

PR 9432063  
INIS-BR-- 3342

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGETICAS E NUCLEARES  
AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**SISTEMA DE CALCULO PARA GERENCIAMENTO DE COMBUSTIVEL  
EM REATORES TIPO PWR ATRAVES DA TEORIA DE  
PERTURBAÇÃO DE PRIMEIRA ORDEM**

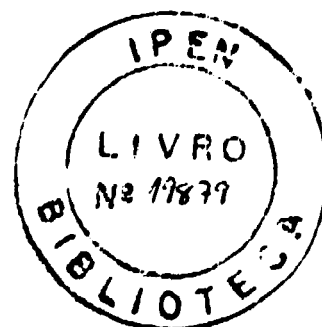
**MARCOS ROBERTO ROSSINI**

Dissertação apresentada como parte  
dos requisitos para obtenção do grau  
de Mestre em Tecnologia Nuclear.

Orientadora:

Dra. Nanami Kosaka

SÃO PAULO  
1992



PARA ANDREA,

COM TODO MEU AMOR.

"O místico crê num Deus desconhecido. O pensador e o cientista crêem numa ordem (lei no universo) desconhecida. É difícil dizer qual deles sobrepuja o outro em sua devoção não racional."

L. L. Whyte

## Agradecimentos

Agradeço à professora Dra. Nanami Kosaka pela inestimável orientação e por sempre mostra-se atenciosa e paciente, deixando que o trabalho fosse desenvolvido sem impor restrições à criatividade e à metodologia.

Aos pesquisadorese e amigos Luis Antônio Mai, Alfredo Y. Abe, Antônio Belchior Jr., Almir Fernandes, Carlos Roberto Ferreira e Cláudio Onodera pelo companheirismo e incentivo.

A Admir dos Santos, Horácio Nakata pelas boas sugestões, e a Mitsuo Yamaguchi, que ajudou-me a começar o trabalho com o código CITATION.

A Maria do Carmo Costa Falcão, ao Gelson Toshio Otani e à Lúcia Estela Menegatti pelo apoio quando à programação, aos operadores do IBM e do CDC-CYBER.

A todos os colegas da RTF pelo muito que me ensinaram.

Aos colegas da biblioteca do IPEN pelo precioso auxílio.

A Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN) e à Coordenadoria para Projetos Especiais (COPESP), sem os quais não teria sido possível a realização deste trabalho.

A todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram para que esta dissertação pudesse ser realizada. A todos muito obrigado,

Marcos Roberto Rossi<sup>ni</sup>

Sistema de Cálculo para Gerenciamento de Combustível  
em Reatores tipo PWR através da Teoria de Perturbação  
de Primeira Ordem.

MARCOS ROBERTO ROSSINI

RESUMO

Devido ao elevado custo do combustível nuclear, o gerenciamento do combustível no núcleo tem-se mostrado um tópico extremamente relevante no contexto da indústria nuclear. Muitos são os fatores e vínculos que influenciam o desempenho do reator, o que torna bastante complexo o gerenciamento do combustível, ocasionando nos últimos anos o desenvolvimento de diversas técnicas e estratégias de gerenciamento no núcleo.

Procurou-se, neste trabalho, adotar uma estratégia que fosse coerente com o ferramental disponível e pudesse ser incrementada em trabalhos futuros. Assim, desenvolveu-se um sistema de cálculo computacional que determina automaticamente as recargas de combustível em reatores do tipo PWR, conforme a estratégia de gerenciamento adotada, que envolve desde os cálculos celulares com o código HAMMER-TECHNION até os cálculos neutrônicos com o código CITATION. A estratégia de remanejamento adotada consiste em remanejar os elementos combustíveis do núcleo no início de cada ciclo, com o intuito de reduzir o FP radial.

Empregando-se a Teoria de Perturbação em Primeira Ordem em dois grupos de energia e duas dimensões, o rearranjo é feito automaticamente pelo código CITATION modificado. Futuramente, para que o trabalho torne-se mais complexo, seria interessante incorporar ao sistema de cálculo um módulo para cálculo econômico.

A System of Calculation a in-core Fuel Management using  
a First Order Pertubation Theory

MARCOS ROBERTO ROSSINI

ABSTRACT

Due to the high price of the nuclear fuel, the in core fuel management has been a very important topic in the nuclear industry. Many factors and constraint affect the reactor performace, what makes the fuel management very complex and causes the development of various technics and strategies of in core management in the last years.

It was looked for, in this work, a strategy that is coherent with the available instruments and that could be incremented with future works. It was developed a system of calculation for fuel reload in PWR reactors, which involves cell calculation with the HAMMER-TECHNION code and neutronics calculation with the CITATION code.

The management strategy adopted consists in changing the fuel element positions (replacements) in the begining of each reactor cycle to decrease the radial peak factor, and it was done using the bi-dimensional, two group First Order Pertubation Theory. In the future to increase the potential of the system, it would be interesting to include an economic calculation mode.

- v -



## **INDICE:**

### **Capítulo 1. Introdução**

1.1	Introdução.....	01
1.2	Objetivos.....	03
1.3	Resumo Histórico.....	05

### **Capítulo 2. Formalismo matemático**

2.1	Técnicas de otimização.....	12
2.2	Teoria de Perturbação em Primeira Ordem.....	15
2.2.1	Introdução.....	15
2.2.2	Breve estudo sobre a TPPD.....	16
2.2.3	Fator de multiplicação infinito.....	24

### **Capítulo 3. Metodologia de trabalho**

3.1	Introdução.....	26
3.2	Gerenciamento do combustível.....	27
3.2.1	O que precisa ser feito.....	27
3.2.2	Proposta e justificativa de metodologia empregada..	28
3.2.3	Sistema de cálculo para a estratégia de recarga definida.....	32
3.3	Remanejamento.....	37
3.3.1	Porque o emprego da TPPD no remanejamento.....	37
3.3.2	A relação entre a reatividade e o FP.....	38
3.3.3	O que se entende por pequenas perturbações.....	43

## Capítulo 4. Resultados obtidos

4.1	Cálculos celulares e neutrônicos.....	44
4.2	Primeiro ciclo.....	48
4.2.1	Remanejamento no primeiro ciclo.....	48
4.2.2	Queima no primeiro ciclo.....	51
4.3	Segundo ciclo.....	56
4.3.1	Remanejamento no segundo ciclo.....	56
4.3.2	Queima no segundo ciclo.....	59
4.4	Do terceiro ao sétimo ciclo.....	64
4.4.1	Descrição.....	64
4.4.2	Remanejamento e queima.....	65
4.5	Análise dos resultados.....	92
4.5.1	Comportamento do FP durante a queima.....	92
4.5.2	Comportamento da fuga total de nêutrons.....	93
4.5.3	Relação entre a queima de descarga e o FP.....	101

## Capítulo 5. Conclusões.....103

## Referências bibliográficas.....107

## Apêndice 1. Cálculo do enriquecimento

A1.1	As equações.....	111
A1.2	Cálculo do enriquecimento.....	116
A1.2.1	Inversão das matrizes.....	120
A1.3	Convergência no cálculo do enriquecimento.....	122
A1.4	Um caso exemplo.....	126
A1.5	Conclusão.....	130

**Apêndice 2. Relação entre o FP, a queima de descarga e o número de zonas do reator**

A2.1 Introdução.....	131
A2.2 O melhor número de zonas.....	131

**Apêndice 3. Introdução ao estudo dos venenos queimáveis**

A3.1 Introdução.....	137
A3.2 Efeito da concentração do veneno queimável.....	143

**Apêndice 4. Modificações no CITATION**

A4.1 Noções gerais.....	147
A4.2 Implementações no CITATION.....	149
A4.3 Dados para o remanejamento.....	152
A4.4 Conclusão.....	155

## Capítulo 1: Introdução

### 1.1 Introdução:

A partir de 1950 os reatores nucleares começaram a ser empregados comercialmente. Para torná-los economicamente atrativos procurou-se minimizar o custo de energia, que é limitado por vínculos de segurança, econômicos e tecnológicos. Como o combustível é responsável por aproximadamente 30% do custo do KW hora gerado, houve necessidade de gerenciá-lo de modo a melhorar todo o ciclo, que é representado simplificado na figura 1.1.

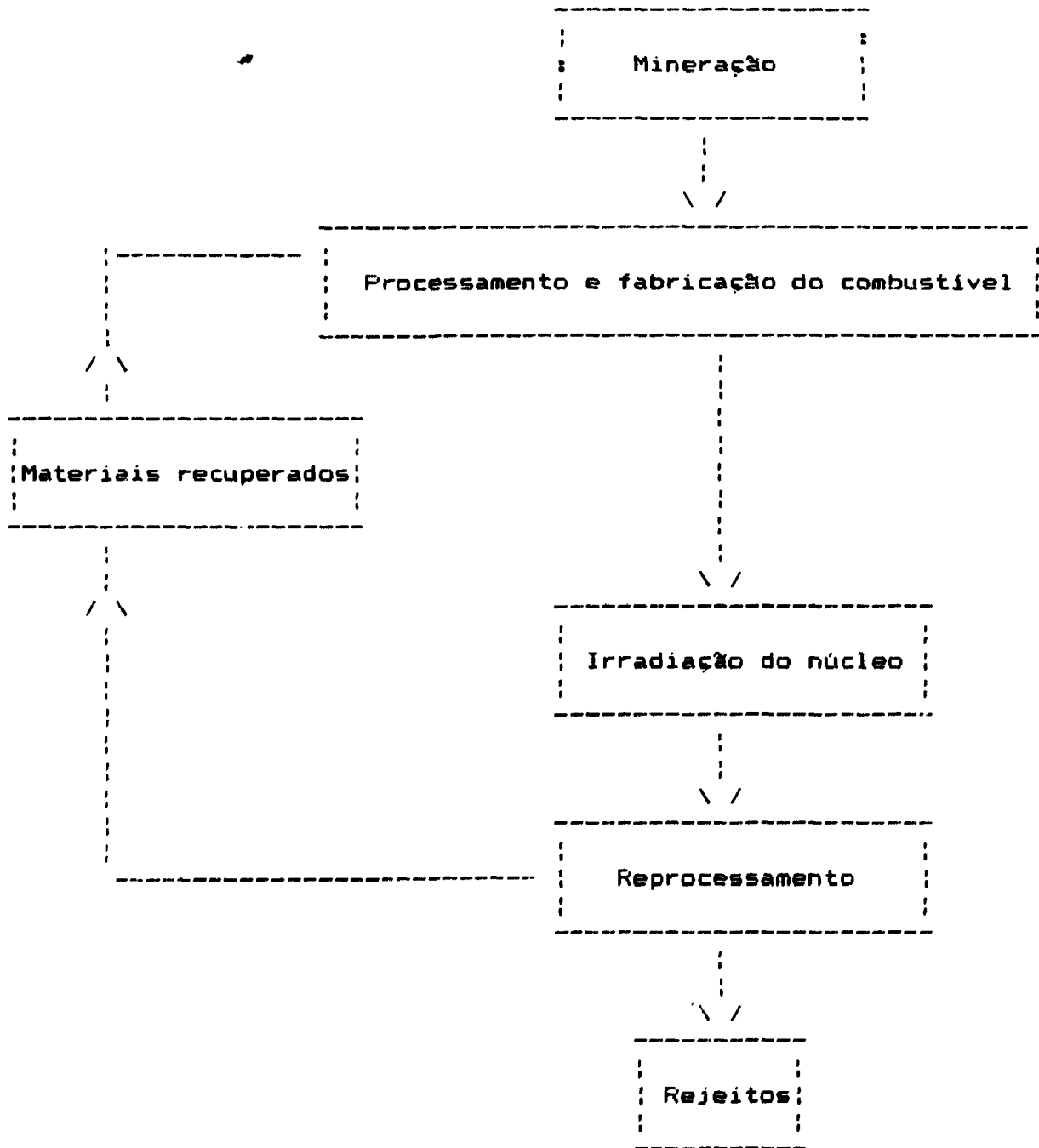


Figura 1.1: Representação simplificada do ciclo do combustível nuclear.

O ciclo do combustível é dividido em áreas bastante complexas que exigem especialização, e para cada área existem técnicas distintas de gerenciamento. Limitando-se ao estudo do gerenciamento do combustível no núcleo do reator ("in-core fuel management"), o pesquisador deverá estudar o desempenho do combustível na etapa "Irradiação no núcleo" da figura 1.1, necessitando de um bom conhecimento da tecnologia do combustível, de Física de Reatores, de computação, e das normas de segurança. Ele terá que decidir sobre parâmetros básicos, como o enriquecimento dos elementos combustíveis (EC) e a posição destes no núcleo, de maneira que a razão entre a densidade de potência máxima e a média no núcleo (Fator de Pico) não exceda o limite de segurança, que a duração do ciclo não seja muito pequena, que a fluência no vaso de pressão não seja excessiva, e que a queima ("burnup") dos EC esteja dentro dos limites de segurança.

Tendo-se em mente as necessidades e os vínculos do gerenciamento no núcleo do reator, elabora-se nesse trabalho um sistema de cálculo que permita obter automaticamente modos de recarga para reatores do tipo PWR. A estratégia aqui adotada procura uniformizar a densidade de potência no núcleo, ou seja, reduzir o Fator de Pico Radial (FP), e simultaneamente, analisa o comportamento da fuga de neutrons.

## 1.2. OBJETIVOS DO TRABALHO

Desenvolver um sistema de cálculo composto de módulos, que através de permutas dos EC, dois a dois, permite definir um esquema de recarga de combustível em reatores do tipo PWR. O sistema assume que o projeto do reator está definido, conhecendo-se portanto a geometria do reator e o enriquecimento dos EC, e inicia o processo realizando cálculos celulares com o código HAMMER-TECHNION (versão IPEN)/1/. Em seguida deve-se saber quais EC serão descarregados, qual a queima máxima permitida para os EC, qual o excesso de reatividade mínimo para que o reator possa operar, e quais EC serão remanejados, de modo que tendo estas informações, e empregando a Teoria de Perturbações em 1.<sup>a</sup> ordem, 2D e dois grupos de energia, o sistema remanejará os EC com o objetivo de uniformizar a distribuição de potência no núcleo ou reduzir a fuga total de nêutrons, conforme a decisão do usuário. As configurações com FP inferior ao máximo permitido são submetidas à queima através do código CITATION /2/, obtêm-se informações acerca da evolução da reatividade, do FP e da fuga de nêutrons durante o ciclo. A Teoria de Perturbação de 1.<sup>a</sup> ordem em dois grupos de energia é empregada para a escolha de EC candidatos "possíveis de permuta".

O passo posterior é analisar o comportamento destas grandezas a fim de escolher a melhor configuração. Contudo, esta decisão não pode ser tomada na fase atual do trabalho porque não foi feito um estudo econômico do problema. Optou-se, então, por escolher o arranjo que apresentasse a distribuição

de potência mais uniforme. Não se espera obter com este procedimento a melhor configuração, mas espera-se encontrar uma que seja viável. Futuramente o sistema poderá ser ampliado, incorporando-se análises econômicas.

### 1.3. RESUMO HISTORICO

Os primeiros trabalhos na área de gerenciamento empregavam modelos simplificados, refletindo a preocupação dos pesquisadores com resultados qualitativos. Isto é natural porque os trabalhos eram pioneiros, e portanto sabia-se pouco, ou não se conhecia, o efeito das estratégias de gerenciamento. É neste contexto que encontram-se os primeiros trabalhos de Goertzel e Loeb /3/ e /4/ (1954), onde são empregados métodos matemáticos indiretos na otimização. No primeiro trabalho, /3/, os autores procuram aproveitar-se das vantagens que surgem quando o núcleo não é homogêneo, e no segundo, empregando técnicas de otimização de auto valores, Goertzel desenvolve uma forma de obter a menor massa de combustível capaz de tornar o reator crítico.

Em outra linha de trabalho, Haling observou que poderia haver vantagens econômicas com a redução do FP em reatores BWR, e desenvolve em 1963 um princípio novo para o gerenciamento /5/. Ele conclui que o FP seria mantido mínimo no núcleo durante a queima se a distribuição de potência não variasse, e desenvolveu uma metodologia para determinar a distribuição de  $k_{eff}$  que fornecesse o menor FP. Um ano depois Backer publica artigos que refletem uma constante no gerenciamento: um formalismo matemático para tratar do efeito do xenônio /8/. Já em 1966, Kochurov /9/ mostra que em geometrias esféricas e planas, a configuração crítica com o menor enriquecimento médio para um reator térmico é constituída por



três zonas: uma com o enriquecimento máximo permitido, seguida por uma com fluxo de neutrões térmicos uniforme (zona de Goertzel), seguida por um refletor.

Devido ao grande número de parâmetros envolvidos no gerenciamento, nem sempre pode-se valer de formalismos matemáticos que empregam métodos indiretos. Assim, Wall e Fenech propuseram uma nova linha de trabalho (1966) /10/ empregando a Programação Dinâmica, introduzida por Bellman em 1957 /11/, que adequou-se ao gerenciamento porque este é um processo de multi-estágios. Com esta filosofia, Melice desenvolveu (1969) um sistema para determinar o enriquecimento do combustível de recarga /12/ procurando minimizar os custos, e emprega, além da Programação Dinâmica, métodos de tentativa e erro.

Em 1969 Stover e Sesonke usaram a Programação Dinâmica para determinar a recarga de reatores BWR /13/ no ciclo de equilíbrio, tendo a busca exaustiva para realizar o remanejamento do combustível. Nesse artigo os autores fazem uma breve revisão histórica das estratégias de gerenciamento de combustível e demonstram uma preocupação com o tempo de processamento requerido pelos computadores (tempo de CPU). Neste mesmo ano Fagan e Sesonke investigam o ciclo de "quase-equilíbrio" /14/ através de métodos indiretos de otimização, os quais ainda não se haviam provado práticos, mas eram necessários devido ao grande número de variáveis envolvidas no gerenciamento.

Já em 1971 Susuki e Kiose /15/ empregam o Princípio de Máximo de Pontryagin e determinam simultaneamente a fração de EC de recarga e o esquema de remanejamento. Eles mostraram que a solução ótima depende apenas dos estados inicial e final do ciclo, sendo independente das trajetórias que conectam estes estados, e que num estado ótimo de fim de ciclo é necessário ter-se todas as varetas de controle fora do núcleo. Como os estados do início e do final do ciclo podem ser escolhidos de modo a otimizar-se o gerenciamento, Susuki e Ryohei realizaram um trabalho /16/ onde trataram separadamente do combustível e do posicionamento das barras de controle, buscando maximizar a queima de descarga dos EC mantendo os limites de segurança como vínculos. Também merece ser mencionada a observação feita por estes pesquisadores: "todos os autores concordam que a solução ótima é responsável pelo surgimento do FP máximo no final do ciclo, pelo menos no caso de modelos com duas zonas".

Em outro estudo importante, feito Goldshmit em 1972 /17/, é empregado o Princípio Máximo de Pontryagin com o critério de Robbins para determinar, qualitativamente, a distribuição de combustível que minimiza a massa crítica de um reator nuclear, mantendo-se como vínculos o enriquecimento máximo, a potência total e o FP. Goldshmit pode concluir que se a zona de Goertzel existe em reatores térmicos e intermediários, ela está na porção periférica do núcleo, implicando que ao invés de colocar-se todos os EC novos na porção mais externa (próxima ao refletor), seria mais favorável colocar-se alguns EC mais irradiados nesta região. Com Naft e Sesonske /18/ (1972) novamente observa-se que

a necessidade de obter-se resultados quantitativos leva ao emprego de métodos de busca direta. Empregando regras de seleção para acelerar a busca, eles desenvolveram um programa que otimiza a recarga através de remanejamentos entre os EC considerando a queima de descarga e os custos de fabricação.

Admitindo que reduzir o FP pode apresentar vantagens econômicas porque permite operar-se o reator na potência máxima, Stout e Robinson elaboraram um algoritmo para realizar remanejamento (1973) /19/ empregando regras lógicas com a Programação Dinâmica. Em 1975 Sekimizu /20/ desenvolveu uma metodologia para minizar o enriquecimento do combustível de recarga no ciclo de equilíbrio empregando duas estratégias distintas: uma analisando o  $k_{ef}$  médio dos EC no final do ciclo, e a outra verificando o efeito do remanejamento do combustível e do posicionamento das barras de controle no desempenho do ciclo de equilíbrio.

Acompanhando-se a evolução das estratégias, pode-se então concluir e não havia uma palavra final acerca da melhor técnica de gerenciamento, sendo provavelmente uma fase de transição. Ilustra esta fase o trabalho Huang e Levine que, num mesmo artigo /21/ de 1978, abordam o gerenciamento com duas estratégias distintas: primeiramente desenvolvem um código que através de remanejamento entre os EC minimiza o FP e faz análise econômica do ciclo, depois empregam um outro método para maximizar o  $K_{ef}$

Em 1982 surge um outro artigo sobre gerenciamento de combustível procurando minimizar o FP no início do ciclo, feito por Li-Wei Ho e Roach /22/. A novidade nesse trabalho é o emprego da Teoria de Perturbação em Primeira Ordem (TPPO) no gerenciamento. Empregando-a pode-se prever com rapidez se a troca binária entre dois EC reduzirá o FP, visto que, segundo Huang e Levine haviam observado /21/, menores reatividades estão associados com os menores FP. Entretanto a aplicação da TPPO não ficou limitada à redução do FP. Homasaki e Takeda empregaram-na /23/ (1985) em estudos procurando maximizar a queima.

Neste mesmo ano encontram-se trabalhos que revelam o interesse na redução da fadiga no vaso de pressão devido à fluência neutrônica. Assim, Spetz, Hannah, Uotinen, Wingfield e Jones realizaram estudos empregando o conceito de movimento do combustível no núcleo no sentido dentro-fora-dentro ("in-out-in") para reduzir a fuga, /24,25/. Artigos posteriores mostram o esforço crescente para aumentar a queima de descarga a reduzir a fluência. Downard e Kin/26/ empregam o Princípio de Haling em reatores PWR para obterem a distribuição de EC no núcleo sem a presença de venenos queimáveis de modo ter-se a menor fuga de neutrões, e determinam posteriormente o posicionamento dos venenos. Em outro estudo bastante didático /27/ (1987), Downard e Kin juntamente com Sesonske retomam o problema de se obter uma recarga de núcleo e determinam a recarga que gera o ciclo mais extenso, tendo-se o FP como vínculo, e posteriormente, empregando a busca direta, encontram a distribuição de venenos para aumentar a queima de descarga.

Acompanhando esta evolução nas técnicas de gerenciamento, pode-se observar que a tendência atual é maximizar a queima, determinando configurações com menor fluência e maior  $k_{ef}$  no final do ciclo, sendo que os resultados dependerão fortemente da experiência do pesquisador, conforme discutem Lang e Gold /28/. Todos estes esforços fizeram que a queima de descarga dos EC aumentasse de 15000 MW dias/tonelada de U para 35000 MW dias/tonelada de U no período de 1974 a 1983, conforme ilustra a figura 1.2. Atualmente existem projetos que prevêem queimas que excedem 40000 MW dias/tonelada de U, mostrando que o gerenciamento tem cumprido o seu papel.

