma, observamos que o

modelo de um grupo modificado é visivelmente limitado ao prever parâmetros globais importantes da análise de reatores.

Por outro lado, a metodologia de um grupo modificado com correção de buckling, proposta neste trabalho de tese, mostra-se bastante eficiente ao descrever tanto parâmetros locais, seção 4.2, como parâmetros globais como a concentração de boro solúvel do sistema primário do reator. Para a condição de IDC, QPP e TBR, pode-se encontrar o valor concordante de concentração de boro observado na Tabela 4.3.4.1. O valor da concentração de boro para a condição de equilíbrio de Xenônio, 150 MWD/MTU, é de 771 ppm, concordante com o valor de referência, cálculo de dois grupos de energia. A queima final do ciclo é de 7210 MWD/MTU, onde o núcleo alcança uma concentração de boro de -1 ppm. Um valor razoável quando comparado com o cálculo de referência de dois grupos de energia.

Na Tabela 4.3.5.1, 4.3.5.2 e 4.3.5.1 resumimos os resultados encontrados para os ciclos 9, 14 e 14A. As Figura 4.3.5.3 e 4.3.5.4, na seqüência, ilustram os dados de referência, cálculos com dois grupos de energia.

Nas Tabelas abaixo IDC, TBR e QPP seguem a mesma definição previamente estabelecida. Por outro lado, a condição de Xenônio em equilíbrio é destacada nas tabelas como: Xe=Eq.. FDC indica simplesmente a condição de Final De Ciclo.

Tabela 4.3.5.1 – Ciclo 9.

<i>Parâmetro</i>	<i>2G</i>	<i>1-1/2 G</i>	<i>1-1/2 G+B</i>
Boro (IDC, TBR e QPP)	1160	1203	1159
Boro (IDC, TBR, QPP e Xe=Eq.)	773	821	771
Queima (FDC, TBR e QPP)	7201	7848	7210

Tabela 4.3.5.2 – Ciclo 14

<i>Parâmetro</i>	<i>2G</i>	<i>1-1/2 G</i>	<i>1-1/2 G+B</i>
Boro (IDC, TBR e QPP)	1689	1728	1690
Boro (IDC, TBR, QPP e Xe=Eq.)	1252	1293	1251
Queima (FDC, TBR e QPP)	10991	11587	10974

Tabela 4.3.5.3 – Ciclo 14A

<i>Parâmetro</i>	<i>2G</i>	<i>1-1/2 G</i>	<i>1-1/2 G+B</i>
Boro (IDC, TBR e QPP)	924	960	922
Boro (IDC, TBR, QPP e Xe=Eq.)	505	542	503
Queima (FDC, TBR e QPP)	4272	4750	4234