Provavelmente existem outros artigos interessantes que não foram mencionados neste breve resumo histórico, como por exemplo o trabalho matemático de Nowasad /29/. Acredita-se, contudo, que esta pequena amostragem dos artigos publicados nos últimos 25 anos permita uma visão geral de como as técnicas de gerenciamento evoluíram, quais metodologias foram empregadas e porque foram adotadas.

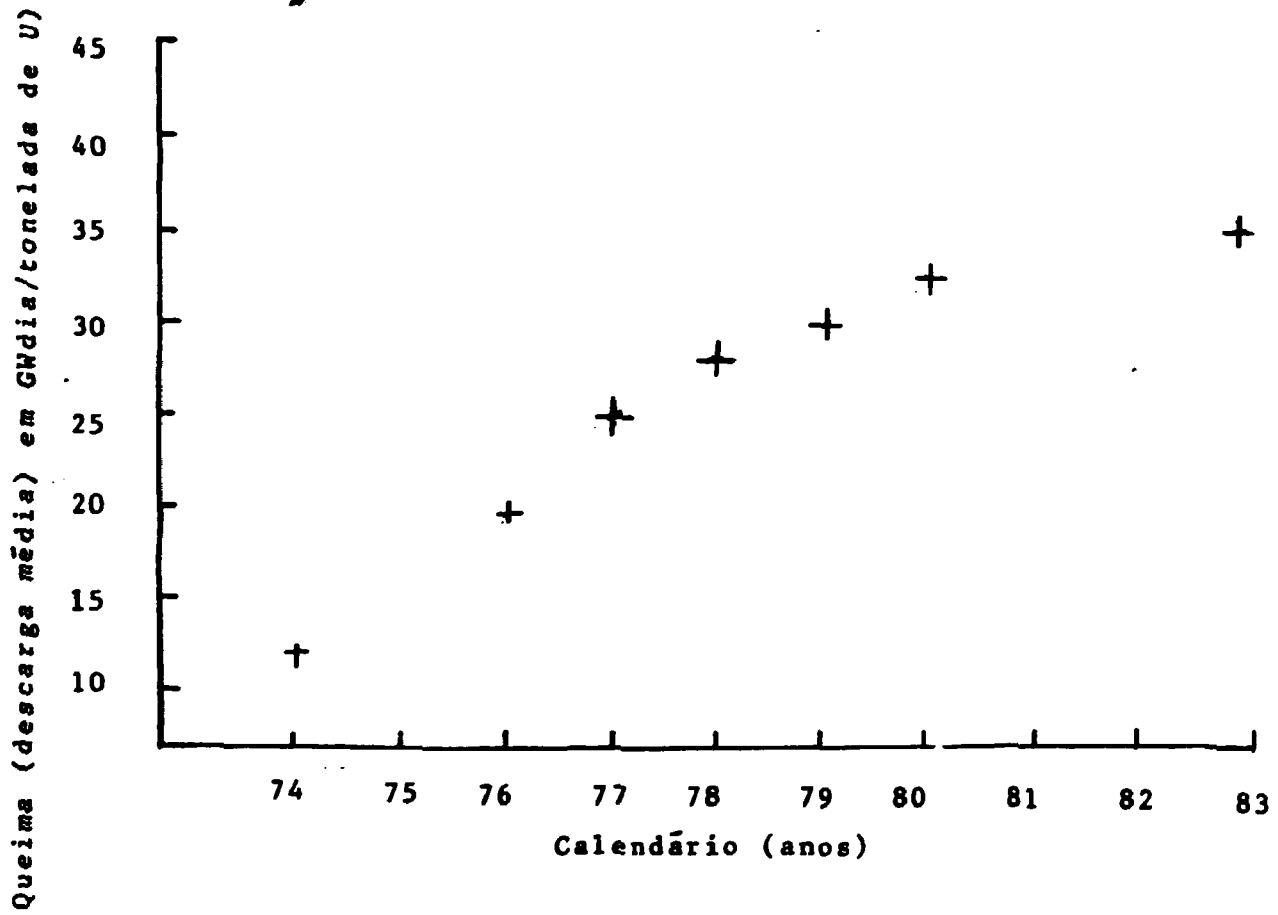


Figura 1.2.: Evolução da queima de descarga do combustível nuclear ao longo dos últimos anos /24/.

## CAPITULO 2 - FORMALISMO MATEMATICO

### 2.1. Técnicas de otimização

Antes do aparecimento dos computadores digitais, as técnicas de otimização de combustível baseavam-se nos métodos gráficos /30/. Considerava-se todos os custos e obtinha-se o custo total do combustível em função da queima ("burnup"). Posteriormente eram construídos gráficos semelhantes ao da figura 2.1., permitindo-se encontrar o valor da queima que minimizaria o custo total.

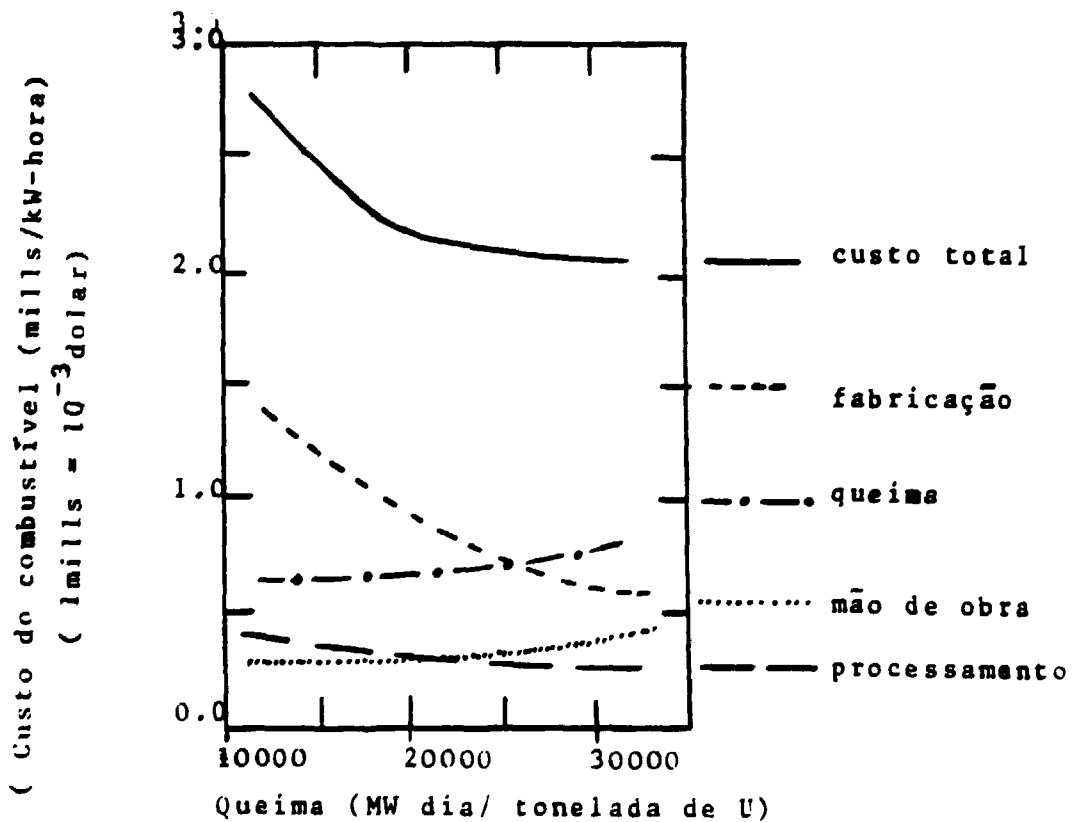


Figura 2.1.: Custo do combustível nuclear em função da queima

Atualmente para solucionar-se um problema de otimização começa-se pela modelagem matemática. Primeiramente define-se a função objetiva (ou função critério) e suas variáveis .

$$F = f(x_1, x_2, \dots, x_n), n \in \mathbb{N}, \quad (2.1)$$

e em seguida determinam-se os vínculos

$$G_i(x_1, \dots, x_n) \leq b_i, b_i \in \mathbb{R}, i = 1, 2, \dots, m < n, \quad (2.2)$$

passando-se finalmente à busca do conjunto de variáveis  $(x_1, \dots, x_n)$  que extremiza a função objetiva  $F$ .

Existem basicamente dois métodos para encontrar-se o conjunto de variáveis que extremizam a função objetiva. Os Métodos Indiretos, onde o extremo de uma função é obtido através de uma condição, e os Métodos Diretos. São exemplos de Métodos Indiretos: encontrar extremos de funções por diferenciação, o Método Variacional, e a Programação Linear. Com Métodos Diretos tem-se a Programação Dinâmica, os Métodos de Eliminação, e o Método do Gradiente, e os Métodos Heurísticos. Consistindo na determinação de um extremo através de uma inspeção direta sem qualquer critério, o Método da Força Bruta é a forma mais primitiva e mais conhecida do Método Direto. Uma evolução no Método da Força Bruta é o Método de Eliminação onde faz-se a busca com critério, seguindo por caminhos com maior probabilidade de sucesso. A Programação Dinâmica adequa-se perfeitamente quando tem-se um processo de decisão em multi-



estágios procurando-se extremizar um parâmetro. Sua aplicação é feita tomando-se um sistema, por exemplo um reator, caracterizando por uma variável de estado como a queima  $B^e$ :

$$B^e = (B_1^e, B_2^e, \dots, B_n^e), \quad (2.3)$$

onde  $B_i^e$  é o valor da queima na  $i$ -ésima região do núcleo, no  $e$ -ésimo ciclo.

A escolha da variável de estado  $B_1^e$ , no  $e$ -ésimo ciclo irá influenciar todos os estágios posteriores, entretanto a Programação Dinâmica procurará a melhor solução no  $e$ -ésimo ciclo considerando apenas este ciclo e os precedentes. Isto é feito para economizar-se tempo, pois existem muitas variáveis no gerenciamento, não sendo possível encontrar-se uma boa solução num período de tempo aceitável se todas as variáveis forem consideradas. Por exemplo, suponha-se que durante a vida média de uma central nuclear, em torno de 30 anos, sejam feitas  $N$  recargas, e que em cada recarga existam  $M$  maneiras de realizar-se a recarga. Tomando-se modestamente  $10 \leq N \leq 15$ , e  $10 \leq M \leq 30$ , o número total de possibilidades pudesse ser avaliada em 1 segundo, seriam necessários mais de 3000 anos.

## 2.2 Teoria de Perturbação em Primeira Ordem

### 2.2.1. Introdução

Para avaliar se a troca entre dois elementos combustíveis (EC) poderá reduzir o FP, empregou-se, neste trabalho, a teoria de perturbação em Primeira Ordem (TPPO) no remanejamento de combustível. Seu grande mérito está na economia de tempo porque determina rapidamente quais candidatos tem chance de sucesso (reduzir o FP). Para entender-se a importância em limitar-se a escolha de candidatos, toma-se como exemplo o reator de Angra 1 /31/, que apresenta simetria de 1/8 e 121 EC. Para este reator existem cerca de 15 EC que podem ser permutados. Desconsiderando-se as rotações, existem  $15! \approx 1,308.10^{12}$  configurações possíveis para o núcleo deste reator. Se cada configuração requerer 1,0 segundo para ser avaliada, seriam necessários cerca de 44.000 anos para estudar-se todas as possibilidades.

A TPPO facilitará o remanejamento porque prevê a variação de reatividade causada por pequenas perturbações no núcleo, sem que seja necessário resolver-se novamente a equação de difusão. Também é ponto positivo dessa teoria sua relativa facilidade de compreensão e aplicação. O único cuidado na sua utilização é garantir que as perturbações sejam realmente pequenas, pois em caso contrário os resultados poderão ser extremamente absurdos.

### 2.2.2 ESTUDO BREVE SOBRE A TPPO

A TPPO fornece a variação de reatividade,  $\delta\rho$ , causada por pequenas alterações no núcleo, sem que seja necessário solucionar-se a equação de difusão para o núcleo perturbado [32, 33]. Agora irá desenvolver-se o raciocínio da TPPO sem aprofundar-se no formalismo algébrico, a fim de compreender-se como  $\delta\rho$  é calculado. Suponha-se então que o fluxo neutrônico de um reator era descrito pela equação de difusão em dois grupos de energia

$$\begin{bmatrix} -\nabla D_1 \nabla + \Sigma_{a1} & 0 \\ -\Sigma_{s12} & -\nabla D_2 \nabla + \Sigma_{a2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{k} \begin{bmatrix} \nu_1 \Sigma_{f1} & \nu_2 \Sigma_{f2} \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

ou

$$\underline{M} \phi = \frac{1}{k} \underline{F} \phi \quad (2.5)$$

e uma pequena mudança em um dos parâmetros nucleares macroscópicos,  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $\Sigma_{a1}$ ,  $\Sigma_{a2}$ ,  $\Sigma_{s12}$ ,  $\nu_1 \Sigma_{f1}$ ,  $\nu_2 \Sigma_{f2}$ , alterou o fluxo.

A alteração no parâmetro macroscópico acarreta mudanças nas matrizes  $\underline{M}$  e  $\underline{F}$ , tais que passam a ser descritas por

$$\underline{M}' = \underline{M} + \delta \underline{M} \quad (2.6)$$

e

$$\underline{F}' = \underline{F} + \delta \underline{F} \quad (2.7)$$

de modo que o fluxo passará a ser descrito pela equação

$$M\phi' = \frac{1}{k'} \frac{F'}{\beta} \phi' \quad (2,8)$$

onde

$$\frac{1}{k'} = \frac{1}{k + \delta k} = \frac{1}{k(1 + \frac{\delta k}{k})} \quad (2,9)$$

O passo seguinte é associar-se a variação de reatividade com a variação  $\delta k$  no fator de multiplicação. Para isso usa-se a hipótese da perturbação ter sido pequena e toma-se a aproximação de primeira ordem

$$\frac{1}{k'} = \frac{1}{k} \left( 1 + \frac{\delta k}{k} \right)^{-1} \approx \frac{1}{k} \left( 1 - \frac{\delta k}{k} \right) \Rightarrow$$

$$\frac{1}{k'} = \frac{1}{k} \left( 1 - \frac{\delta k}{k} \right) = \frac{1}{k} - \frac{\delta k}{k^2} \quad (2,10)$$

define-se a reatividade antes da perturbação:

$$\rho = \frac{k - 1}{k} = 1 - \frac{1}{k}, \quad (2,11)$$

e a reatividade após a perturbação por

$$\rho' = \frac{k' - 1}{k'} = 1 - \frac{1}{k'} \quad (2,12)$$

Agora substitui-se na equação acima o valor de  $K$  dado pela eq. (2.10):

$$\rho' \cong 1 - \frac{1}{k} + \frac{\delta k}{k^2} = \rho + \frac{\delta k}{k^2}, \quad (2.13)$$

sendo que a última igualdade deve-se à eq. (2.11). Definindo-se a variação de reatividade,  $\delta\rho$ , pela equação

$$\rho' = \rho + \delta\rho \quad (2.14)$$

finalmente, com auxílio da eq.(2.13), obtém-se

$$\delta\rho \cong \frac{\delta k}{k^2}, \quad (2.15)$$

de modo que a eq.(2.10) poderá ser reescrita como

$$\frac{1}{k'} \cong \frac{1}{k} - \delta\rho \quad (2.16)$$

Recupera-se a visão geral do problema reunindo-se as últimas equações obtidas, ou seja, retoma-se a eq. (2.8) e substitui-se  $M$ ,  $F$  e  $1/K$  pelos valores dados nas eq. (2.6), (2.7) e (2.16). Assim feito, irá encontrar-se:

$$(\underline{M} + \delta\underline{M})\phi' \cong \left(\frac{1}{k} - \delta\rho\right) (\underline{F} + \delta\underline{F})\phi', \quad (2.17)$$

e desprezando-se os termos de segunda ordem obtém-se a equação

$$\underline{M}\phi' + \delta\underline{M}\phi' \cong \frac{1}{k}\underline{F}\phi' + \frac{1}{k}\delta\underline{F}\phi' - \delta\rho\underline{F}\phi' \quad (2.18)$$

A etapa final para determinar  $\delta\rho$  será eliminar-se  $\phi'$  da equação (2.17). Pode-se fazê-lo transformando esta equação, que perderá a descrição do efeito local e passará a representar somente o efeito global. Para tanto emprega-se um artifício matemático, isto é, multiplica-se a equação (2.18) pelo transposto do vetor auxiliar  $\underline{\psi}$ , e integra-se o resultado no volume do reator:

$$\langle \underline{\psi}, M\phi' \rangle + \langle \underline{\psi}, \delta M\phi' \rangle = \frac{1}{k} \langle \underline{\psi}, \underline{F}\phi' \rangle + \frac{1}{k} \langle \underline{\psi}, \delta \underline{F}\phi' \rangle - \delta\rho \langle \underline{\psi}, \underline{F}\phi' \rangle, \quad (2.19)$$

sendo que o vetor  $\underline{\psi}$  por enquanto não possui um significado físico.

Observe-se que produto escalar entre os vetores  $\underline{\eta}$  e  $\underline{\xi}$  de  $\mathbb{R}^N$  foi representado por

$$\langle \underline{\eta}, \underline{\xi} \rangle = \int_V \eta^i \xi_i dV = \int_V \sum_{i=1}^N \eta_i \xi_i dV. \quad (2.20)$$

Faz parte do artifício matemático perceber-se que a equação (2.19) é válida para qualquer vetor  $\underline{\psi}$ , e portanto pode-se escolhê-lo de modo a simplificá-la. Uma boa escolha será tomar  $\underline{\psi}$  tal que seja válida a igualdade

$$\langle \underline{\psi}, M\phi' \rangle = \frac{1}{k} \langle \underline{\psi}, \underline{F}\phi' \rangle, \quad (2.21)$$

para que a equação (2.19) assuma a forma

$$\delta\rho \approx \frac{\frac{1}{k} \langle \underline{\psi}, \delta \underline{F} \phi' \rangle - \langle \underline{\psi}, \delta \underline{M} \phi' \rangle}{\langle \underline{\psi}, \underline{F} \phi' \rangle} \quad (2.22)$$

Uma vez que a perturbação é pequena por hipótese,  $\phi'$  poderá ser substituído por  $\phi$  nos produtos escalares das equações (2.21) e (2.22) sem que elas sejam sensivelmente alteradas, uma vez que os produtos escalares representam valores integrais. Feita esta substituição, tem-se a variação de reatividade em primeira ordem:

$$\delta\rho \approx \frac{\frac{1}{k} \langle \underline{\psi}, \delta \underline{F} \phi \rangle - \langle \underline{\psi}, \delta \underline{M} \phi \rangle}{\langle \underline{\psi}, \underline{F} \phi \rangle} \quad (2.23)$$

A determinação de  $\delta\rho$  estará completa encontrando-se o vetor  $\underline{\psi}$  que satisfaça a equação (2.21), o que será feito empregando-se o conceito de operador adjunto: o operador  $\underline{O}^t$  é adjunto do operador  $\underline{O}$  se, para qualquer vetores  $\underline{\eta}$  e  $\underline{\xi}$  diferentes do vetor nulo, for válida a relação:

$$\langle \underline{\xi}, \underline{O} \underline{\eta} \rangle = \langle \underline{\eta}, \underline{O}^t \underline{\xi} \rangle \quad (2.24)$$

No problema em questão precisa-se primeiramente encontrar o operador adjunto de

$$\underline{\underline{U}} = \underline{\underline{M}} - \frac{1}{k} \underline{\underline{F}}$$

(2.25)

para que a seja satisfeita a equação

$$\langle (\underline{\underline{M}} - \frac{1}{k} \underline{\underline{F}}) \underline{\underline{\phi}}, \underline{\underline{\psi}} \rangle = \langle \underline{\underline{\phi}}, (\underline{\underline{M}} - \frac{1}{k} \underline{\underline{F}})^\dagger \underline{\underline{\psi}} \rangle$$

(2.26)

Isto será feito usando-se a definição de produto escalar dado na equação (2.20):

$$\begin{aligned} \langle \underline{\underline{\psi}}, \underline{\underline{U}} \underline{\underline{\phi}} \rangle &= \int_{V_{\text{reator}}} [\psi_1 \quad \psi_2] \begin{bmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{bmatrix} dV = \\ &= \int_{V_{\text{reator}}} \sum_{i=1}^2 \psi_i \sum_{j=1}^2 U_{ij} \phi_j dV \Rightarrow \\ \langle \underline{\underline{\psi}}, \underline{\underline{U}} \underline{\underline{\phi}} \rangle &= \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \int_{V_{\text{reator}}} \psi_i U_{ij} \phi_j dV \end{aligned} \quad (2.27)$$

Valendo-se da condição do contorno fluxo nulo na borda do reator, observa-se que o operador  $\underline{\underline{U}}$  comuta, isto é,

$$\int_{V_{\text{reator}}} \psi_i U_{ij} \phi_j dV = \int_{V_{\text{reator}}} \phi_j U_{ij} \psi_i dV \quad (2.28)$$

permitindo-se que a equação (2.27) possa ser reescrita como



$$\begin{aligned} \langle \underline{\psi}, \underline{\mathcal{O}} \underline{\phi} \rangle &= \int_{V_{\text{reator}}} \sum_{j=1}^2 \phi_j \sum_{i=1}^2 \mathcal{O}_{ij} \psi_i dV = \\ &= \int_{V_{\text{reator}}} \begin{bmatrix} \phi_1 & \phi_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathcal{O}_{11} & \mathcal{O}_{21} \\ \mathcal{O}_{12} & \mathcal{O}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{bmatrix} dV \end{aligned}$$

$$\langle \underline{\psi}, \underline{\mathcal{O}} \underline{\phi} \rangle = \int_{V_{\text{reator}}} \underline{\phi} \underline{\mathcal{O}}^T \underline{\psi} dV \quad (2.29)$$

e portanto, pela definição de operador adjunto dada na equação (2.24), observa-se que o operador adjunto do operador  $\underline{\mathcal{O}}$  é o próprio operador  $\underline{\mathcal{O}}$  transposto. Em outras palavras, com a equação (2.25):

$$\left( \underline{M} - \frac{1}{k} \underline{E} \right)^{\dagger} = \left( \underline{M} - \frac{1}{k} \underline{E} \right)^T = \underline{M}^T - \frac{1}{k} \underline{E}^T \quad (2.30)$$

Agora pode-se determinar o vetor  $\underline{\psi}$  que satisfaz a equação (2.21). Primeiramente ela é reescrita como

$$\langle \underline{\psi}, \underline{M} \underline{\phi}' \rangle - \frac{1}{k} \langle \underline{\psi}, \underline{E} \underline{\phi}' \rangle = 0 \quad (2.31)$$

ou ainda

$$\langle \underline{0}\phi', \underline{\psi} \rangle = 0$$

(2.32)

e agora usa-se o conceito de operador adjunto com os últimos resultados para perceber-se que

$$0 = \langle \underline{0}\phi', \underline{\psi} \rangle = \langle \phi', \underline{0}^T \underline{\psi} \rangle = \langle \phi', \underline{0}^T \underline{\psi} \rangle$$

(2.33)

que será satisfeita se

$$0 = \underline{0}^T \underline{\psi} = (\underline{M} - \frac{1}{k} \underline{E})^T \underline{\psi} = (\underline{M} - \frac{1}{k} \underline{E})^T \underline{\psi}$$

$$\underline{M}^T \underline{\psi} = \frac{1}{k} \underline{E}^T \underline{\psi} \quad (2.34)$$

de modo que resolvendo-se esta equação pode-se obter  $\underline{\psi}$ , que agora passará a ser denominado vetor fluxo adjunto  $\underline{\phi}^+$ , e resolver-se a equação (2.23).

### 2.2.3 O FATOR DE MULTIPLICAÇÃO INFINITO

Um cuidado muito importante na aplicação da TPPO, equação (2.23), é garantir-se que as perturbações sejam pequenas. A experiência mostrou que uma boa técnica para evitar-se grandes perturbações seria limitar-se a variação de reatividade local, ou seja, garantir-se que os fatores de multiplicação infinito ( $k_{\infty}$ ) dos EC que serão remanejados não sejam muito diferentes.

Irá definir-se como o fator de multiplicação infinito do  $i$ -ésimo EC considerando-se um reator infinito e homogêneo, constituído pelo mesmo material do EC. Para descrever-se o comportamento neutrônico deste sistema emprega-se a equação de difusão em dois grupos de energia:

$$-D_{1i} \nabla^2 \phi_{1i} + \Sigma_{11i} \phi_{1i} = \frac{1}{k_{\infty i}} \left( \nu_{1i} \Sigma_{f1i} \phi_{1i} + \lambda_{2i} \Sigma_{f2i} \phi_{2i} \right) \quad (2.35)$$

$$-D_{2i} \nabla^2 \phi_{2i} + \Sigma_{a2i} \phi_{2i} = \lambda_{2i} \phi_{1i} \quad (2.36)$$

Sendo um meio infinito e homogêneo:

$$\nabla^2 \phi_{1i} = \nabla^2 \phi_{2i} = 0 \quad (2.37)$$

o que torna a equação (2.35) igual a

$$k_{\omega i} = \frac{v_{1i} \sum f_{1i} + v_{2i} \sum f_{2i} \frac{\phi_{2i}}{\phi_{1i}}}{\sum r_{1i}} \quad (2.38)$$

e a eq. (2.36) igual a

$$\frac{\phi_{2i}}{\phi_{1i}} = \frac{\sum s_{12i}}{\sum a_{2i}} \quad (2.39)$$

e portanto

$$k_{\omega i} = \frac{v_{1i} \sum f_{1i} + v_{2i} \sum f_{2i} \cdot \frac{\sum s_{12i}}{\sum a_{2i}}}{\sum r_{1i}} \quad (2.40)$$

## CAPITULO 3: METODOLOGIA DE TRABALHO

### 3.1. INTRODUÇÃO

Todo trabalho novo requer certo tempo de aprendizado e deve ser dividido em partes de modo que o pesquisador tenha oportunidade de assimilar as novas informações. Ao defrontar-se com tarefas mais complexas, também é comum formular-se outro problema mais simples com as mesmas características. Simplificando o estudo, a solução requerirá um formalismo matemático menos sofisticado, permitindo-se analisar mais clara e profundamente o método de solução, além de facilitar o desenvolvimento da intuição sobre o tema focado. Após resolver-se o caso mais simples, o estudioso terá adquirido experiência suficiente para solucionar o problema inicial.

Essa metodologia justifica dividir-se esse trabalho em diversas etapas e simplificar-se cada uma delas. Aqui irá encontrar-se, portanto, tratamento uni ou bidimensionais quando o ideal seria em três dimensões, ou ainda uma introdução modesta ao estudo do veneno queimável, ao passo que o assunto merece um desenvolvimento muito profundo. Estes são alguns exemplos das simplificações que foram feitas, mas a meta futura é generalizar-se cada vez mais os tratamentos conforme a experiência for aumentando.

## 3.2 GERENCIAMENTO DO COMBUSTIVEL

### 3.2.1 O QUE PRECISA SER FEITO

Para que o gerenciamento do combustível no núcleo do reator possa ser feito. O pesquisador precisará conhecer todos os vínculos de segurança, econômicos e tecnológicos. Terá que saber qual a fluência máxima que o vaso de pressão poderá suportar, qual a queima máxima dos EC de modo que a integridade do combustível e do encasamento seja mantida, e qual o FP máximo permitido para que o reator gere a potência máxima sem que ocorra o DNBR (Departure from Nucleate Boiling Ratio").

No primeiro ciclo, o gerenciador de combustível terá que determinar qual o enriquecimento, qual a disposição e o tipo de venenos queimáveis, de modo que o ciclo seja o mais longo possível, que a queima de descarga seja a maior possível, e para que a fluência no vaso de pressão seja a mínima possível. Findado o primeiro ciclo, ele também terá que decidir quais EC serão descarregados, qual o enriquecimento dos novos EC, e qual a disposição dos EC e dos venenos de modo a novamente ter-se o melhor rendimento.

Estas decisões deverão ser tomadas com base em estudos econômicos, avaliando-se o custo associado a cada decisão, e em estudos de Física de Reatores, que fornecerão os detalhes técnicos necessários para verificar-se a obediência dos vínculos e o desempenho do reator. Infelizmente na etapa atual de

desenvolvimento deste trabalho ainda não foram realizados os estudos econômicos, mas pretende-se fazê-los futuramente.

### 3.2.2 PROPOSTA E JUSTIFICATIVA DA METODOLOGIA

#### EMPREGADA

Desenvolveu-se um sistema de gerenciamento que permitisse reduzir o FP de reatores PWR no início do ciclo. Com este trabalho, pôde-se ganhar experiência e adquirir conhecimento que possibilitarão um desenvolvimento futuro de um sistema mais eficiente e sofisticado.

A eficiência do sistema de cálculo proposto foi testada em cada ciclo procurando-se determinar a disposição dos EC assumindo-se que o enriquecimento já estava definido, visto que defini-lo depende de fatores econômicos e tecnológicos (uma breve introdução ao cálculo do enriquecimento é feito no Apêndice 1). Quanto a decidir-se quantos EC devem ser descartados, também precisa-se do estudo econômico, mas pode-se adiantar que em média costuma-se descarregar 1/3 do núcleo em cada ciclo de um PWR. Aumentando-se esta fração aumenta-se a queima de descarga, mas em contrapartida diminui-se a duração do ciclo. Estas observações estão embasadas nas discussões feitas no Apêndice 2.

Na estratégia do remanejamento adotada, separou-se o estudo da disposição dos EC da análise do emprego dos venenos, que é feita de forma introdutória no Apêndice 3. O problema não

pode ser analisado separadamente se o objetivo é obter-se a melhor configuração possível, contudo, o problema precisa ser dividido para tornar-se tratável num período de tempo aceitável em termos de CPU (Unidade Central de Processamento), pois o número de variáveis envolvidas no gerenciamento é muito grande. Mesmo separando-se o problema pode-se obter bons resultados, desde que empreguem-se boas estratégias.

Isto fica bastante claro no trabalho de Kin, Downar e Sesonke /27/, onde mostra-se que a escolha do método de recarga terá repercussões fortes no estudo do veneno queimável, e conseqüentemente no rendimento do combustível. Existem diversas formas de recarga, sendo as principais designadas genericamente por recarga uniforme (U), onde todos os EC do núcleo apresentam o mesmo enriquecimento, de dentro para fora (DF), onde os EC mais enriquecidos são postos na região mais interna do núcleo ("in-out"), e do meio para fora para dentro (MFD), onde os EC mais enriquecidos são postos primeiramente na região intermediária do núcleo, passando depois para a externa, e finalmente para a interna. Nas figuras 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4, representa-se estas quatro formas de recarga.

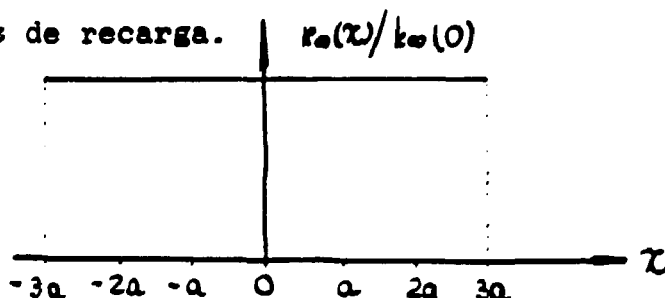


Figura 3.1: Representação qualitativa da recarga uniforme (U), sendo  $K_{\infty}(x)$  o fator de multiplicação infinito do EC posicionando na abscissa  $x$ .



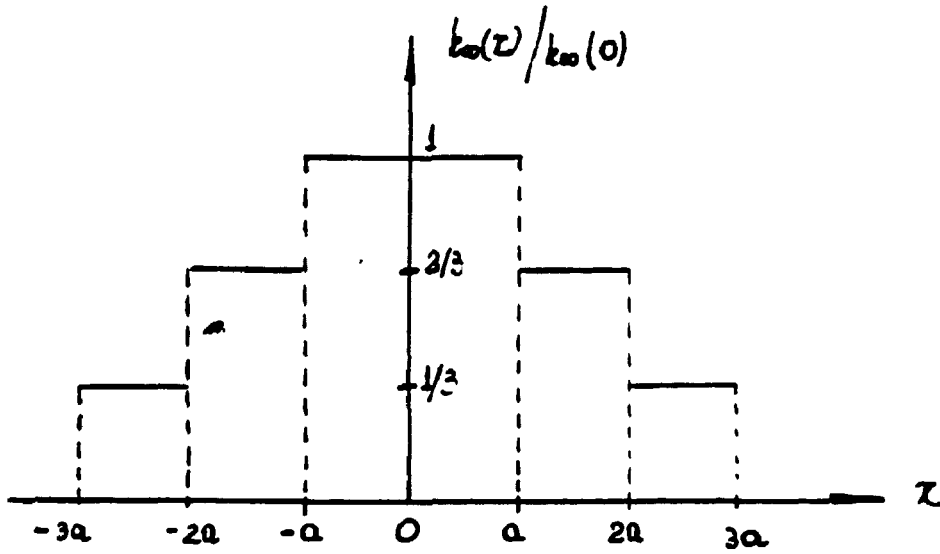


Figura 3.2: Representação qualitativa da recarga de dentro para fora (DF).

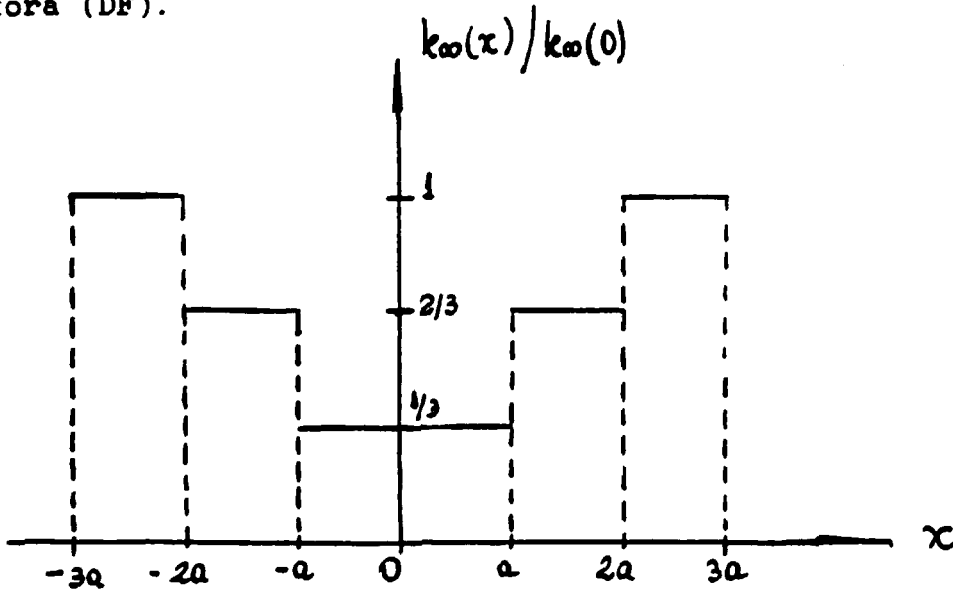


Figura 3.3: Representação qualitativa da recarga de fora para dentro (FD).

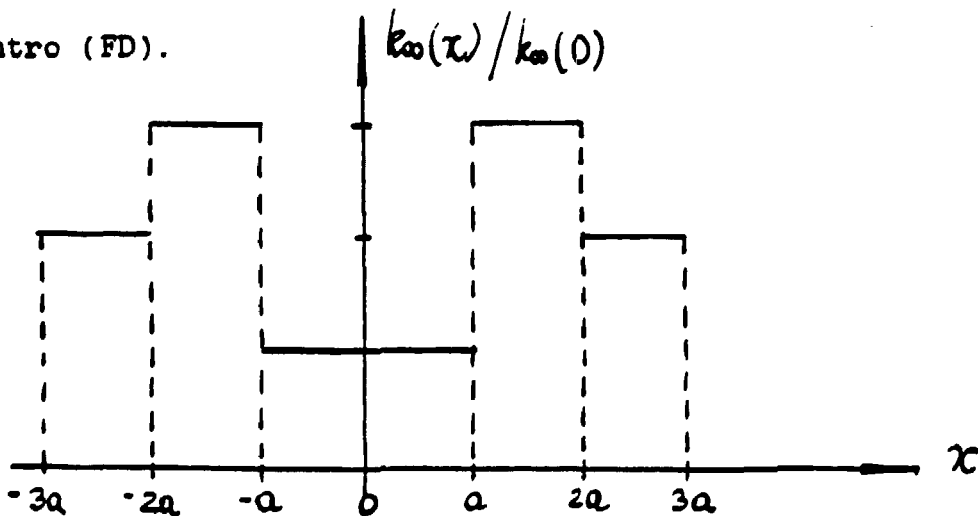


Figura 3.4: Representação qualitativa da recarga do meio para fora para dentro (MFD).

Cada uma das configurações representativas anteriormente apresenta vantagens e desvantagens. Assim, em linhas gerais, a configuração U apresenta a menor queima de descarga, mas apresenta FP inferior ao da configuração DF, mas apresenta menor excesso de reatividade e maior fuga, e a configuração MFD é um caso intermediário entre FD e DF. De modo geral, o EC mais reativo está na parte central do núcleo, a reatividade do reator é maior (consequentemente a duração do ciclo também será) e a fuga é menor, mas em contrapartida, o FP é maior. Naturalmente esta é uma visão bastante simplificada do problema que apresentará variações, dependendo principalmente do enriquecimento da queima e da geometria. Um pequeno estudo sobre estes aspectos é feito no Apêndice 3.

Com um modelo de reator unidimensional semelhante ao que representou-se nas figuras 3.1 a 3.4, Kin, Downar e Sesonske /27/ concluíram que o princípio de Haling poderia ser empregado nos reatores PWR e que a recarga no esquema DF com absorvedores na posição central fornecia a maior queima de descarga entre todas as possibilidades estudadas. O ideal seria adotar-se esta metodologia e avaliar diversas combinações de recarga com distribuições de absorvedores, mas para tornar-se o problema factível, nesta fase inicial não foram realizados estudos profundos na determinação do enriquecimento dos EC, nem sobre os materiais absorvedores.

### 3.2.3 SISTEMA DE CÁLCULO PARA ESTRATEGIA DE GERENCIAMENTO DE COMBUSTÍVEL

O sistema de cálculo desenvolvido engloba desde geração das seções de choque pelo código HAMMER-TECHNION (os cálculos celulares não serão detalhados porque fugiria ao escopo deste trabalho), até os cálculos de queima pelo CITATION. Inicia-se o remanejamento assumindo-se que o reator e o enriquecimento dos EC já estão definidos e toma-se uma configuração inicial qualquer para o início do ciclo (a escolha desta configuração é tanto melhor quanto maior for a experiência do gerente). O sistema tomará esta configuração inicial e determinará automaticamente, com auxílio do CITATION modificado (Apêndice 4), outras configurações que apresentarão FP cada vez menores no início do ciclo. Os cálculos nesta fase são portanto estáticos, e a base teórica é dada pela Teoria de Perturbação em Primeira Ordem (TPPO), podendo-se escolher diversas configurações iniciais (DF, FD, MFD,...) para serem remanejadas. Caso não sejam encontradas configurações que satisfaçam os vínculos, será necessário redefinir-se o enriquecimento ou o número de EC novos no núcleo.

O processo do remanejamento para reduzir o FP é feito do seguinte modo: o usuário informa ao programa quais EC serão remanejados, e qual o valor máximo permitindo para o módulo da diferença do  $K_{\text{eff}}$  dos candidatos à troca (DKMAX). Em seguida o código organiza os EC em ordem decrescente de densidade de

potência. Por exemplo, suponha-se que os EC foram ordenados assim: 1, 2, 3, ..., 20, sendo o EC número 1 aquele que apresenta a maior densidade de potência, e o número 20 a menor. Para o remanejamento, o programa verificará se é possível trocar o EC número 1 com o número 20, o número 1 com o 19, o número 1 com o 18, ..., o número 1 com o 2, o número 2 com o 20, o número 2 com o 19, ..., o número 2 com o 3, ..., o número 18 com o 20, o número 18 com o 19 com o 20.

Para que a permuta entre os EC seja dita possível de ser efetuada, dois vínculos devem ser satisfeitos:

I)  $k_{00i} - k_{00j} < DKMAX$ , onde K é o fator de multiplicação infinito do EC<sub>i</sub>;

II)  $S_{pij} < 0$  (no caso da redução do FP), sendo  $S_{pij}$  o valor da variação da reatividade no núcleo devido ao remanejamento dos EC i e j, que foi calculada pela TPP0.

Adotou-se este procedimento porque a experiência com o código mostrou que era mais eficiente remanejar EC com densidades de potência bastante distintas. Com isso haveria maior probabilidade de colocar-se um EC bastante reativo (e portanto com grande chance de apresentar densidade de potência elevada) numa zona onde havia um EC gerando pouca potência (e provavelmente pouco reativo), acarretando a redução do FP.

Construída a fila de pares de candidatos, que

caso em exemplo é (1, 20), (1, 19), ..., (1, 2), (2, 20), ..., (2, 3), ..., (19, 20), o programa utiliza-se da TPPO para verificar quais pares de candidatos desta fila apresentam possibilidade de reduzir o FP e constrói uma nova fila somente com estes candidatos. Em seguida o código realiza o remanejamento com o primeiro par de candidatos e verifica se realmente houve redução do FP. Em caso negativo será tomado o segundo par da fila e realizada a troca, prosseguindo assim até que se verifique um sucesso ou não existam mais candidatos, sendo que neste caso o remanejamento será encerrado. Em caso de sucesso, o remanejamento será efetivado e uma nova fila de candidatos será construída, visto que o núcleo remanejado é diferente do anterior, e os pares de candidatos à troca serão outros. No apêndice 4 são fornecidos maiores detalhes sobre o remanejamento com o CITATION modificado.

Determinadas algumas configurações com o FP inferior ao máximo permitido, realiza-se a queima para cada uma delas. Verificando-se a evolução do FP durante o ciclo, pode-se determinar as configurações que apresentam FP abaixo do máximo permitido durante todo o ciclo, e simultaneamente aquelas cujos EC descarregados apresentem queima de descarga inferior ao máximo permitido. Caso não existam configurações que satisfaçam estes vínculos, também será necessário redefinir-se o número ou o enriquecimento dos novos EC, ou ambos.

Pela ausência de um módulo econômico no sistema de cálculo, não é possível dizer qual configuração, entre aquelas que satisfazem os vínculos, será responsável pela geração de

energia a custo mais baixo. O mérito do sistema atual é fornecer uma ou mais configurações que satisfaçam os vínculos, as quais poderão ser futuramente avaliadas. No fluxograma da figura 3.5 está representada a metodologia do sistema de cálculo, sendo que a parte fundamental da estratégia é feita pelo CITATION modificado para reduzir o FP com auxílio da TPPO, empregando a Teoria de Difusão em dois grupos de energia e duas dimensões.

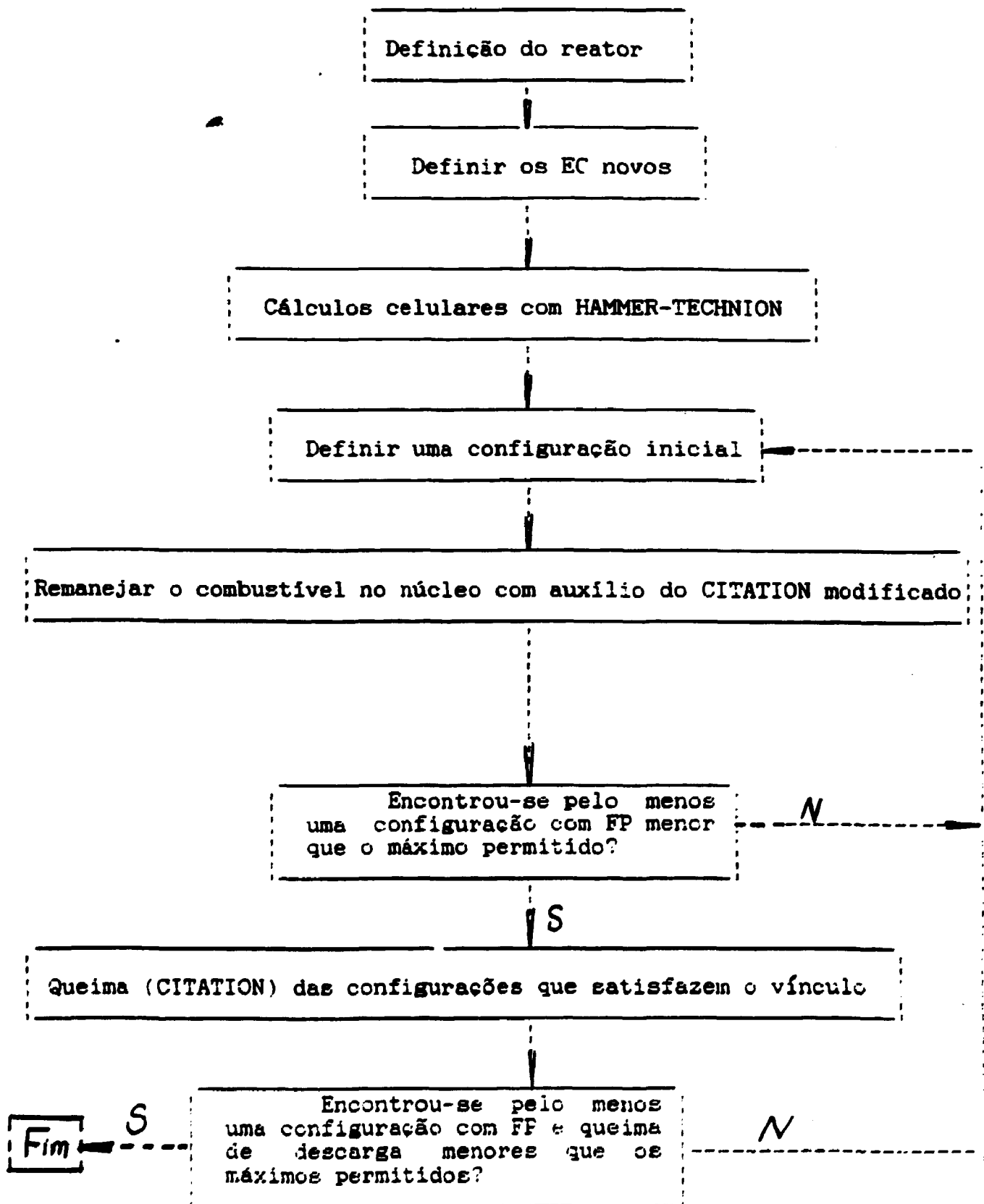


Figura 3.5: Representação do sistema para remanejamento de combustível no núcleo.