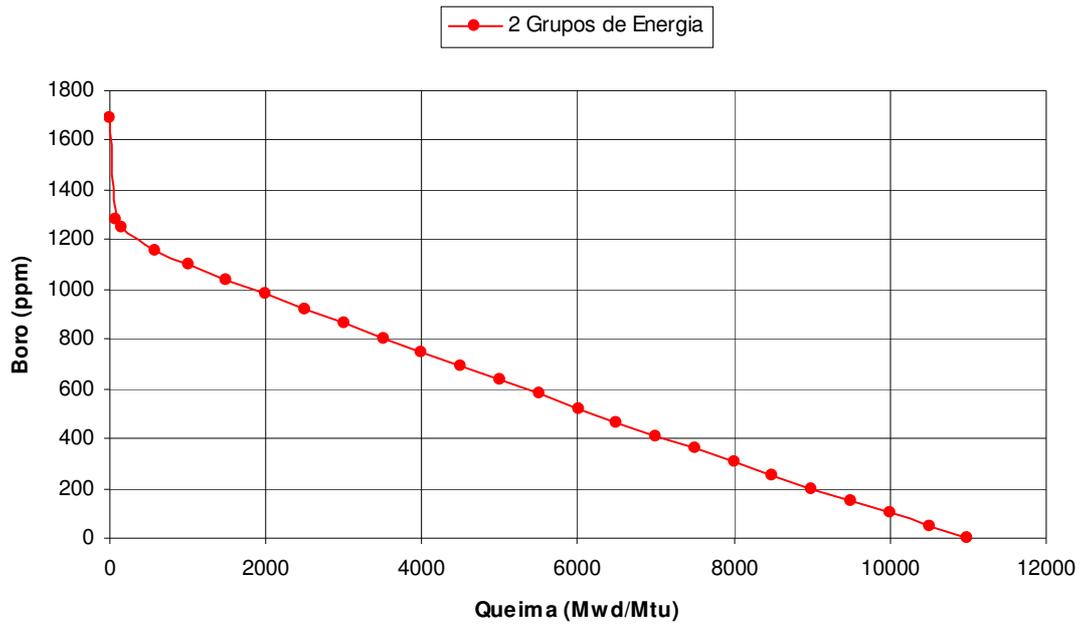


Figura 4.3.5.3 – Concentração Crítica de Boro (Ciclo 14)

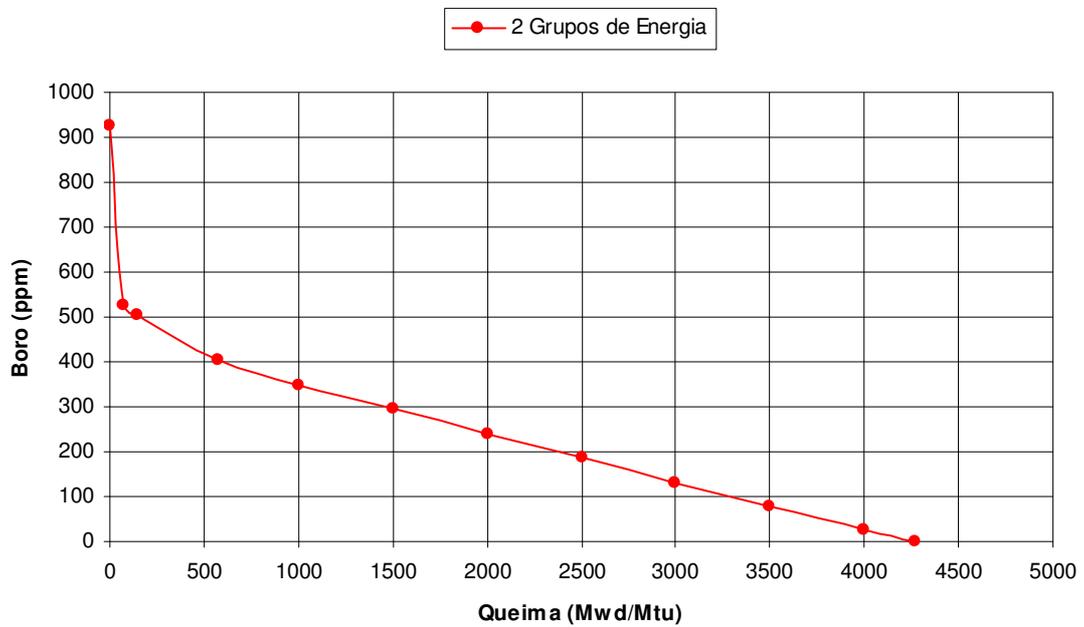


Figura 4.3.5.4 – Concentração Crítica de Boro (Ciclo 14A).

Capítulo V

Discussões e Conclusões

Durante o desenvolvimento desta tese observamos a importância de se avaliar de forma sistemática, cada modelo proposto nos trabalhos que envolvem o estudo do comportamento físico de grandes reatores de potência nuclear. A observação do comportamento particular de cada esquema de carregamento apresentado no Capítulo IV, dentro do contexto de cada metodologia avaliada, proporcionou a compreensão exata dos modelos apresentados ao longo deste trabalho.

A avaliação do comportamento de cada um dos cinco carregamentos encontrado no Capítulo IV mostrou a fragilidade da metodologia clássica de um grupo modificado.