### 3.3 REMANEJAMENTO

#### 3.3.1 PORQUE O EMPREGO DA TPPD NO CITATION

O remanejamento do combustível no núcleo do reator, "shuffling", tem diversos objetivos. Pode-se adotá-lo para reduzir o FP, ou para reduzir a fuga neutrons, ou ainda para estender a duração do ciclo. Sabendo-se da importância de obter-se uma configuração de núcleo que apresenta baixa fuga, e que as configurações com esta característica possuem na grande maioria dos casos altos FP, observou-se que seria interessante obter-se tais configurações e remanejá-las até que o FP atinja valores aceitáveis.

A primeira preocupação foi como remanejar de modo a reduzir o FP. Seria necessário prever-se quais trocas entre dois EC (trocas binárias) teriam maior probabilidade de sucesso. Não se poderia tentar todas as trocas possíveis porque, como já foi dito, o tempo de CPU necessário seria muito grande. Lendo-se artigo de Li-Wei e Roach /22/ encontrou-se uma solução adequada a este trabalho: o emprego da TPPD. Para empregá-la foram realizadas pequenas modificações no programa CITATION, introduzindo-se algumas novas subrotinas (Apêndice 4). A TPPD mostrou-se particularmente adequada ao remanejamento porque poderia prever rapidamente, e com razoável probabilidade de sucesso, quais trocas binárias entre os EC poderiam reduzir o FP.



### 3.3.2 RELAÇÃO ENTRE A REATIVIDADE E O FP

O critério para concluir se a troca entre dois EC será ou não um sucesso baseia-se no sinal da variação de reatividade ( $\Delta\rho$ ) prevista pelo TPPD. Li-Wei e Roach afirmam: "quando os EC são remanejados, se a reatividade for reduzida, a fuga total de neutrons aumenta, e o FP é reduzido". Provavelmente o que eles desejam expressar é: quando dois EC são remanejados e a reatividade do núcleo diminui, existe grande possibilidade da fuga de neutrons aumentar e do FP diminuir. Pode-se entender um pouco melhor este mecanismo usando-se a definição de fator de multiplicação efetivo:

$$k = \frac{\text{Taxa de Produção}}{\text{Taxa de Fuga} + \text{Taxa de Absorção}} \quad (3.1)$$

Em princípio, pela equação acima a fuga pode reduzir e mesmo assim a reatividade diminuir, bastando para isto que a taxa de absorção aumente e a taxa de produção diminua. Contudo, no remanejamento, se a fuga diminui é porque provavelmente a absorção aumentou, e parte dos nêutrons foram absorvidos pelo combustível, aumentando a taxa de fissão.

Quanto à relação entre o sinal de  $\Delta\rho$  e a variação do FP, um entendimento mais rigoroso pode ser obtido tomando-se a equação (2.23) adaptada para um grupo de energia num reator

unidimensional, onde estão sendo trocados os EC i e j, tais que

$$\Sigma_{fi} > \Sigma_{fj} \quad (3.2)$$

$$v_i > v_j \quad (3.3)$$

$$\Sigma_{ai} = \Sigma_{aj} \quad (3.4)$$

$$D_i = D_j \quad (3.5)$$

Como por hipótese  $\Sigma_{ai} = \Sigma_{aj}$ ,  $D_i = D_j$ , a perturbação na matriz de difusão será nula,  $\delta \underline{M} = \underline{0}$  e a variação de reatividade será dada por

$$\Delta \rho = \frac{\frac{1}{k} \langle \underline{\psi}, \delta \underline{F} \phi \rangle}{\langle \underline{\psi}, \underline{F} \phi \rangle} \quad (3.6)$$

Admitindo-se que a variação de reatividade é negativa, tem-se:

$$\Delta \rho < 0 \Rightarrow \langle \underline{\psi}, \delta \underline{F} \phi \rangle < 0 \Rightarrow \langle \phi, \delta \underline{F} \phi \rangle < 0 \quad (3.7)$$

sendo que a última implicação deve-se ao fato do fluxo neutrônico ser auto adjunto para um grupo de energia. Agora tomando-se

$$\delta F = \Delta \Sigma_{fi} V \delta(r-r_i) + \Delta \Sigma_{fj} V \delta(r-r_j) \quad (3.8)$$

onde V é o volume dos Ec,  $r_i$  a posição do EC i,  $r_j$  a posição do EC j,  $\delta(r)$  o delta de Dirac,

$$\begin{cases} \Delta \Sigma_{f_i} = \Sigma_{f_j} - \Sigma_{f_i} \\ \Delta \Sigma_{f_j} = \Sigma_{f_i} - \Sigma_{f_j} \end{cases} \quad (3.9)$$

e como  $\Sigma_{f_i} > \Sigma_{f_j}$

$$\Delta \Sigma_{f_j} = - \Delta \Sigma_{f_i} > 0 \quad (3.10)$$

Reunindo-se as eq.(3.7), (3.8) e (3.10) encontra-se

$$0 > \langle \phi, \delta \Sigma \phi \rangle = \int_V \delta \Sigma_f \phi(r)^2 dV = v [ \Delta \Sigma_{f_i} \phi(r_i)^2 + \Delta \Sigma_{f_j} \phi(r_j)^2 ] \Rightarrow$$

$$0 > [ - \Delta \Sigma_{f_j} \phi(r_i)^2 + \Delta \Sigma_{f_i} \phi(r_j)^2 ] \Rightarrow$$

$$\phi(r_i) > \phi(r_j) \quad (3.11)$$

Com as eq.(3.2) e (3.11) pode-se avaliar o que aconteceu com a distribuição de potência no reator antes da troca, a densidade de potência na região i era dada por

$$q_i = \gamma \Sigma_{f_i} \phi(r_i) > \gamma \Sigma_{f_j} \phi(r_j) = q_j \quad (3.12)$$

sendo  $\gamma$  a energia liberada por fissão, e  $q_i$  a densidade de potência na posição  $r = r_i$ .

Após a troca, a densidade de potência em  $r = r_i$  será

$$q'_i = \gamma \Sigma_{f_j} \phi'(r_i) = \gamma \Sigma_{f_j} \phi(r_i) + \gamma \Sigma_{f_j} \Delta \phi(r_i), \quad (3.13)$$

$\Delta \phi(r_i)$  é a variação em  $\phi(r_i)$  devido á perturbação, e muito provavelmente

$$\Delta\phi(r_i) < 0 \quad (3.14)$$

porque diminuiu a seção de choque macroscópica de fissão em  $r = r_i$  e os outros parâmetros mantiveram-se constantes. Assim

$$q'_i = \gamma \sum_{fj} \phi'(r_i) < \gamma \sum_{fj} \phi(r_i) < \gamma \sum_{fi} \phi(r_i) = q_i \quad (3.15)$$

ou seja, a densidade de potência na região i, que era a maior, diminuiu.

Na região j, após a troca, a densidade de potência passa a ser igual a

$$q'_j = \gamma \sum_{fi} \phi'(r_j) = \gamma \sum_{fi} \phi(r_j) + \gamma \sum_{fi} \Delta\phi(r_j) \quad (3.16)$$

com grande probabilidade de

$$\Delta\phi(r_j) > 0 \quad (3.17)$$

porque aumentou a seção de choque macroscópica de fissão, e conseqüentemente também aumentou a densidade de potência em  $r = r_j$ . Se a perturbação foi realmente pequena, decorrerá que

$$\phi'(r_j) \cong \phi(r_j) \quad \text{e} \quad \phi'(r_j) < \phi(r_i) \quad (3.18)$$

de forma que

$$q'_i = \gamma \sum_{f_i} \phi'(r_j) < \gamma \sum_{f_i} \phi(r_i) = q_i \quad (3.19)$$

significando que a densidade de potência em  $r = r_j$  aumentou mas não tornou-se superior a  $q_i$ , isto é, a distribuição de potência tornou-se mais uniforme. A figura 3.5 ilustra esta conclusão.

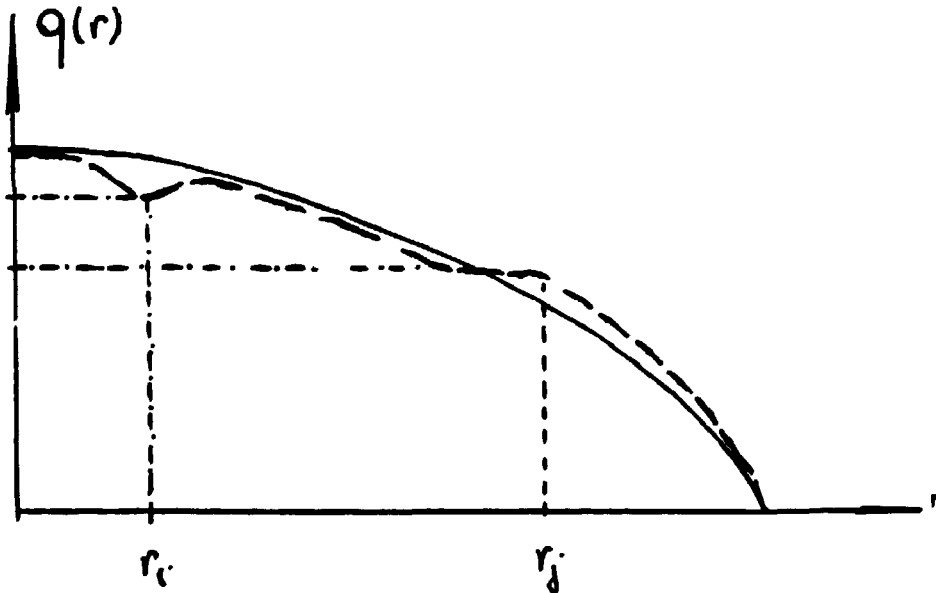


Figura 3.5: Representação da mudança na distribuição de potência quando os EC  $i$  e  $j$  são trocados entre si. A linha cheia refere-se à distribuição antes da troca, e a tracejada após a troca.

### 3.3.3 O QUE SE ENTENDE POR PEQUENAS PERTURBAÇÕES

Até o momento falou-se em pequenas perturbações e na necessidade de garanti-las, mas não se discutiu o que se deve fazer para obtê-las. Em princípio não é possível prever-se com certeza absoluta se a troca entre dois EC causará uma grande perturbação no núcleo, porque mesmo que o valor de  $k_{eff}$  previsto pelo TPPD seja pequeno, da ordem de  $10^{-2}$  ou menos, a perturbação local poderá ser tão grande que a variação real de reatividade será muito diferente daquela prevista. Contudo, pode-se, de certo modo, limitar a perturbação permitindo-se que somente EC com fatores de multiplicação infinito bastante próximos sejam remanejados. Ainda assim existe uma questão: o que seriam fatores de multiplicação infinitos bastante próximos?

Este valor certamente depende de cada situação particular, de reator para reator e de configuração para configuração, de modo que seria difícil fixar-se um valor absoluto. A experiência mostrou que a melhor estratégia é permitir que o usuário do programa determine o valor máximo permitindo para a diferença entre o  $k_{eff}$  dos candidatos (DKMAX), mas que simultaneamente o programa descarte as trocas infrutíferas entre os EC. Assim, por pior que seja a escolha de DKMAX, o programa determinará automaticamente configurações com FP cada vez menores. Contudo, uma boa escolha de DKMAX (que dependerá da experiência do usuário) reduzirá bastante o tempo de processamento.

## CAPITULO 4: RESULTADOS OBTIDOS

### 4.1 CALCULOS CELULARES E NEUTRONICOS

O objetivo da análise feita neste capítulo é avaliar se a TPPD, da forma como foi programada no CITATION, realmente pode ser utilizada para reduzir o FP no início do ciclo de um reator do tipo PWR. Para tanto, resolveu-se calcular as etapas de recarga no reator de Angra I /31/ até o ciclo de equilíbrio, desconsiderando-se os materiais de controle e segurança. Por simplicidade considerou-se apenas a presença de varetas combustíveis nos elementos, não sendo feito o tratamento de canais de instrumentação, tubos-guias, varetas de controle, de segurança e de venenos queimáveis.

Para os cálculos celulares com o código HAMMER-TECHNION, considerou-se o diâmetro equivalente do núcleo igual a 2,4511 m e a altura ativa igual a 3,6576 m, o que resulta no "buckling" geométrico

$$B^2 = \left\{ \frac{\pi}{3,6576} \right\}^2 + \left\{ \frac{2,405}{2,4511/2} \right\}^2 \Rightarrow$$

$$B^2 = 4,588 \text{ m}^{-2}$$

e tomou-se a potência térmica igual a 1876 MW.

HAMMER-TECHNION (os valores devem ser multiplicados pelos números entre parênteses).

Enr	g	Dg	$\sum a_g$	$\sum f_g$	$\sum s^{12}$
		( $10^{-1}$ cm)	( $10^{-2}$ cm $^{-1}$ )	( $10^{-2}$ cm $^{-1}$ )	( $10^{-1}$ cm $^{-1}$ )
2,1 %	1	13,26390	0,96892	0,59513	1,61256
	2	3,51495	7,11721	11,10880	
2,6 %	1	13,31420	1,00546	0,67366	1,56802
	2	3,52134	8,08922	13,20910	
3,1 %	1	13,35480	1,04196	0,74946	1,52873
	2	3,52438	8,9921	15,26960	
3,3 %	1	13,33512	1,06346	0,79334	1,50530
	2	3,52492	9,51824	16,28580	
refl	1	15,99970	0,08170	0.0	3,77411
	2	2,26064	1,15520	0.0	

Os cálculos neutrônicos do reator foram feitos pelo código CITATION em duas etapas empregando as seções de choque macroscópicas da Tabela 4.1 do núcleo, e para isto utilizou-se malhas grossas, três por EC, para que os cálculos fossem rápidos. Na segunda etapa foi feita a queima com os núcleos escolhidos, à potência de 1876 MW, empregando-se malhas finas, 8 malhas por EC, para ter-se resultados mais precisos. No primeiro ciclo foram tomadas duas configurações iniciais, FD e MFD, figuras 4.1 e 4.2, com enriquecimento iguais a 2,1 %, 2,6% e 3,1 % em massa e U, e fez-se o remanejamento em cada uma, obtendo-se a configuração com o menor FP. Do segundo ciclo em diante foram retirados 1/3 dos EC







## 4.2 PRIMEIRO CICLO

### 4.2.1 REMANEJAMENTO NO PRIMEIRO CICLO

Partindo-se das configurações FD e MDF, figuras 4.1 e 4.2, realizou-se o remanejamento. O resultado é mostrado nas tabelas 4.2 e 4.3, onde observa-se a variação de reatividade do núcleo devida à troca entre os EC  $i$  e  $j$ , ( $\Delta\rho_{ij}$ ) calculada pelo CITATION com auxílio do TPPQ, a variação real de reatividade ( $\Delta\rho$ ), a fuga total de neutrons do núcleo, e o valor de DKMAX. Os remanejamentos foram feitos preservando-se a simetria de 1/8 do núcleo. É importante ressaltar-se que durante o remanejamento o EC da posição central permanece fixo.

Na obtenção dos dados apresentados nas tabelas 4.2 e 4.3, ficou claro que o tempo de processamento precisa ser reduzido, e que sistema precisa ser implantado num microcomputador. Por exemplo, nas cinco iterações da tabela 4.3 foram gastos cerca de 4 minutos de CPU, no computador IBM 4381 do IPEN, mas o tempo real para obtenção dos dados foi muito maior porque o computador é compartilhado por muitos usuários. Um microcomputador tornaria o sistema mais ágil, permitindo uma interação maior do usuário com o sistema.

IT	FP	Fuga (neutrons/s)	i	j	$\Delta\rho_{ij}$	$\Delta\rho$	DKMAX
0	1,326	$8,1181 \cdot 10^{16}$					
1	1,298	$8,1192 \cdot 10^{16}$	21	17	$-7,17 \cdot 10^{-5}$	$-1,09 \cdot 10^{-4}$	1,0

DKMAX é o valor máximo permitido para  $|k_{\infty i} - k_{\infty j}|$  (Capítulo 3, tópico 3.4.3).

IT	FP	Fuga (neutrons/s)	i	j	$\Delta \rho_{ij}$	$\Delta \rho$	DkMAX
0	1,450	$8,05188 \cdot 10^{16}$					
1	1,325	$8,07557 \cdot 10^{16}$	21	16	$-2,31 \cdot 10^{-3}$	$-2,43 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	1,324	$8,09474 \cdot 10^{16}$	20	16	$-1,84 \cdot 10^{-3}$	$-1,97 \cdot 10^{-3}$	1,0
3	1,299	$8,10339 \cdot 10^{16}$	19	12	$-8,41 \cdot 10^{-4}$	$-8,85 \cdot 10^{-4}$	1,0
4	1,282	$8,11400 \cdot 10^{16}$	22	15	$-9,14 \cdot 10^{-4}$	$-1,09 \cdot 10^{-3}$	1,0
5	1,298	$8,11916 \cdot 10^{16}$	18	13	$-5,02 \cdot 10^{-4}$	$-5,31 \cdot 10^{-4}$	1,0

#### 4.2.2 QUEIMA NO PRIMEIRO CICLO

A configuração com o menor FP, representada na figura 4.3 foi encontrada na iteração número 4 a partir da configuração MDF (tabela 4.3). O comportamento do FP em função da queima, do fator de multiplicação efetivo ( $k_{\text{eff}}$ ), e da fuga total de neutrons do núcleo para o primeiro ciclo são mostradas das tabelas 4.4, 4.5, 4.6. Com os dados da tabela 4.5 construiu-se o gráfico da figura 4.4 onde pode-se apreciar o comportamento do  $k_{\text{eff}}$  durante a queima para as três configurações do primeiro ciclo.

Tabela 4.4: Evolução do FP para as configurações CM1 (configuração com o menor FP do primeiro ciclo), FD e MDF do primeiro ciclo.

tempo (dias)	FP da CM1	FP da FD	FD da MDF
0	1,269	1,313	1,440
2	1,254	1,296	1,432
62	1,232	1,265	1,383
122	1,199	1,227	1,335
182	1,179	1,194	1,309
242	1,117	1,173	1,288
302	1,175	1,162	1,217

3	4	5	6	7	18	19	1
4	8	10	11	17	23	21	1
5	10	9	16	15	22	1	1
6	11	16	12	14	20	1	1
7	17	15	14	13	1	1	1
18	23	22	20	1	1	1	1
19	21	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1

Figura 4.3: Representação de 1/4 do núcleo do reator de Angra 1 onde observa-se a configuração CM1 (configuração com o menor FP do primeiro ciclo).

Tabela 4.5: Evolução do  $K_{ef}$  para as configurações CM1 (configuração com o menor FP do primeiro ciclo), FD e MDF do primeiro ciclo.

Tempo ( dias )	$K_{ef}$ da CM1	$K_{ef}$ da FD	$K_{ef}$ da MDF
0	1,2028	1,2022	1,2199
2	1,1572	1,1566	1,1659
62	1,1286	1,1280	1,1365
122	1,1005	1,0996	1,1075
182	1,0738	1,0730	1,0802
142	1,0498	1,0448	1,0553
302	1,0272	1,0265	1,0329



Tabela 4.6: Evolução da fuga total de neutrons para as configurações CM1 (configuração com o menor FP do primeiro ciclo), FD e MDF do primeiro ciclo.

Tempo ( dias )	Fuga da CM1 (nêutrons/s)	Fuga da FD (nêutrons/e)	Fuga da MDF (nêutrons/s)
0	8,109.10 <sup>16</sup>	8,113.10 <sup>16</sup>	8,049.10 <sup>16</sup>
2	8,432.10 <sup>16</sup>	8,437.10 <sup>16</sup>	8,370.10 <sup>16</sup>
62	8,808.10 <sup>16</sup>	8,815.10 <sup>16</sup>	8,745.10 <sup>16</sup>
122	9,116.10 <sup>16</sup>	9,175.10 <sup>16</sup>	9,103.10 <sup>16</sup>
182	9,507.10 <sup>16</sup>	9,516.10 <sup>16</sup>	9,446.10 <sup>16</sup>
142	9,882.10 <sup>16</sup>	9,838.10 <sup>16</sup>	9,768.10 <sup>16</sup>
302	1,026.10 <sup>17</sup>	1,016.10 <sup>17</sup>	1,009.10 <sup>17</sup>

A diferença entre os valores do FP das tabelas 4.2, 4.3 e 4.4 para o início do primeiro ciclo deve-se à modelagem. No remanejamento utiliza-se de malhas maiores para reduzir-se o tempo de processamento (malhas são espaçamentos entre dois pontos no domínio discretizado para o emprego do método de Diferenças Finitas). Foram realizados diversos estudos comparando-se cálculos com malhas grossas e cálculos com malhas finas, verificando-se que a densidade de potência máxima sempre era atribuída ao mesmo EC, independentemente da escolha, implicando que os cálculos com malhas maiores poderiam ser utilizados no remanejamento a fim de reduzir-se o tempo de CPU.