A metodologia clássica de um grupo modificado mostrou-se incapaz de prever, com razoável precisão, parâmetros nucleares importantes utilizados durante o projeto de recarga. Parâmetros nucleares locais do núcleo do reator, como a distribuição de potência nuclear, sofrem discrepâncias significativas durante a aproximação, impedindo uma análise acurada dos principais fatores de canal quente utilizados no projeto de recarga nuclear. A concentração crítica de boro, outro parâmetro nuclear importante na análise do núcleo, também sofre relevante desvio do seu valor de referência (cálculo de dois grupos de energia). A concentração crítica de boro sofre desvios da ordem de 20 a 40 ppm no início do ciclo. Nas Tabelas 4.2.3.1 e 4.2.3.2, carregamentos teóricos, observamos um desvio de cerca de 20 ppm. Esse desvio é

observado tanto nas condições de plena potência quanto na condição de núcleo quente com zero de potência. Nas tabelas 4.3.4.1, 4.3.4.2 e 4.3.4.3, carregamentos reais, observamos um desvio maior, da ordem de 40 ppm, para os esquemas de carregamento da usina Angra 1. O maior desvio foi encontrado no carregamento 9 de Angra 1; um resultado esperado, uma vez que alguns elementos combustíveis novos podem ser encontrados na periferia do núcleo do reator. Nas tabelas 4.3.5.1, 4.3.5.2 e 4.3.5.3, carregamentos reais, encontramos a concentração crítica de boro para a importante condição de equilíbrio de Xenônio. É durante essa condição de operação do núcleo do reator, que parâmetros nucleares importantes do projeto de recarga são avaliados. Observa-se dos resultados dessas tabelas um leve aumento no desvio da concentração crítica de boro com relação ao valor de IDC (Início De Ciclo). Para todos os carregamentos analisados nessa tese os desvios permaneceram constantes durante o ciclo. Nas tabelas 4.3.5.1, 4.3.5.2 e 4.3.5.3, mostramos também o resultado final do desvio na concentração crítica de boro através da queima do ciclo. Para os carregamentos 9, 14 e 14A temos os respectivos desvios na queima final do ciclo: 647, 596 e 478. Considerando-se uma taxa diária de queima de aproximadamente 37,5 MWD/MTU os desvios acima significam cerca de 17, 16 e 13 dias efetivos de operação a plena potência acrescidos ao calendário real do carregamento. Um valor alto para os planejamentos de operação de plantas nucleares contemporâneas.

Obviamente os resultados ruins encontrados na predição da concentração crítica de boro não indicam o verdadeiro ponto fraco da metodologia. – Erros elevados, acima de 20 %, na distribuição de potência nuclear dos elementos combustíveis no núcleo do reator.

Para processos de otimização de recarga, onde os carregamentos são avaliados de forma relativa, avaliações da concentração crítica de boro podem ser facilmente corrigidas, de forma empírica, para representar os resultados de referência obtidos com métodos convencionais. Contudo, desvios na distribuição de potência nuclear como os encontrados na metodologia de um grupo modificado tornam-se altamente restritivos no processo de otimização, já que uma distribuição de potência não acurada pode fornecer resultados enganosos ao otimizador. Em outras palavras, carregamentos válidos poderiam ser considerados inválidos, e carregamentos inválidos, válidos.

Dessa forma, podemos concluir que a teoria de um grupo modificado clássica não pode ser usada de forma independente, sem correções, nos processos de otimização de recarga nuclear. E que correções como as propostas nessa tese são não só relevantes como necessária.

O modelo do buckling efetivo, utilizado para corrigir o modelo clássico de um grupo modificado, apresenta resultados bem satisfatórios. No Capítulo IV é possível perceber o poder de correção encontrado na metodologia corrigida. A distribuição de potência encontrada com o modelo corrigido raramente contempla erros maiores que 1% para os modelos de carregamento reais de Angra 1. Desvios maiores que 1% podem ser encontrados em elementos periféricos (Ciclos 9, 14 e 14A) Os carregamentos teóricos apresentam resultados mais restritivos. Obviamente, o grande efeito de fuga encontrado nesses carregamentos degrada os resultados satisfatórios encontrados nos carregamentos reais de Angra 1, – padrões de baixa fuga. A concentração crítica de boro corrigida é relativamente coincidente com os valores de referência (dois grupos de energia). Esses resultados podem ser encontrados tanto nos

carregamentos teóricos como nos carregamentos 9, 14 e 14A de Angra 1. O comportamento satisfatório da concentração crítica de boro ao longo do ciclo permiti a predição acurada do termino do ciclo. Esse resultado pode ser observado nas Tabelas 4.3.5.1, 4.3.5.2 e 4.3.5.3. Como pode ser observado das tabelas a metodologia corrigida permiti uma predição com desvio de apenas 1 dia efetivo de plena potência. Um resultado verdadeiramente satisfatório.