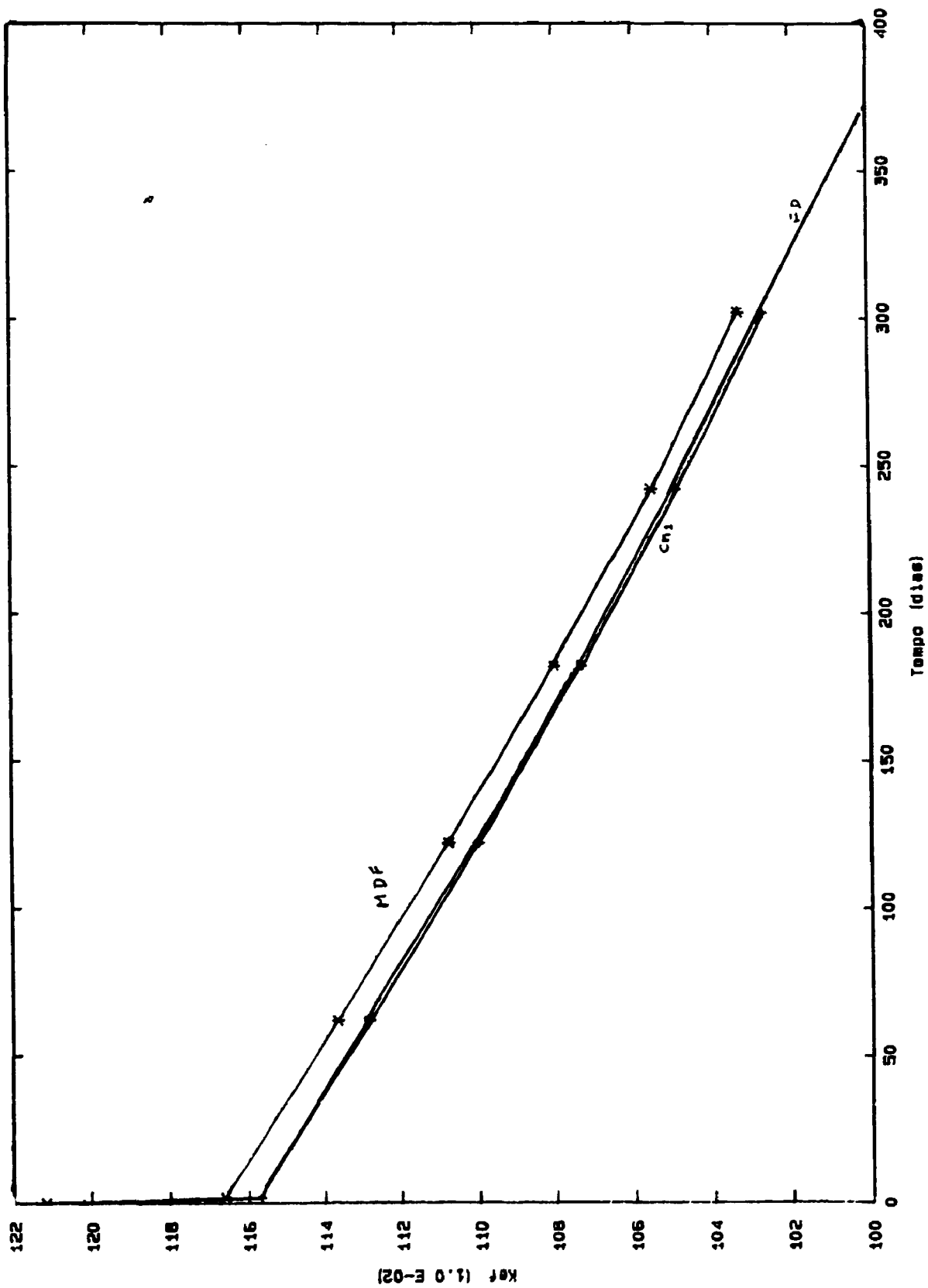


Figura 4.4: Gráfico do  $k_{ef}$  em função do tempo de queima para as configurações do primeiro ciclo.

### 4.3 SEGUNDO CICLO

#### 4.3.1 REMANEJAMENTO NO SEGUNDO CICLO

No segundo ciclo todos os EC com enriquecimento igual a 2,1 % são retirados do núcleo, excetuando-se a posição central, onde deixou-se o EC número 9 (entre os EC enriquecidos a 2,1 %, este apresentou a menor queima após o final do primeiro ciclo). Os novos elementos apresentam enriquecimento igual a 3,3 % em massa de  $U^{235}$ , que é um valor superior ao enriquecimento máximo do ciclo anterior (3,1 %).

Para efetuar o remanejamento no segundo ciclo, os índices das zonas foram modificados. Os EC das zonas 3, 4, ..., 11, figura 4.1, foram retirados do núcleo, e as zonas 12, 13, ..., 23 receberam novos índices: 4, 5, ..., 17, conforme a tabela 4.7. Nesta tabela as zonas 14 e 15 recebem dois índices porque apresentam o dobro do volume das zonas 5, 6, 7 e 8. Com os novos índices, as configurações FD e MDF do segundo ciclo tornam-se iguais às do primeiro (figuras 4.1 e 4.2). Este processo também foi empregado nos ciclos posteriores, onde os EC das zonas 3, 4, ..., 11 são retirados do núcleo, na zona central é posto um dos EC retirados aquele que apresentar a menor queima), as zonas 12, 13, ..., 23 recebem os novos índices (4, 5, zonas 18, 19, ..., 23).

Tabela 4.7: Correspondência entre os índices novos e velhos das diversas zonas do reator.

Índices antigos	12	13	14	14	15	15	16
Índices novos	4	5	6	7	8	9	10

17	18	19	20	21	22	23
11	12	13	14	15	16	17

O remanejamento feito no segundo ciclo segue as mesmas idéias daquele feito no primeiro. Partindo-se da configuração FD, deixou-se que o código realizasse o remanejamento até a iteração número 4 sem impor restrições ( $DKMAX = 1.0$ ), uma vez que o remanejamento não estava gerando grandes perturbações. Na terceira iteração optou-se por tomar  $DKMAX = 1.0 \times 10^{-2}$  (um valor ligeiramente maior ainda permitia grandes perturbações), conforme a tabela 4.8. Quando tomou-se a configuração MDF, logo de início empregou-se  $DKMAX = 1.0 \times 10^{-2}$ , conseguindo-se remanejar até a quarta iteração sem grandes perturbações. A partir de então tomou-se  $DKMAX = 1.0 \times 10^{-2}$ , como mostra a tabela 4.9.

Tabela 4.8: Remanejamento a partir da configuração FD para o segundo ciclo.

IT	FP	(nêutrons/s)	i	j	$\Delta\rho_{ij}$	$\Delta\rho$	DKMAX
0	1,813	$9,0117 \cdot 10^{16}$					1,0
1	1,678	$9,0853 \cdot 10^{16}$	13	4	$-4,20 \cdot 10^{-2}$	$-3,60 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	1,538	$9,1127 \cdot 10^{16}$	16	10	$-3,37 \cdot 10^{-3}$	$-2,43 \cdot 10^{-3}$	1,0
3	1,492	$9,1154 \cdot 10^{16}$	14	17	$-1,51 \cdot 10^{-3}$	$-8,05 \cdot 10^{-4}$	0,01
4	1,466	$9,1237 \cdot 10^{16}$	15	16	$-4,35 \cdot 10^{-5}$	$-1,40 \cdot 10^{-4}$	0,01

Tabela 4.9: Remanejamento a partir da configuração MDF para o segundo ciclo.

IT	FP	(nêutrons/s)	i	j	$\Delta\rho_{ij}$	$\Delta\rho$	DKMAX
0	1,720	$8,6535 \cdot 10^{16}$					
1	1,737	$8,6632 \cdot 10^{16}$	7	4	$-7,37 \cdot 10^{-4}$	$-7,00 \cdot 10^{-4}$	0,01
2	1,681	$8,6844 \cdot 10^{16}$	14	17	$-2,04 \cdot 10^{-3}$	$-1,82 \cdot 10^{-3}$	0,01
3	1,680	$8,6891 \cdot 10^{16}$	11	10	$-5,78 \cdot 10^{-5}$	$-5,68 \cdot 10^{-5}$	0,01
4	1,671	$8,7022 \cdot 10^{16}$	17	11	$-8,51 \cdot 10^{-4}$	$-6,77 \cdot 10^{-4}$	0,01
5	1,572	$8,7057 \cdot 10^{16}$	6	8	$-2,76 \cdot 10^{-4}$	$-2,56 \cdot 10^{-4}$	0,001
4	1,675	$8,7144 \cdot 10^{16}$	15	16	$-6,68 \cdot 10^{-4}$	$-6,11 \cdot 10^{-4}$	0,001

### 4.3.2 Queima no segundo ciclo

Estudando-se as tabelas 4.8 e 4.9 observa-se que a configuração com o menor FP no segundo ciclo, CM2, é obtida a partir da configuração FD na Irração número 4 da tabela 4.8. Esta configuração está representada na figura 4.5. As evoluções do FP, MDF e CM2 estão representadas nas tabelas 4.10, 4.11 e 4.12. Com os dados da tabela 4.11 construiu-se o gráfico da figura 4.6, onde observa-se o comportamento do  $K_{ef}$  das configurações do segundo ciclo.

Conforme verifica-se com a queima, tabelas 4.5 e 4.11, mesmo tomando-se os novos EC com enriquecimento superior a 3,1%, a duração do segundo ciclo será inferior à do primeiro. Conclui-se, portanto, que a reatividade do conjunto constituído pelos EC irradiados que permaneceram no núcleo é inferior à do conjunto constituído pelos EC enriquecidos a 2,1% e 2,6% no início do primeiro ciclo, implicando que a diferença entre o dos EC irradiados e dos novos EC é maior que aquela do primeiro ciclo, o que dificultou o remanejamento no segundo ciclo.

3	13	5	6	7	12	18	1
13	8	15	11	16	14	23	1
5	15	9	17	10	20	1	1
6	11	17	4	21	22	1	1
7	16	10	21	19	1	1	1
12	14	20	22	1	1	1	1
18	23	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1

Figura 4.5: Representação de 1/4 do núcleo do reator de Angra 1 onde observa-se a configuração CM2.

Tabela 4.10: Evolução do FP para as configurações CM2, FD e MDF do segundo ciclo.

tempo (dias)	FD da CM2	FP da FD	FP da MDF
0	1,476	1,807	1,706
2	1,396	1,693	1,663
52	1,321	1,565	1,602
102	1,271	1,450	1,535
152	1,227	1,377	1,506
202	1,221	1,316	1,462

Tabela 4.11: Evolução do  $k_{er}$  para as configurações CM2, FD e MDF do segundo ciclo.

tempo (dias)	$k_{er}$ da CM2	$k_{er}$ da FD	$k_{er}$ da MDF
0	1,1149	1,1238	1,1629
2	1,0794	1,0863	1,1218
52	1,0602	1,0661	1,0985
102	1,0435	1,0484	1,0765
152	1,0269	1,0321	1,0568
202	1,0109	1,0162	1,0384



Tabela 4.12: Evolução da fuga total de neutrons para as configurações CM2, FD e MDF do segundo ciclo.

tempo (dias)	Fuga da CM2 (neutrons/s)	Fuga da FD (neutrons/s)	Fuga da MDF (neutrons/s)
0	$9,108 \times 10^{16}$	$9,997 \times 10^{16}$	$8,654 \times 10^{16}$
2	$9,419 \times 10^{16}$	$9,321 \times 10^{16}$	$8,980 \times 10^{16}$
52	$9,660 \times 10^{16}$	$9,593 \times 10^{16}$	$9,269 \times 10^{16}$
102	$9,887 \times 10^{16}$	$9,839 \times 10^{16}$	$9,545 \times 10^{16}$
152	$10,095 \times 10^{16}$	$10,063 \times 10^{16}$	$9,801 \times 10^{16}$
202	$10,307 \times 10^{16}$	$10,288 \times 10^{16}$	$10,046 \times 10^{16}$

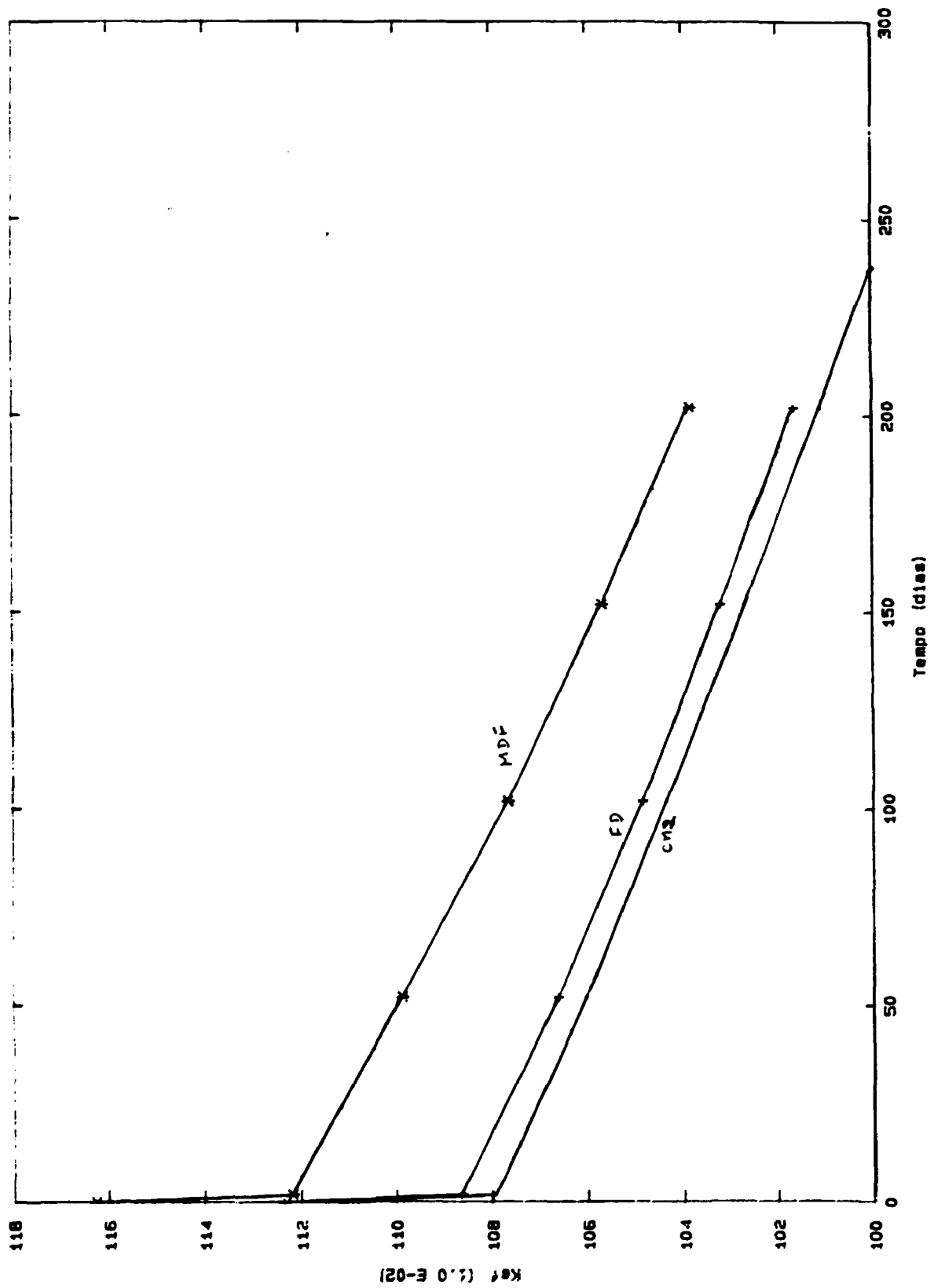


Figura 4.6: Gráfico do  $k_{ef}$  em função do tempo de queima para a configuração CM2.

## 4.4 Do Terceiro ao sétimo ciclo

### 4.4.1 Descrição

Do segundo ciclo em diante recarregou-se o reator com elementos combustíveis enriquecidos a 3,3% em massa de  $U^{235}$ , e retirou-se 1/3 dos elementos queimados. Na posição central sempre deixou-se o EC menos irradiado provenientes das zonas que seriam retiradas do núcleo. Na tabela 4.13 mostra-se a zona de proveniência do EC que passará a ocupar a posição central.

Tabela 4.13: Proveniência do EC que passará a ocupar a posição central nos ciclos número 2, 3, .... 7.

número do ciclo	2	3	4	5	6	7
zona a que pertencencia o EC no ciclo anterior	9	5	6	11	4	6

#### 4.4.2 Remanejamento e queima

Como do terceiro ao sétimo ciclo repetiu-se o procedimento descrito no segundo ciclo, não será necessário dar-se maiores detalhes. Apenas serão mostradas as tabelas, as figuras, e os gráficos com os resultados do remanejamento. Assim, nas tabelas 4.14, 4.15, 4.16, 4.17 e 4.18 tem-se, respectivamente, o remanejamento a partir da FD, o remanejamento a partir da MDF, a evolução, o comportamento do FP com a queima, o comportamento do  $K_{ef}$  com a queima, e o comportamento da fuga total de neutrons com a queima para o terceiro ciclo. Na figura 4.7 tem-se a configuração CM3, e na figura 4.8 tem-se o gráfico do  $k_{ef}$  em função do tempo de queima. De modo análogo tem-se as demais tabelas e figuras deste capítulo.

Tabela 4.14: Remanejamento a partir da configuração FD para o terceiro ciclo.

IT	FP	Fuga (nêutrons/s)	i	j	$\Delta \rho_{i_0}$	$\Delta \rho$	DKMAX
0	1,746	$8,845 \cdot 10^{16}$					
1	1,408	$9,002 \cdot 10^{16}$			$-2,51 \cdot 10^{-2}$	$-7,61 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	1,389	$9,000 \cdot 10^{16}$	14	15	$-2,12 \cdot 10^{-5}$	$-2,12 \cdot 10^{-5}$	0,02
3	1,403	$9,002 \cdot 10^{16}$	17	16	$-6,04 \cdot 10^{-5}$	$-7,51 \cdot 10^{-5}$	0,02
4	1,389	$9,000 \cdot 10^{16}$	14	15	$-2,95 \cdot 10^{-5}$	$-1,42 \cdot 10^{-5}$	0,02
5	1,391	$9,001 \cdot 10^{16}$	9	5	$-5,29 \cdot 10^{-5}$	$-4,64 \cdot 10^{-5}$	0,009

Tabela 4.15: Remanejamento a partir da configuração MDF para o terceiro ciclo.

IT	FP	Fuga (nêutrons/s)	i	j	$\Delta \rho_{i_0}$	$\Delta \rho$	DKMAX
0	1,718	$8,911 \cdot 10^{16}$					
1	1,672	$8,720 \cdot 10^{16}$	19	4	$-1,32 \cdot 10^{-2}$	$-7,77 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	1,540	$8,816 \cdot 10^{16}$	20	17	$-8,34 \cdot 10^{-3}$	$-7,48 \cdot 10^{-3}$	1,0
3	1,565	$8,859 \cdot 10^{16}$	18	13	$-4,86 \cdot 10^{-3}$	$-3,15 \cdot 10^{-3}$	1,0
4	1,404	$8,960 \cdot 10^{16}$	22	16	$-9,03 \cdot 10^{-3}$	$-7,00 \cdot 10^{-3}$	1,0
5	1,401	$8,963 \cdot 10^{16}$	16	14	$-3,05 \cdot 10^{-4}$	$-2,77 \cdot 10^{-4}$	0,05
6	1,390	$8,964 \cdot 10^{16}$	14	15	$-4,33 \cdot 10^{-5}$	$-1,11 \cdot 10^{-5}$	0,05
8	1,383	$8,965 \cdot 10^{16}$	9	5	$-2,09 \cdot 10^{-5}$	$-1,11 \cdot 10^{-5}$	0,05

Tabela 4.16: Evolução do FP para as configurações CM3, FD e MDF do terceiro ciclo.

Tempo ( dias )	FP da CM3	FP da FD	FP da MDF
0	1,360	1,741	1,703
2	1,355	1,652	1,656
58	1,337	1,532	1,596
114	1,315	1,419	1,535
170	1,328	1,350	1,475
226	1,293	1,292	1,432

Tabela 4.17: Evolução do  $K_{ef}$  para as configurações CM3, FD e MDF do terceiro ciclo.

Tempo ( dias )	$K_{ef}$ da CM3	$K_{ef}$ da FD	$K_{ef}$ da MDF
0	1,1381	1,1393	1,1670
2	1,0952	1,1000	1,1260
58	1,0799	1,0762	1,0990
114	1,0543	1,0543	1,0734
170	1,0356	1,0343	1,0507
226	1,0184	1,0162	1,0301

Tabela 4.18: Evolução da fuga total de neutrons para as configurações CM3, FD e MDF do terceiro ciclo.

tempo (dias)	Fuga da CM3 (neutrons/s)	Fuga da FD (neutrons/s)	Fuga da MDF (neutrons/s)
0	$8,957 \times 10^{16}$	$8,303 \times 10^{16}$	$8,610 \times 10^{16}$
2	$8,258 \times 10^{16}$	$9,153 \times 10^{16}$	$8,933 \times 10^{16}$
58	$9,534 \times 10^{16}$	$9,472 \times 10^{16}$	$9,263 \times 10^{16}$
114	$9,789 \times 10^{16}$	$9,763 \times 10^{16}$	$9,597 \times 10^{16}$
170	$1,004 \times 10^{17}$	$1,004 \times 10^{17}$	$9,871 \times 10^{16}$
226	$1,003 \times 10^{17}$	$1,029 \times 10^{17}$	$10,015 \times 10^{16}$

tabeja 4.17: Remanejamento a partir da configuração FD para o quarto ciclo.

IT	FP	FUGA neutrons/s	i	j	$\Delta\rho_{ij}$	$\Delta\rho$	DKMAX
0	1,717	$8,892 \times 10^{16}$					
1	1,612	$8,924 \times 10^{16}$	21	14	$-3,42 \times 10^{-3}$	$-4,64 \times 10^{-3}$	1,0
2	1,589	$8,942 \times 10^{16}$	13	14	$-1,36 \times 10^{-3}$	$-1,26 \times 10^{-3}$	1,0
3	1,535	$8,957 \times 10^{16}$	16	17	$-1,59 \times 10^{-3}$	$-1,24 \times 10^{-3}$	0,07
4	1,486	$8,979 \times 10^{16}$	4	8	$-1,68 \times 10^{-3}$	$-1,33 \times 10^{-3}$	0,07
5	1,481	$8,005 \times 10^{16}$	17	10	$-1,75 \times 10^{-3}$	$-7,87 \times 10^{-3}$	0,07
6	1,477	$8,004 \times 10^{16}$	17	15	$-4,57 \times 10^{-5}$	$-3,14 \times 10^{-5}$	0,04
7	1,475	$8,002 \times 10^{16}$	11	10	$-2,89 \times 10^{-5}$	$-1,42 \times 10^{-5}$	0,04
8	1,475	$8,002 \times 10^{16}$	12	6	$-1,48 \times 10^{-5}$	$-3,52 \times 10^{-4}$	0,04
9	1,475	$8,004 \times 10^{16}$	4	6	$-4,33 \times 10^{-6}$	$-1,04 \times 10^{-6}$	0,01
10	1,471	$8,004 \times 10^{16}$	14	16	$-2,36 \times 10^{-6}$	$-7,15 \times 10^{-6}$	0,01



Tabela 4.20: Remanejamento a partir da configuração MDF para o quarto ciclo.

IT	FP	Fuga (nêutrons/s)	i	j	$\Delta \rho_{i0}$	$\Delta \rho$	DKMAX
0	1,693	$8,596 \cdot 10^{16}$					
1	1,611	$8,677 \cdot 10^{16}$	19	4	$-8,98 \cdot 10^{-3}$	$-5,47 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	1,526	$8,811 \cdot 10^{16}$	20	17	$-1,34 \cdot 10^{-2}$	$-1,01 \cdot 10^{-3}$	1,0
3	1,583	$8,871 \cdot 10^{16}$	21	16	$-8,43 \cdot 10^{-3}$	$-5,71 \cdot 10^{-3}$	1,0
4	1,440	$8,928 \cdot 10^{16}$	18	19	$-6,69 \cdot 10^{-3}$	$-3,90 \cdot 10^{-3}$	1,0
5	1,440	$9,928 \cdot 10^{16}$	22	10	$-8,64 \cdot 10^{-3}$	$-9,10 \cdot 10^{-3}$	0,1

Tabela 4.21: Remanejamento a partir da configuração FD para o quinto ciclo.

IT	FP	Fuga (nêutrons/s)	i	j	$\Delta \rho_{ij}$	$\Delta \rho$	DKMAX
0	1,752	$8,958 \cdot 10^{16}$					
1	1,561	$9,084 \cdot 10^{16}$	21	10	$-2,37 \cdot 10^{-2}$	$-5,00 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	1,485	$9,082 \cdot 10^{16}$	14	17	$-7,59 \cdot 10^{-4}$	$-3,73 \cdot 10^{-4}$	0,07
3	1,480	$9,085 \cdot 10^{16}$	15	16	$-8,90 \cdot 10^{-4}$	$-3,80 \cdot 10^{-4}$	0,07
4	1,475	$9,085 \cdot 10^{16}$	15	14	$-3,06 \cdot 10^{-5}$	$-2,20 \cdot 10^{-5}$	0,04
5	1,452	$9,085 \cdot 10^{16}$	17	16	$-5,37 \cdot 10^{-5}$	$-9,83 \cdot 10^{-6}$	0,04

Tabela 4.22: Remanejamento a partir da configuração MDF para o quinto ciclo.

IT	FP	Fuga (neutrons/s)	i	j	$\Delta \rho_{ij}$	$\Delta \rho$	DKMAX
0	1,738	$8,628 \cdot 10^{16}$					
1	1,668	$8,722 \cdot 10^{16}$	19	4	$-1,01 \cdot 10^{-2}$	$-6,64 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	1,596	$8,855 \cdot 10^{16}$	20	17	$-1,38 \cdot 10^{-2}$	$-1,03 \cdot 10^{-2}$	1,0
3	1,729	$8,957 \cdot 10^{16}$	22	16	$-1,35 \cdot 10^{-2}$	$-6,54 \cdot 10^{-3}$	1,0
4	1,471	$9,029 \cdot 10^{16}$	18	13	$-8,22 \cdot 10^{-3}$	$-4,83 \cdot 10^{-3}$	1,0
5	1,471	$9,029 \cdot 10^{16}$	21	10	$-1,13 \cdot 10^{-2}$	$-4,47 \cdot 10^{-3}$	1,0
6	1,481	$9,030 \cdot 10^{16}$	21	15	$-5,19 \cdot 10^{-3}$	$-1,95 \cdot 10^{-3}$	0,1
7	1,481	$9,030 \cdot 10^{16}$	23	14	$-4,18 \cdot 10^{-3}$	$-1,57 \cdot 10^{-3}$	0,1
8	1,389	$9,049 \cdot 10^{16}$	13	6	$-1,27 \cdot 10^{-3}$	$-9,05 \cdot 10^{-4}$	0,07
9	1,386	$9,077 \cdot 10^{16}$	17	10	$-2,61 \cdot 10^{-3}$	$-8,19 \cdot 10^{-5}$	0,07

Tabela 4.23: Remanejamento a partir da configuração FD para o sexto ciclo.

IT	FP	Fuga (nêutrons/s)	i	j	$\Delta\rho_{ic}$	$\Delta\rho$	DKMAX
0	1,818	$8,920 \cdot 10^{16}$					
1	1,688	$9,061 \cdot 10^{16}$	21	10	$-2,97 \cdot 10^{-2}$	$-5,24 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	1,518	$9,032 \cdot 10^{16}$	21	16	$-6,50 \cdot 10^{-3}$	$-1,16 \cdot 10^{-3}$	0,1
3	1,497	$9,027 \cdot 10^{16}$	14	17	$-5,63 \cdot 10^{-4}$	$-1,63 \cdot 10^{-4}$	0,07
4	1,516	$9,032 \cdot 10^{16}$	15	17	$-3,43 \cdot 10^{-4}$	$-3,17 \cdot 10^{-5}$	0,07

Tabela 4.24: Remanejamento a partir da configuração MDF para o sexto ciclo.

IT	FP	Fuga (nêutrons/s)	i	j	$\Delta p_{i,j}$	$\Delta p$	DKMAX
0	1,732	$8,632 \cdot 10^{16}$					
1	1,667	$8,726 \cdot 10^{16}$	19	4	$-1,05 \cdot 10^{-2}$	$-6,67 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	1,530	$8,870 \cdot 10^{16}$	20	17	$-1,43 \cdot 10^{-2}$	$-1,08 \cdot 10^{-2}$	1,0
3	1,516	$8,937 \cdot 10^{16}$	22	16	$-8,25 \cdot 10^{-3}$	$-5,92 \cdot 10^{-3}$	1,0
4	1,516	$9,001 \cdot 10^{16}$	18	13	$-7,53 \cdot 10^{-3}$	$-4,34 \cdot 10^{-3}$	1,0
5	1,516	$9,001 \cdot 10^{16}$	21	15	$-1,46 \cdot 10^{-2}$	$-5,58 \cdot 10^{-3}$	1,0
6	1,494	$9,004 \cdot 10^{16}$	21	15	$-8,42 \cdot 10^{-3}$	$-2,64 \cdot 10^{-3}$	0,19
7	1,494	$9,004 \cdot 10^{16}$	23	11	$-1,41 \cdot 10^{-2}$	$-2,69 \cdot 10^{-3}$	0,19
8	1,379	$9,018 \cdot 10^{16}$	16	15	$-8,87 \cdot 10^{-4}$	$-6,93 \cdot 10^{-4}$	0,19
9	1,381	$9,036 \cdot 10^{16}$	13	6	$-1,18 \cdot 10^{-3}$	$-8,44 \cdot 10^{-4}$	0,19
10	1,377	$9,035 \cdot 10^{16}$	16	24	$-2,29 \cdot 10^{-5}$	$-1,43 \cdot 10^{-5}$	0,19
11	1,471	$8,036 \cdot 10^{16}$	15	17	$-1,05 \cdot 10^{-3}$	$-1,33 \cdot 10^{-4}$	0,19

Tabela 4.25: Remanejamento a partir da configuração FD para o sétimo ciclo.

IT	FP	Fuga (nêutrons/s)	i	j	$\Delta P_{ij}$	$\Delta P$	DKMAX
0	1,808	$8,922 \cdot 10^{16}$					
1	1,533	$9,069 \cdot 10^{16}$	21	10	$-2,41 \cdot 10^{-2}$	$-6,49 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	1,466	$9,070 \cdot 10^{16}$	14	17	$-9,07 \cdot 10^{-2}$	$-5,35 \cdot 10^{-4}$	0,07
3	1,462	$9,070 \cdot 10^{16}$	16	14	$-2,76 \cdot 10^{-5}$	$-1,82 \cdot 10^{-5}$	0,07
4	1,462	$9,070 \cdot 10^{16}$	12	14	$-3,56 \cdot 10^{-5}$	$-9,33 \cdot 10^{-4}$	0,07
5	1,485	$9,073 \cdot 10^{16}$	12	13	$-2,05 \cdot 10^{-4}$	$-5,75 \cdot 10^{-4}$	0,06
6	1,389	$9,078 \cdot 10^{16}$	17	10	$-1,99 \cdot 10^{-3}$	$-1,28 \cdot 10^{-4}$	0,06
7	1,387	$9,082 \cdot 10^{16}$	14	17	$-5,45 \cdot 10^{-4}$	$-3,80 \cdot 10^{-4}$	0,06
8	1,368	$9,080 \cdot 10^{16}$	12	13	$-1,46 \cdot 10^{-4}$	$-1,29 \cdot 10^{-5}$	0,06
9	1,371	$9,080 \cdot 10^{16}$	16	14	$-6,27 \cdot 10^{-5}$	$-5,01 \cdot 10^{-5}$	0,025

Tabela 4.26: Remanejamento a partir da configuração MDF para o setimo ciclo.

IT	FP	Fuga (nêutrons/s)	i	j	$\Delta \rho_{ij}$	$\Delta \rho$	DKMAX
0	1,720	$8,635.10^{16}$					
1	1,655	$8,726.10^{16}$	19	4	$-1,02.10^{-2}$	$-6,52.10^{-3}$	1,0
2	1,528	$8,870.10^{16}$	20	17	$-1,43.10^{-2}$	$-1,08.10^{-2}$	1,0
3	1,664	$8,936.10^{16}$	22	16	$-8,21.10^{-2}$	$-5,89.10^{-3}$	1,0
4	1,511	$9,002.10^{16}$	18	13	$-7,65.10^{-3}$	$-4,39.10^{-3}$	1,0
5	1,511	$9,002.10^{16}$	21	10	$-1,14.10^{-2}$	$-3,70.10^{-3}$	1,0
6	1,493	$9,004.10^{16}$	21	15	$-8,35.10^{-3}$	$-2,59.10^{-3}$	0,15
7	1,493	$9,004.10^{16}$	23	15	$-6,39.10^{-3}$	$-1,70.10^{-4}$	0,15
8	1,466	$9,018.10^{16}$	16	15	$-9,13.10^{-4}$	$-7,15.10^{-4}$	0,07
9	1,495	$9,042.10^{16}$	13	15	$-1,80.10^{-3}$	$-7,71.10^{-4}$	0,07
10	1,466	$9,018.10^{16}$	15	10	$-1,46.10^{-3}$	$-4,75.10^{-4}$	0,07
11	1,378	$9,035.10^{16}$	13	6	$-1,15.10^{-3}$	$-8,10.10^{-4}$	0,05
12	1,379	$9,034.10^{16}$	16	4	$-2,07.10^{-5}$	$-1,21.10^{-5}$	0,05
13	1,330	$9,040.10^{16}$	6	9	$-3,22.10^{-4}$	$-2,20.10^{-4}$	0,05
14	1,333	$9,041.10^{16}$	15	17	$-1,54.10^{-5}$	$-1,59.10^{-5}$	0,05
15	1,438	$9,043.10^{16}$	4	5	$-3,34.10^{-4}$	$-1,34.10^{-4}$	0,05

Tabela 4.27: Evolução do FP para as configurações CM4, FD e MDF do quarto ciclo.

Tempo ( dias )	FP da CM4	FP da FD	FP da MDF
0	1,482	1,769	1,715
2	1,448	1,663	1,669
51	1,405	1,535	1,601
100	1,356	1,420	1,533
149	1,338	1,354	1,485
198	1,305	1,287	1,437
247	1,292	1,243	1,410

Tabela 4.28: Evolução do  $K_{ef}$  para as configurações CM4, FD e MDF do quarto ciclo.

Tempo ( dias )	$K_{ef}$ da CM3	$K_{ef}$ da FD	$K_{ef}$ da MDF
0	1,1345	1,1361	1,1686
2	1,0983	1,0983	1,1279
51	1,0797	1,0779	1,1048
100	1,0627	1,0595	1,0822
149	1,0463	1,0427	1,0626
198	1,0301	1,0266	1,0442
247	1,0150	1,0118	1,0240

Tabela 4.29: Evolução da fuga total de neutrons para as configurações CM4, FD e MDF do quarto ciclo.

Tempo ( dias )	Fuga da CM4 (nêutrons/s)	Fuga da FD (nêutrons/s)	Fuga da MDF (nêutrons/s)
0	$3,938.10^{16}$	$8,883.10^{16}$	$8,608.10^{16}$
2	$9,239.10^{16}$	$9,202.10^{16}$	$8,928.10^{16}$
51	$9,475.10^{16}$	$9,468.10^{16}$	$9,209.10^{16}$
100	$9,700.10^{16}$	$9,711.10^{16}$	$9,484.10^{16}$
149	$9,911.10^{16}$	$9,938.10^{16}$	$9,734.10^{16}$
198	$1,013.10^{17}$	$1,016.10^{17}$	$9,974.10^{16}$
247	$1,033.10^{17}$	$1,037.10^{17}$	$1,020.10^{17}$

Tabela 4.30: Evolução do FP para as configurações CM5, FD e MDF do quinto ciclo.

Tempo ( dias )	FP da CM5	FP da FD	FP da MDF
0	1,386	1,724	1,747
2	1,337	1,680	1,646
59	1,298	1,608	1,511
116	1,282	1,533	1,388
173	1,311	1,471	1,309
230	1,325	1,427	1,257



Tabela 4.31: Evolução do  $k_{ef}$  para as configurações CMS, FD e MDF do quinto ciclo.

Tempo ( dias )	$k_{ef}$ da CMS	$k_{ef}$ da FD	$k_{ef}$ da MDF
0	1,1237	1,1301	1,1663
2	1,0883	1,0927	1,1255
59	1,0674	1,0691	1,0982
116	1,0482	1,0485	1,0724
173	1,0305	1,0294	1,0499
230	1,0132	1,0119	1,0290

Tabela 4.32: Evolução da fuga total de neutrons para as configurações CMS, FD e MDF do quinto ciclo.

Tempo ( dias )	Fuga da CMS (neutrons/s)	Fuga da FD (neutrons/s)	Fuga da MDF (neutrons/s)
0	$9,036 \cdot 10^{16}$	$8,942 \cdot 10^{16}$	$8,628 \cdot 10^{16}$
2	$9,034 \cdot 10^{16}$	$9,263 \cdot 10^{16}$	$8,951 \cdot 10^{16}$
59	$9,612 \cdot 10^{16}$	$9,572 \cdot 10^{16}$	$9,286 \cdot 10^{16}$
116	$9,866 \cdot 10^{16}$	$9,850 \cdot 10^{16}$	$9,625 \cdot 10^{16}$
173	$1,011 \cdot 10^{17}$	$1,011 \cdot 10^{17}$	$9,894 \cdot 10^{16}$
230	$1,035 \cdot 10^{17}$	$1,036 \cdot 10^{17}$	$1,017 \cdot 10^{17}$

Tabela 4.33: Evolução do FP para as configurações CM6, FD e MDF do sexto ciclo.

Tempo ( dias )	FP da CM5	FP da FD	FP da MDF
0	1,376	1,812	1,717
2	1,330	1,704	1,675
59	1,312	1,554	1,603
116	1,316	1,424	1,531
173	1,323	1,332	1,466
230	1,322	1,273	1,422

Tabela 4.34: Evolução do  $k_{ef}$  para as configurações CM6, FD e MDF do sexto ciclo.

Tempo ( dias )	$k_{ef}$ da CM6	$k_{ef}$ da FD	$k_{ef}$ da MDF
0	1,1249	1,1333	1,1658
2	1,0890	1,0954	1,1251
59	1,0686	1,0714	1,0978
116	1,0492	1,0498	1,0722
173	1,0316	1,0306	1,0497
230	1,0139	1,0129	1,0288

Tabela 4.35: Evolução da fuga total de nêutrons para as configurações CM6, FD e MDF do sexto ciclo.

Tempo ( dias )	Fuga da CM6 (nêutrons/s)	Fuga da FD (nêutrons/s)	Fuga da MDF (nêutrons/s)
0	$9,023.10^{16}$	$8,905.10^{16}$	$8,633.10^{16}$
2	$9,327.10^{16}$	$9,229.10^{16}$	$8,289.10^{16}$
59	$9,600.10^{16}$	$9,229.10^{16}$	$9,955.10^{16}$
116	$9,854.10^{16}$	$9,830.10^{16}$	$9,606.10^{16}$
173	$1,010.10^{17}$	$1,010.10^{17}$	$9,897.10^{16}$
230	$1,034.10^{17}$	$1,034.10^{17}$	$1,018.10^{17}$

Tabela 4.36: Evolução do FP para as configurações CM7, FD e MDF do sétimo ciclo.

Tempo ( dias )	FP da CM7	FP da FD	FP da MDF
0	1,329	1,803	1,705
2	1,299	1,697	1,663
58	1,306	1,546	1,592
114	1,299	1,421	1,520
170	1,301	1,334	1,461
226	1,319	1,274	1,420

Tabela 4.37: Evolução do  $k_{ef}$  para as configurações CM7, FD e MDF do sétimo ciclo.

Tempo ( dias )	$K_{ef}$ da CM7	$K_{ef}$ da FD	$k_{ef}$ da MDF
0	1,1247	1,1331	1,1656
2	1,0893	1,0954	1,1249
58	1,0688	1,0717	1,0978
114	1,0493	1,0506	1,0722
170	1,0326	1,0316	1,0498
226	1,0153	1,0143	1,0290

Tabela 4.38: Evolução da fuga total de nêutrons para as configurações CM7, FD e MDF do sétimo ciclo.

Tempo ( dias )	Fuga da CM7 (nêutrons/s)	Fuga da FD (nêutrons/s)	Fuga da MDF (nêutrons/s)
0	$9,028 \cdot 10^{16}$	$8,906 \cdot 10^{16}$	$8,635 \cdot 10^{16}$
2	$9,331 \cdot 10^{16}$	$9,229 \cdot 10^{16}$	$8,957 \cdot 10^{16}$
58	$9,594 \cdot 10^{16}$	$9,539 \cdot 10^{16}$	$9,289 \cdot 10^{16}$
114	$9,846 \cdot 10^{16}$	$9,820 \cdot 10^{16}$	$9,606 \cdot 10^{16}$
170	$1,090 \cdot 10^{17}$	$1,091 \cdot 10^{17}$	$9,895 \cdot 10^{16}$
226	$1,032 \cdot 10^{17}$	$1,033 \cdot 10^{17}$	$1,017 \cdot 10^{17}$

3	19	9	6	7	13	12	1
19	8	10	11	14	23	22	1
9	10	5	21	15	17	1	1
6	11	21	4	16	20	1	1
7	14	15	16	18	1	1	1
13	23	17	20	1	1	1	1
12	22	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1

Figura 4.7: Representação de 1/4 do núcleo do reator de Angra 1 , onde observa-se a configuração CM3 (configuração com o menor FP do terceiro ciclo).

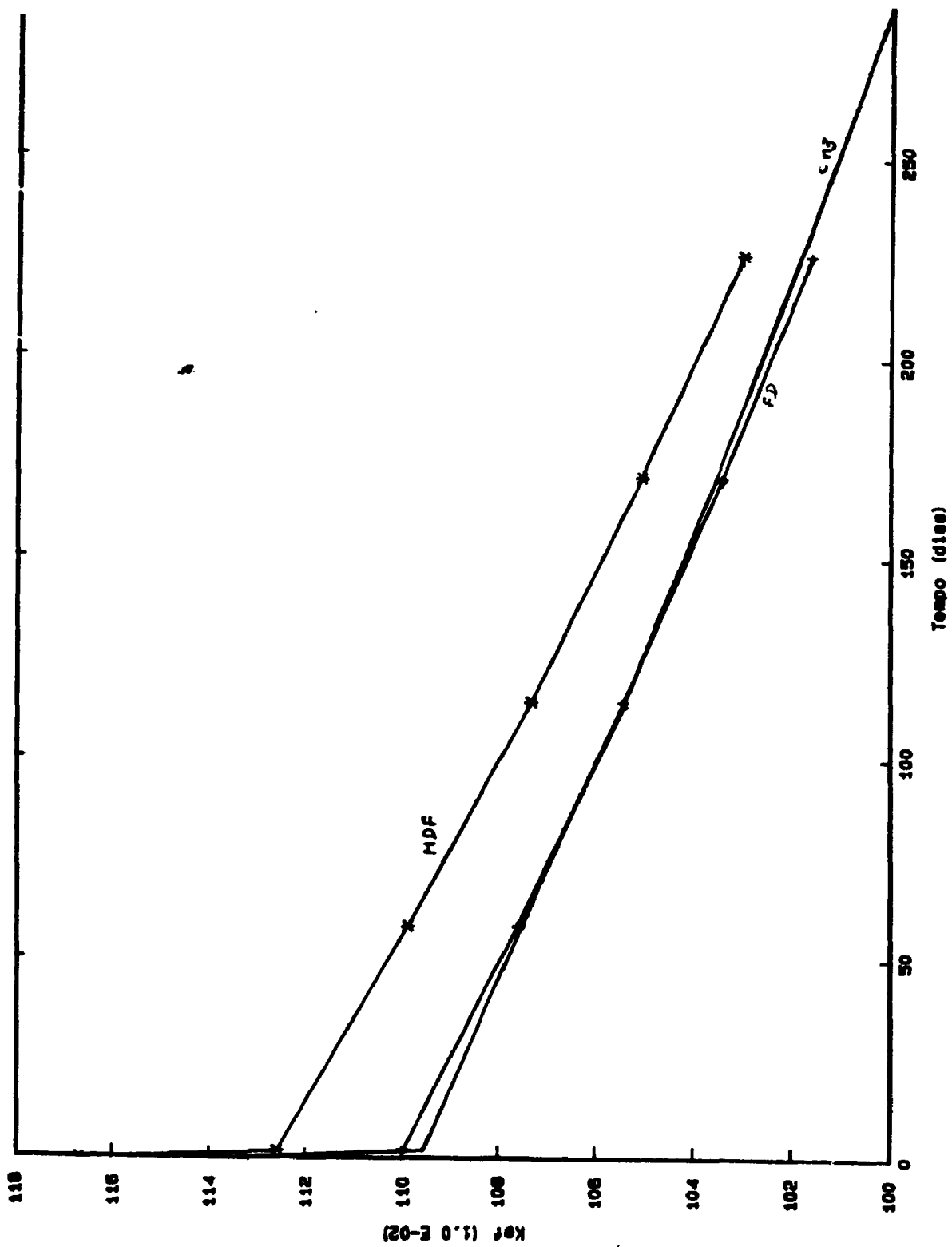


Figura 4.8: Gráfico do  $k_{eff}$  em função do tempo de queima para a configuração CM3.

3	19	5	6	7	13	12	1
19	8	10	11	17	23	21	1
5	10	9	16	22	15	1	1
6	11	16	22	15	20	1	1
7	17	22	14	18	1	1	1
13	23	15	20	1	1	1	1
12	21	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1

Figura 4.9 : Representação de 1/4 do núcleo do reator de Angra 1 onde observa-se a configuração CM4 (configuração com o menor FP do quarto ciclo).

3	19	5	13	7	6	12	1
19	8	10	11	17	23	22	1
5	10	9	15	16	21	1	1
13	11	15	4	14	20	1	1
7	17	16	14	18	1	1	1
6	23	21	10	1	1	1	1
12	22	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1

Figura 4.10: Representação de 1/4 do núcleo do reator de Angra 1 onde observa-se a configuração CM5.



3	19	5	13	7	9	12	1
19	8	10	11	17	23	22	1
5	10	6	16	15	21	1	1
13	11	16	4	14	20	1	1
7	17	15	14	18	1	1	1
9	23	21	20	1	1	1	1
12	22	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1

Figura 4.11: Representação de 1/4 do núcleo do reator de Angra 1 onde observa-se a configuração CM6 (configuração com o menor FP do sexto ciclo).

3	19	5	13	7	9	12	1
19	8	10	11	17	23	22	1
5	10	6	14	15	21	1	1
13	11	14	4	16	20	1	1
7	17	15	16	18	1	1	1
9	23	21	20	1	1	1	1
12	22	1	1	1	1	1	1
1	1	1	1	1	1	1	1

Figura 4.12: Representação de 1/4 do núcleo do reator de Angra 1 onde observa-se a configuração CM7 (configuração com o menor FP do sétimo ciclo).