A metodologia do “buckling” efetivo se mostrou de fato eficiente para a variedade de carregamentos analisados nesse trabalho. Dessa forma, com os resultados apresentados no Capítulo IV concluímos que a metodologia de um grupo modificado com correção de buckling é o melhor caminho apresentado para se alcançar a eficiência requerida nos códigos de otimização de recarga, uma vez que, mantém uma boa precisão, com basicamente a mesma redução de tempo alcançada no modelo de um grupo modificado clássico.

O sucesso da metodologia corrigida requer nessa conclusão algumas observações importantes para os trabalhos futuros. A metodologia de um grupo modificado corrigida como utilizada nessa tese exige um cálculo prévio, com dois grupos de energia, para “calibrar” o modelo modificado. E não julgamos aqui que esse possa ser considerado um ponto fraco da metodologia, uma vez que, como observado no corpo da tese, o número elevado de intervalos de queima utilizado para analisar um carregamento pode justifica de forma conclusiva a proposta de correção utilizada. Por outro lado, admitimos que uma solução elegante para a correção seria buscar uma forma analítica conveniente para a razão de fluxos encontrada na equação para o buckling efetivo.

Propomos dessa forma, como um trabalho futuro a investigação de uma forma analítica para a razão de fluxos rápido e térmico para o buckling efetivo de cada nodo dentro do núcleo do reator.

Referências Bibliográficas

ARAGONES, J.M., AHNERT, C., 1986, “A Linear Discontinuous Finite Difference Formulation for Synthetic Coarse-Mesh Few-Group Diffusion Calculations”, *Nuclear Science and Engineering*, 94, 309.

BREEN, R.J., MARLOWE, O.J., and PFEIFER, C.J., 1965, HARMONY, *System for Nuclear Reactor Depletion Computation*, WAPD-TM-478.

DUDERSTADT, J.J., HAMILTON, L.J., 1976, *Nuclear Reactor Analysis*. 1ed. New York, John Wiley & Sons, Inc.

FILHO, P.P., SATO, S, SANTOS, T.I.C., et al., 1997, “Programa e Procedimentos para Criar uma Metodologia de Cálculo Consistente de Projeto de Recarga de PWR’s a Partir dos Códigos ALPHA/PHOENIX-P/ANC”. *Anais(CD) do XI ENFIR, Poços de Caldas/ MG*, 18-22 de agosto.

FINNEMANN, H., BENNEWITZ, F e WAGNER, M.R., 1977, “Interface Current Techniques for Multidimensional Reactor Calculations”, *Atomkernenergie*, 30, 123.

FOWLER, T. B., and VONDY, D. R., 1971, *Nuclear Reactor Core Analysis Code*; CITATION, ORNL-TM-2496, Rev. 2 (1971).

GLASSTONE, S., EDLUND, M.C., 1952, *The Elements of Nuclear Reactor Theory*. 1ed. Princeton, N.J., van Nostrand Company.

KAPLAN, I., 1963 *Nuclear physics*, 2ed, Addison- Wesley, Reading, Mass.

LAMARSH, J.R., 1966, *Introduction to Nuclear Reactor Theory*. M.I.T. Press, Cambridge.

LIU, Y.S., et. al., “ANC: A Westinghouse Advanced Nodal Computer Code ”, WCAP-10965 (December 1985).

NAKAMURA, S., 1977, *Computational Method in Engineering and Science*, 1ed, John Wiley & Sons, New York.

STAMM'LER, R.J.J, ABBATE, M.J., (1988), "*Methods of Steady-State Reactor Physics In Nuclear Design*", Academic Press.

TODREAS, N.E., KAZIMI, M.S., 1990, *Nuclear Systems I*. 1ed. New York, Hemisphere Publishing Corporation

KROPACZEK, D. J., TURINSKY, P. J., 1991, "*In-Core Nuclear Fuel Management for Pressurized Water Reactors Utilizing Simulated Annealing,*" *Nucl. Technol.*, 95, 9.