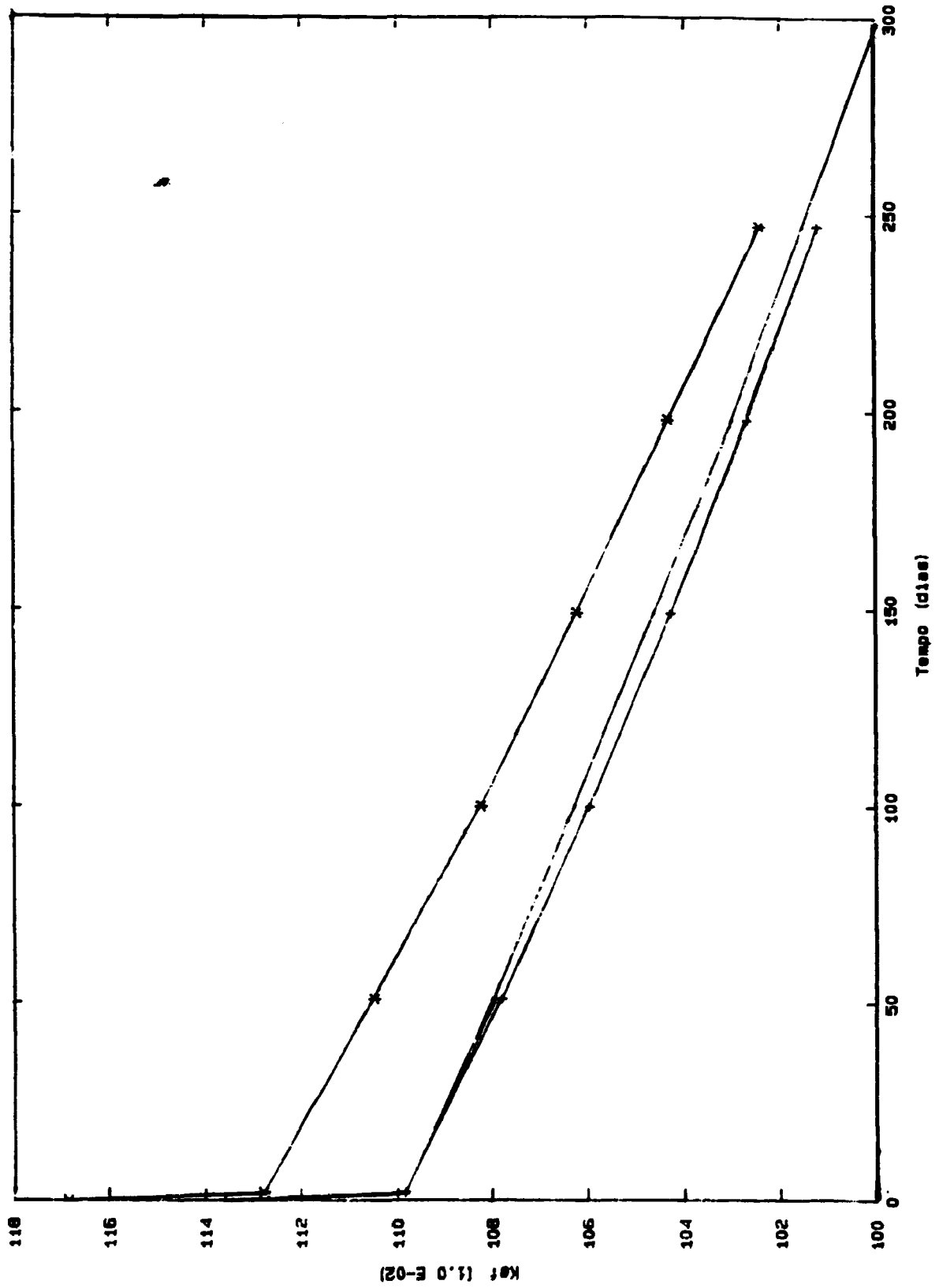


Figura 4.13: Gráfico do  $k_{ef}$  em função do tempo de queima para a configuração CM4

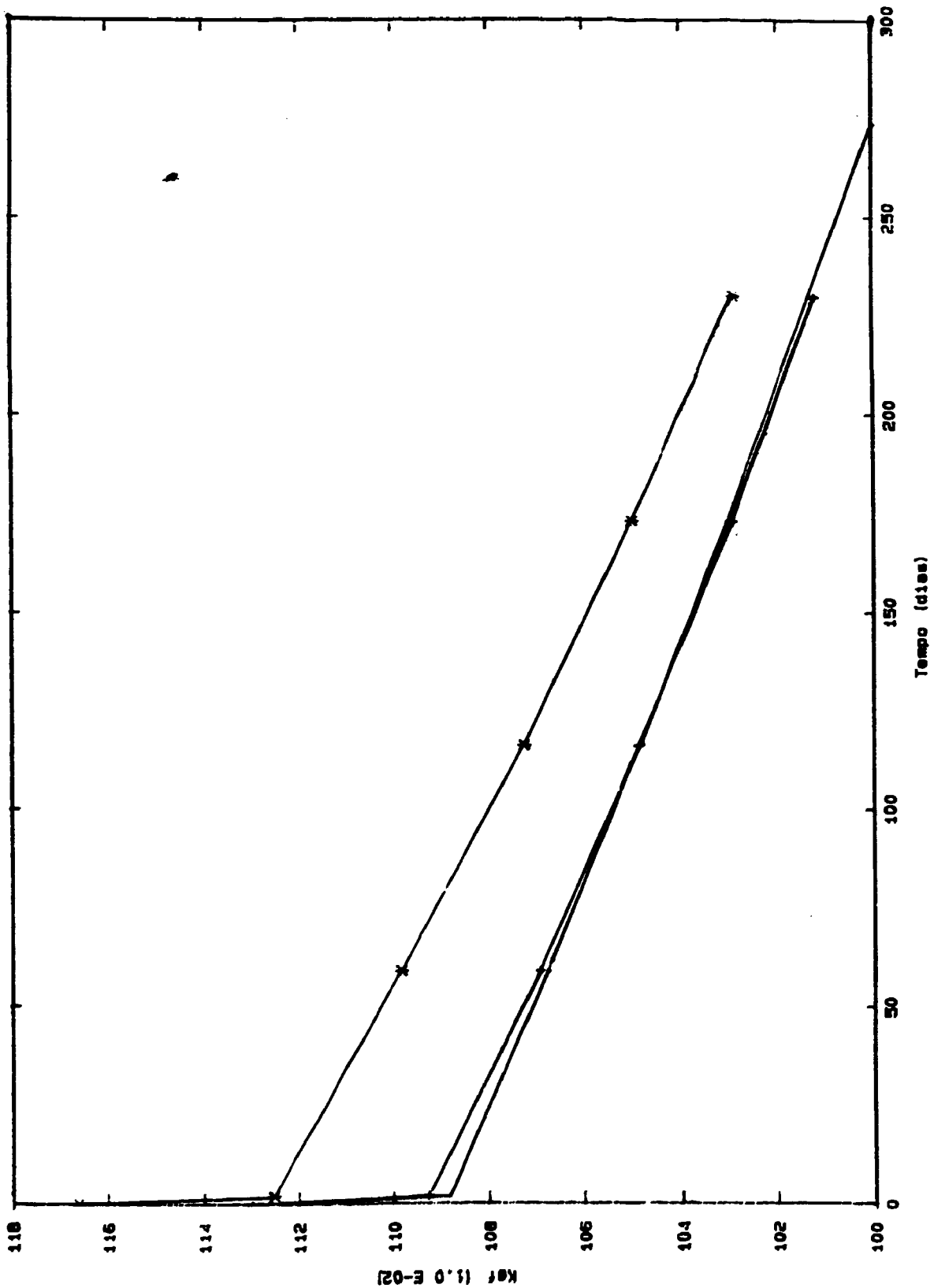


Figura 4.14: Gráfico do  $k_{ef}$  em função do tempo de queima para a configuração CM5

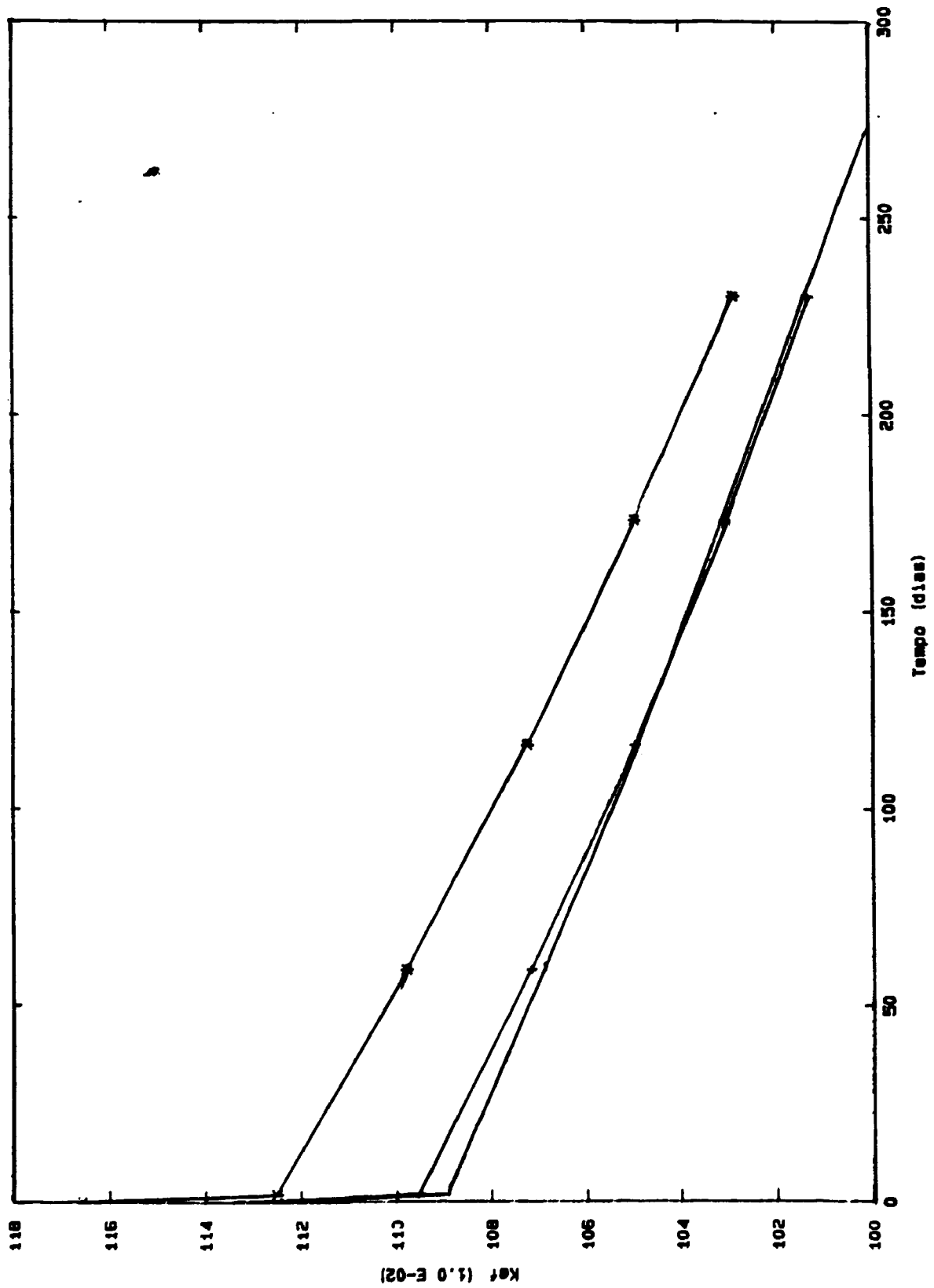


Figura 4.15: Gráfico do  $k_{ef}$  em função do tempo de queima para a configuração CM6

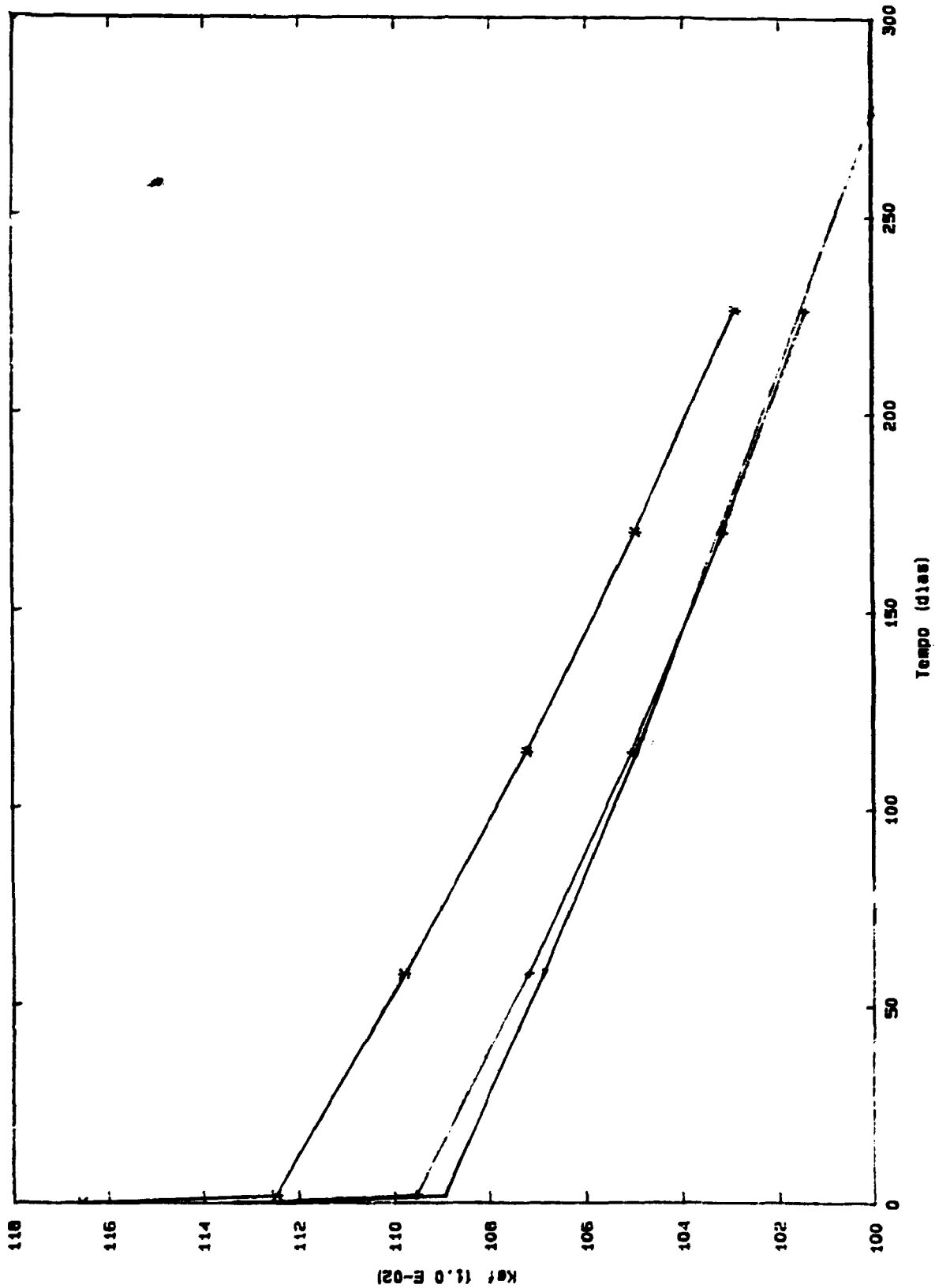


Figura 4.16: Gráfico do  $k_{ef}$  em função do tempo de queima para a configuração CM7

## 4.5 Análise dos resultados

### 4.5.1 O comportamento do FP durante a queima

Observou-se nos sete ciclos calculados para o reator de Angra 1 que o FP tende a diminuir com a queima. Este comportamento pode ser explicado com os mesmos argumentos do Princípio de Haling. A região onde a densidade de potência é maior fica mais queimada. Como o  $k_{\infty}$  de uma zona é função decrescente da queima, a taxa de fissão diminuirá com o aumento da queima, e conseqüentemente a densidade de potência também diminuirá.

Existe uma situação bastante peculiar, observada nas configurações CM5, CM6 e CM7, onde o FP oscila durante o ciclo, conforme pode-se verificar nas tabelas 4.30, 4.33 e 4.36. Primeiramente observa-se uma fase onde o FP diminui, justamente porque o  $k_{\infty}$  da região onde o pico ocorre está diminuindo numa taxa maior que o  $k_{\infty}$  de outras regiões. Se a reatividade desta região e das regiões vizinhas não for suficientemente grande para manter a importância neutrônica (fluxo adjunto) local, o FP poderá surgir em outra região menos irradiada, e inclusive aumentar com a queima.

As duas situações, queda e oscilação no FP, caracterizam, respectivamente, os ciclos anteriores e posteriores ao ciclo de equilíbrio. Nos primeiros ciclos, em particular no segundo e no quarto, o FP no início do ciclo é mais acentuado,

revelando que elementos combustíveis bastante reativos estão próximos, ou estão em posições privilegiadas em termos da importância neutrônica. Todo este raciocínio é feito assumindo-se a ausência de venenos queimáveis, pois eles podem alterar a situação.

#### 4.5.2 Comportamento da fuga total de neutrons durante o ciclo

Todas as tabelas referentes ao comportamento da fuga total de nêutrons mostram que ela tende a aumentar durante o ciclo. O motivo disto acontecer é que, assim como a densidade de potência, o fluxo neutrônico torna-se mais uniforme com a queima. Para entender este fenômeno com mais detalhes, decidiu-se analisar a evolução das configurações obtidas nas iterações 2 e 6 do sétimo ciclo, com o remanejamento partindo da configuração MDF, conforme a tabela 4.26. O resultado desta análise está expresso nas tabelas 4.39, 4.40, 4.41, e no gráfico da figura 4.17, onde compara-se a dependência da fuga com o tempo de queima entre as configurações CM2, MDF, DF, da segunda iteração e da sexta iteração do sétimo ciclo.



Tabela 4.39: Fator de multiplicação efetivo em função do tempo de queima para as configuração MDF-2 e MDF-6 do sétimo ciclo.

Tempo ( dias )	Kef (MDF-2)	Kef da FD (MDF-6)
0	1,1428	1,1270
2	1,1054	1,0910
58	1,0827	1,0700
114	1,0614	1,0506
170	1,0423	1,0328
226	1,0339	1,0157

Tabela 4.40: Fator de Pico em função do tempo de queima para as configurações MDF-2 e MDF-6 do sétimo ciclo.

Tempo ( dias )	FP (MDF-2)	FP (MDF-6)
0	1,516	1,487
2	1,480	1,421
58	1,432	1,347
114	1,390	1,287
170	1,371	1,288
226	1,345	1,324

Tabela 4.41: Fuga total de neutrons em função do tempo de queima para as configurações obtidas nas iterações número MDF-2 e MDF-6 do sétimo ciclo.

tempo (dias)	Fuga da (MDF-2) (neutrons/s)	Fuga da (MDF-6) (neutrons/s)
0	$8,864 \cdot 10^{16}$	$8,990 \cdot 10^{16}$
2	$9,172 \cdot 10^{16}$	$9,300 \cdot 10^{16}$
58	$9,456 \cdot 10^{16}$	$9,574 \cdot 10^{16}$
114	$9,724 \cdot 10^{16}$	$9,831 \cdot 10^{16}$
170	$9,981 \cdot 10^{16}$	$1,008 \cdot 10^{16}$
226	$1,023 \cdot 10^{16}$	$1,032 \cdot 10^{16}$

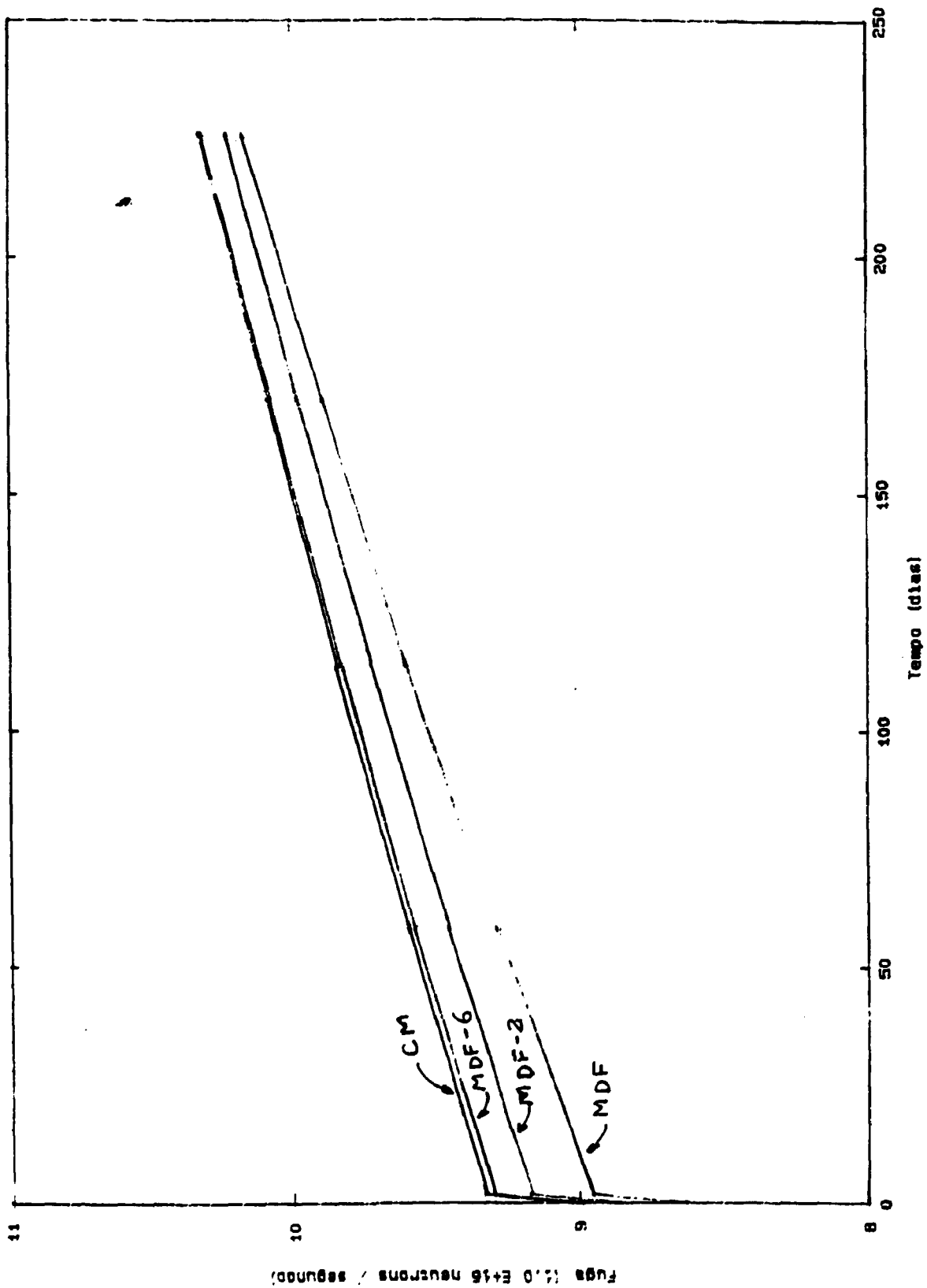


Figura 4.17: Fuga total de neutrons em função do tempo de queima para as configurações MDF-2, MDF-6, MDF e CM7 do sétimo ciclo.

O gráfico da figura 4.17 mostra que a fluência, área sob o gráfico da fuga em função da queima, é menor quando o FP é maior. Esta relação entre o FP e a fuga de nêutrons pode ser modestamente entendida observando-se que o FP está relacionado com a reatividade do núcleo, e a reatividade, por sua vez, está comprometida com a fuga total de nêutrons através da relação

$$k_{ef} = \frac{p}{f + a} \quad (4.1)$$

sendo  $k_{ef}$  o fator de multiplicação efetivo do reator,  $p$  a produção total de neutrons,  $f$  a fuga total de neutrons, e  $a$  a absorção total de neutrons no núcleo. Como a reatividade é definida por

$$\rho = 1 - \frac{1}{k_{ef}} \quad (4.2)$$

tem-se

$$\rho = 1 - \frac{f + a}{p} \Rightarrow \frac{f + a}{p} = 1 - \rho \Rightarrow$$

$$f = p(1 - \rho) - a \quad (4.3)$$

Se a fuga total de nêutrons variar de  $\Delta f$ , a produção de  $\Delta \rho$ , e a absorção de  $\Delta a$ , a eq. (4.3) informa que:

$$f + \Delta f = (p + \Delta p)(1 - \rho - \Delta \rho) - (a + \Delta a) \quad (4.4)$$

que após ser manipulada algebricamente e combinada com a eq. (4.3) fornece:

$$\Delta f = -\rho \Delta \rho + \Delta \rho (1 - \rho) - \Delta \rho \Delta \rho - \Delta a \quad (4.5)$$

A equação acima mostra que a redução na reatividade do núcleo,  $\Delta \rho < 0$ , tende a aumentar a fuga. Como a redução na reatividade costuma reduzir o FP pelos motivos expostos no capítulo 3, conclui-se que a redução no FP está associada com o acréscimo na fuga de nêutrons. Em outras palavras, quando os nêutrons são melhor aproveitados devido aos elementos combustíveis mais reativos estarem em regiões de maior importância no núcleo, a fuga total de nêutrons do núcleo tende a ser menor e o FP a ser maior. Todos estes argumentos são comprovados nas diversas tabelas deste capítulo, existindo algumas exceções que fogem ao alcance desta interpretação bastante simplificada. No apêndice 2 é feito um estudo mais detalhado sobre este assunto.

Ilustra-se melhor o compromisso entre o FP e a fuga total de nêutrons calculando-se numericamente a fluência (regra

do trapézio):

$$F_i = \int_{t_i}^{t_i + \Delta t_i} f(t) dt = \sum_{j=1}^{n_i} \frac{f(t_j) + f(t_{j+1})}{2} \Delta t_j, \quad (4.6)$$

sendo  $f(t)$  a taxa de fuga de nêutrons,  $[t_i, t_i + \Delta t_i]$  o intervalo de duração do  $i$ -ésimo ciclo, e  $t_j$  contido neste intervalo,  $j = 1, 2, \dots, n_i$ .

O valor da fluência obtida para as configurações MDF, MDF-2 (MDF da segunda iteração), MDF-6 e CM7 do sétimo ciclo estão representadas na tabela 4.42. A diferença entre a fluência das configurações MDF e CM7 está em torno de 2,61%, entre a MDF-2 e a CM7 em 1,24% e entre a MDF-6 e a CM7 em 0,16%.

Tabela 4.42: Fuga total de neutrons em função do tempo de queima para as configurações obtidas nas iterações número MDF-2 e MDF-6 do sétimo ciclo.

Configuração	fluência (neutrons/s)	Desvio da CM7
MDF	$2,1654 \times 10^{19}$	2,61 %
MDF-2	$2,1946 \times 10^{19}$	1,24 %
MDF-6	$2,2184 \times 10^{19}$	0,16 %
CM7	$2,2219 \times 10^{19}$	0,00 %

A análise da fluência é muito importante porque ela é a grande responsável pela fadiga do vaso de pressão. Se não houvesse o vínculo sobre o FP e fosse possível escolher-se qualquer uma das configurações da tabela 4.42, certamente seria escolhida a configuração MDF. Supondo-se que a vida do vaso de pressão fosse 30 anos operando-se com a configuração MDF seria possível operar-se mais  $0,0261 \times 30 \text{ anos} \cong 9 \text{ meses}$ . O vínculo no FP poderá não permitir que tal escolha seja feita, isto sem preocupar-se com a queima de descarga dos elementos combustíveis, mas sempre que for possível deve-se escolher a configuração que apresente a menor fluência.

Para finalizar este tópico, observa-se que a equação (4.5) sugere como prever se a troca entre dois EC reduzirá a fuga total de neutrons. Para tal empreita necessita-se avaliar os valores de  $\Delta\rho$  e de  $\Delta\hat{a}$ . A variação na reatividade pode ser

obtida com a TPPO, mas na fase atual deste trabalho não sabe-se avaliar com a precisão necessária os outros dois termos.

#### 4.5.3 Relação entre a queima de descarga e o FP

Tomando-se a queima de descarga média dos EC com os desvios padrões para cada uma das configurações dos sete primeiros ciclos, analisa-se qual esquema de recarga mostra-se vantajoso com respeito ao aproveitamento do combustível. Na tabela 4.43 estão expressos estes valores, podendo-se observar de imediato que a queima de descarga foi maior quando FP é menor, ou seja, para as configurações CM1, CM2, ..., CM7.

Tabela 4.43: Queima de descarga, em  $10^4$  MW dia/tonelada de urânio, para as configurações CM, MDF e FD dos sete primeiros ciclos.

Ciclo 1	Queima da CM1	Queima da DMF	Queima da FD
1	1,37 ± 0,03	1,37 ± 0,03	1,37 ± 0,06
2	2,17 ± 0,03	2,03 ± 0,14	2,05 ± 0,19
3	2,85 ± 0,19	2,58 ± 0,23	2,61 ± 0,28
4	3,02 ± 0,25	2,83 ± 0,28	2,84 ± 0,32
5	3,17 ± 0,23	3,00 ± 0,17	3,02 ± 0,19
6	3,14 ± 0,28	2,91 ± 0,29	2,99 ± 0,23
7	3,17 ± 0,30	2,99 ± 0,22	3,03 ± 0,23



Quanto maior a queima de descarga média, melhor é o aproveitamento do combustível. Nos ciclos 5, 6, 7 as maiores queimas estão associadas aos maiores desvios padrões, mostrando que a diferença entre as queimas máxima e mínima é maior, podendo existir EC excessivamente irradiados e EC pouco irradiados. Verifica-se que o EC mais irradiado, para estas situações, é o EC da posição central, justamente porque ele permanece mais tempo no núcleo que qualquer outro elemento. Pode-se, portanto, contornar facilmente este problema trocando-se este EC, caso sua queima de descarga exceda os limites de segurança.

Como observação final, pela tabela 4.43 nota-se que nos ciclos 1 e 2 a queima de descarga é menor que nas demais. A causa disto é que no primeiro ciclo os EC que foram descarregados, aqueles enriquecidos a 2,1 %, permaneceram somente um ciclo no núcleo, e portanto foram pouco irradiados. Da mesma forma, os EC que foram descarregados no segundo ciclo, aqueles enriquecidos a 2.6 % foram queimados apenas durante dois ciclos, ocasionando a pequena queima de descarga.

## Capítulo 5 : Conclusões e sugestões

### 5.1 Conclusões

O sistema de cálculo para remanejamento de combustível em reatores PWR, desenvolvido neste trabalho, satisfaz plenamente o objetivo da proposta. Os resultados do capítulo 4 mostram que com este sistema pode-se definir um esquema de recarga obedecendo uma estratégia de minimização do fator de pico radial no início do ciclo.

Quanto ao remanejamento, constata-se que ele é fundamental para obter-se um bom desempenho do reator nos diversos ciclos. Remanejando-se os elementos combustíveis pode-se encontrar novas configurações com melhores características: menor fluência, maior queima de descarga, e maior comprimento de ciclo. Como existe um número muito grande de possibilidades de troca entre elementos, é necessário que o remanejamento seja feito com critério para que somente as trocas com maiores probabilidades de sucesso sejam testadas. Por isto empregou-se a Teoria de Perturbação em Primeira Ordem, que permitiu determinar-se rapidamente as trocas com maiores probabilidades de sucesso.

O emprego da Teoria de Perturbação exigiu apenas um cuidado: que as trocas entre os elementos combustíveis não produzissem grandes perturbações. A melhor maneira que encontrou-se para evitar as grandes perturbações foi limitar-se o valor máximo da perturbação local, o que foi obtido impondo-se um

valor máximo para a diferença entre o fator de multiplicação infinito dos candidatos.

Os resultados foram positivos, conforme mostra-nos o capítulo 4. Nos casos estudados, sempre foi possível encontrar uma configuração com o FP menor que o da configuração inicial.

O tempo de processamento também é um ponto a ser analisado. A determinação dos candidatos à troca, o remanejamento em si, não requer muito tempo. O problema está na determinação dos fluxos de nêutrons que exige muito tempo, cerca de 1 minuto por iteração para o exemplo desenvolvido neste trabalho, e isto em malhas grossas. Para melhorar a situação precisa-se de um programa que resolva as equações mais rapidamente, e que pudesse ser implantado em micro-computadores para que o usuário pudesse ter maior autonomia.

Outros parâmetros do projeto neutrônico do reator, tais como posição e concentração das barras de controle e de segurança ( já definidas no projeto ), coeficientes de reatividade, queima máxima permitida, posição de venenos queimáveis e custo de combustível, não foram analisadas neste trabalho. A escolha da melhor configuração nas etapas de recarga depende da análise de todos os parâmetros envolvidos no projeto nuclear.

Também é necessário realizar-se um estudo mais aprofundado sobre venenos queimáveis. A análise feita no Apêndice 6 é apenas um estudo introdutório, onde empregou-se a Teoria de Perturbação para indicar onde colocar-se as varetas de veneno queimável. Reconhece-se, contudo, que é necessário um desenvolvimento mais profundo devido à grande influência do veneno queimável no ciclo do reator, o que será feito em trabalhos futuros.

## 5.2 Sugestões para trabalhos futuros

O sistema de cálculo desenvolvido tem a capacidade de encontrar configurações com o menor FP ou menor fuga de nêutrons. Futuramente pretende-se elaborar um sistema que, além destas opções, inclua a análise do veneno queimável.

Devido à importância dos levantamentos econômicos na escolha da forma de gerar energia, também pretende-se desenvolver um programa para esta finalidade. Entretanto, o sistema como um todo somente será viável em termos do tempo de CPU se utilizar-se de um código mais rápido que o CITATION, por exemplo um código nodal. Outras técnicas de remanejamento também deverão ser estudadas a fim de também evoluir-se neste sentido.

## Referencias Bibliográficas

- 1 SWICH, J.E. & HONECH, H.C. The HAMMER system: heterogeneous analysis of multigroup methods of exponential and reactor. Aiken, SC, Du Pont de Nemours, 1967. (DF-1064).
- 2 FOWLER, T.B.; VONDY, D.R.; CUNNINGHAM, G.W. Nuclear reactor core analysis code: CITATION. Oak Ridge, TN, Oak Ridge National Laboratory, 1971. (ORNL-TM-2496-Rev.1).
- 3 GOERTZEL, G. Mminimum critical mass and flat flux. J. Nucl. Energy, 2:193-201, 1956.
- 4 GOERTSEL, G. & LOEB, W.A. Nonuniform fuel distributions in nuclear reactors. Nucleonics, 12.42-5, 1954.
- 5 HALING, R.K. Operating strategy for maintaining an optimum power distribution throughout life. In: AMERICAN NUCLEAR SOCIETY. Nuclear performance of power reactor cores: topical meeting held in San Francisco, Calif., Sep. 26-27, 1963. Oak Ridge, TN, Oak Ridge National Lab., 1984. p.205-10. (TID-7672).
- 6 BACKER, W. Synthesis of optimal control and hybrid computation. Belgium, Brussels, Commission of the European Communities, 1964. (EUR-2202e).
- 7 BACKER W. The maximum principle its computational aspects and its relations to other optimization techniques. Belgium, Brussels, European Atomic Energy Community, 1964. (EUR-2202e).
- 8 BACKER W. Reactor power reduction in minimum time including restriction of xenon poisoning. Belgium, Brussels, 1965. (EUR-2506e).
- 9 KOCHUROV, B. At Energy., 20:243. 1966 apud MELICE. M. Pressurized water reactor optimal core management and reactivity profiles. Nucl. Sci. Eng., 37:451-77, 1969.

- 10 WALL, L. & FENECH, H. The application of dynamic programming to fuel management optimization. Nucl. Sci. Eng., 22:285-97, 1965.
- 11 BELLMAN, R. Dynamic programming. Princeton, NJ, Princeton University Press, 1957.
- 12 MELICE, M. Pressurized water reactors optimal core management and reactivity profiles. Nucl. Sci. Eng., 37:451-77, 1969.
- 13 STOVER, R.L. & SESONSKE, A. Optimization of BWR fuel management using an accelerated exhaustive search algorithm. J. Nucl. Energy, 23:637-82, 1969.
- 14 FAGAN, J.R. & SESONSKE, A. Optimal fuel replacement in reactivity limited systems. J. Nucl. Energy, 23:683-96, 1969.
- 15 SUZUKI, A. & KIYOSE, R. Application of linear programming to refuelling optimization for light water moderated power reactors. Nucl. Sci. Eng., 46:112-30, 1971.
- 16 SUZUKI, A. & RYOHEI, K. Maximizing the average fuel burnup entire core: a poison management problem for multizone light water reactor cores. Nucl. Sci. Eng., 41:121-34, 1971.
- 17 GOLDSHMIDT, P. Minimum mass in intermediate reactors subject to constraints on power density and fuel enrichment. Nucl. Sci. Eng., 49:263-73, 1972.
- 18 NAFT, B.N. & SESONSKE, A. Pressurized water reactor optimal fuel management. Nucl. Technol., 44:123-32, 1972.
- 19 STOUT, R.B. & ROBINSON, A.H. Determination of optimum fuel loadings in pressurized water reactors using dynamic programming. Nucl. Technol., 20:86-102, 1973.

- 20 SEKIMIZU, K. Optimization of in core fuel management and control rod strategy in equilibrium fuel cycle. J. Nucl. Sci. Technol. 12:287-96, 1975.
- 21 HUANG, H.Y. & LEVINE, S.H. Improvements of reactor core design and fuel cycles. 3. An automated optimal multiple cycle PWR fuel management code. 4. A new method for optimizing core reloads. Trans. Am. Nucl. Soc., 30:338-41, 1978.
- 22 HO, LI-WEI & ROACH, A.F. Perturbation theory in nuclear fuel management optimization. Nucl. Sci. Eng., 82:151-61, 1982.
- 23 HOMAZAKI, M. & TAKEDA, T. Application of depletion perturbation theory to fuel loading optimization. J. Nucl. Sci. Technol., 22, 1-12, 1985.
- 24 SPETZ, S.W.; HANNAN, M.A.; UOTIEN, V.O.; WINGFIELD, R.N. Selected topics in fuel management. 5. Extended burnup in B & M operations units. Trans. Am. Nucl. Soc., 41:118-20, 1982.
- 25 SPETZ, S.W.; JONES, H.M.; HOLMAN, P.L. Topics in LWR and breeder fuels. 2. Pressure vessel fluence through low-leakage fuel management. Trans. Am. Nucl. Soc., 44:92-3, 1983.
- 26 DOWNAR, J.T. & KIM, Y.K. A reserve depletion method for pressurized water reactor core reload design. Nucl. Technol., 73:42-54, 1986.
- 27 DOWNAR, J.T.; KIM, Y.K.; SESONSKE, A. Optimization of core reload design for low-leakage fuel management in pressurized water reactors. Nucl. Technol., 96:85-101, 1987.
- 28 LANG, P.M. & GOLDSTEIN, L. Progress in LWR in core fuel management and its implications on fuel technology. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Improvements in water reactor fuel technology and utilization: proceedings of an international symposium held in Stockholm 15-19 Sep., 1986. Vienna, 1986. p.31-9.



- 29 NOWASAD, P. Operadores positivos e otimização: aplicações a energia nuclear. São Paulo, USP, Instituto de Matemática e Estatística, 1977.
- 30 SESONSKE, A. Nuclear power plant design analysis. Oak Ridge, TN, Oak Ridge National Laboratory, USAEC, Technical Information Center, 1973.
- 31 FURNAS CENTRAIS ELETRICAS. Final safety analysis report, Central Nuclear Almirante Alvaro Alberto Unit. 1. V.5. Cap.4: reactor. Rio de Janeiro, s.d. sep. pag.
- 32 LAMARSH, J.R. Introduction to nuclear reactor theory. Reading, Mass., Addison-Wesley 1972.
- 33 DUDERSTAD, J.J. & HAMILTON, L.J. Nuclear reactor analysis. New York, Wiley, 1976.
- 34 VARGA, K.S. Matrix iterative analysis. Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, 1962.
- 35 GRAVES JR., H.W. Nuclear fuel management. New York, John Wiley, 1979.
- 36 SILVERNOINEN, P. Reactor core fuel management. Oxford, Pergamon, 1982.
- 37 BENEDICT, M.; PIGFORD, I.H.; LEVI, H.W. Nuclear chemical engineering. New York, McGraw-Hill, 1981.

## Apêndice 1: Cálculo do enriquecimento

### A1.1 As equações

Sabendo-se da importância de encontrar o enriquecimento dos EC no núcleo do reator de modo a aproveitar ao máximo o combustível, neste trabalho introdutório desenvolve-se um método numérico para o cálculo do enriquecimento do combustível, de forma que a densidade de potência no núcleo seja constante. Os cálculos empregam a equação de difusão em dois grupos de energia e uma dimensão,

$$-\frac{d}{dx} D_1 \frac{d}{dx} \phi_1 + \Sigma_{r1} \phi_1 = \frac{1}{k} \left[ \nu_1 \Sigma_{f1} \phi_1 + \nu_2 \Sigma_{f2} \phi_2 \right] \quad (A1-1)$$

$$-\frac{d}{dx} D_2 \frac{d}{dx} \phi_2 + \Sigma_{a2} \phi_2 = \Sigma_{s12} \phi_2 \quad (A1-2)$$

e impõe-se que a densidade de potência seja constante:

$$q''' = \gamma_1 \Sigma_{f1}(x) \phi_1(x) + \gamma_2 \Sigma_{f2}(x) \phi_2(x) \quad (A1-3)$$

ou

$$\Sigma_{f2}(x) \phi_2(x) = \frac{q'''}{\gamma_2} - \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \Sigma_{f1}(x) \phi_1(x) \quad (A1-4)$$

sendo  $q'''$  a densidade de potência ( $W/cm^3$ ),  $\gamma_1$  a energia média liberada por fissão induzida no grupo rápido, e  $\gamma_2$  pelas induzidas no grupo térmico. Agora usa-se a definição de enriquecimento percentual em átomos de  $U^{235}$ ,  $\epsilon(x)$ :

$$\Sigma_{f2}(\epsilon) = N \epsilon \sigma_{f2}(\epsilon) \quad (A1-5)$$

onde  $\sigma_{f2}(\epsilon)$  é a seção de choque microscópica de fissão do grupo térmico,

$$N = N^{25}(x) + N^{28}(x) \cong \text{constante}, \quad (A1-6)$$

$N^{25}(x)$  a densidade atômica do  $U^{235}$  em átomos, e  $N^{28}(x)$  a do  $U^{238}$ ,

com

$$N^{25}(x) = N \epsilon(x),$$

$$e \quad (A1-7)$$

$$N^{28}(x) = N [1 - \epsilon(x)].$$

Reunindo as eq. (A1.4) e (A1.5) encontra-se a expressão para o enriquecimento:

$$\epsilon(x) = \frac{q'''}{\gamma_2 N \phi_2(x) \sigma_{f2}^{25}(x)} - \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{\Sigma_{f1}(x)}{N \sigma_{f2}^{25}(x)} \frac{\phi_1(x)}{\phi_2(x)} \quad (A1-8)$$

Chama-se a atenção ao fato de que  $\sigma_{f2}^{25}$  é a seção de choque microscópica de fissão do  $U^{235}$ , e que  $\Sigma_{f2}(x)$  é igual à seção de choque macroscópica de fissão do  $U^{235}$ , visto que está considerando-se o início de vida do reator e não existe outro nuclídeo que apresente seção de choque de fissão térmica diferente de zero.

Para que o enriquecimento seja determinado será preciso obter-se os fluxos, o que será conseguido combinando-se as eq. (A1-1) e (A1-4) a fim de obter-se uma equação que envolva o fluxo de neutrons rápidos e não dependa tão fortemente do enriquecimento:

$$\begin{aligned}
 -D_1 \frac{d^2 \phi_1(x)}{dx^2} + \left[ \Sigma_{r1} - \frac{1}{k} (v_1 - v_2) \Sigma_{f1} \right] \phi_1(x) &= \\
 = \frac{1}{k} v_2 \frac{q''}{\gamma_2} & \qquad \qquad \qquad (A1-9)
 \end{aligned}$$

Quando ao grupo térmico, a seção de choque de absorção parasítica,  $\Sigma'_{a2}$ , pode ser expressa em termos das seções de choque total de absorção do grupo térmico,  $\Sigma_{a2}(\epsilon)$ , e das seções de choque de absorção térmica do  $U^{235}$ ,  $\Sigma_{a2}^{25}(\epsilon)$ , e do  $U^{238}$ ,  $\Sigma_{a2}^{28}(\epsilon)$ , como segue:

$$\Sigma_{a2}(\epsilon) = \Sigma_{a2}^{25}(\epsilon) + \Sigma_{a2}^{28}(\epsilon) + \Sigma'_{a2} \qquad \qquad \qquad (A1-10)$$

sendo que desconsiderou-se a dependência de  $\Sigma'_{a2}$  com o enriquecimento.

Associando-se a eq.(A1-10) com a eq.(A1-7) implicará que

$$\Sigma_{a2}(\epsilon) = \Sigma'_{a2} + N\epsilon \sigma_{a2}^{25} + N(1-\epsilon) \sigma_{a2}^{28} \implies$$

$$\Sigma_{a2}(\epsilon) = \Sigma'_{a2} + N\sigma_{a2}^{28} + N\epsilon(\sigma_{a2}^{25} - \sigma_{a2}^{28}) \quad (A1-11)$$

Levando-se as eq.(A1-8) e (A1-2) encontra-se a equação modificada para o grupo térmico:

$$-\frac{d}{dx} D_2 \frac{d}{dx} \phi_2 + (\Sigma'_{a2} + N\sigma_{a2}^{28}) \phi_2 =$$

$$= \left\{ \Sigma_{s12} \frac{\sigma_{a2}^{25} - \sigma_{a2}^{28}}{\sigma_{f2}^{25}} \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \Sigma_{f1} \right\} \phi_1 - \frac{\sigma_{a2}^{25} - \sigma_{a2}^{28}}{\sigma_{f2}^{25}} \frac{q_{111}}{\gamma_2} \quad (A1-12)$$

As eq.(A1-9) e (A1-12) podem ser interpretadas da seguinte forma: elas ainda representam a difusão e o balanceamento neutrônico, apesar de estarem modificadas. Na eq.(A1-9) o termo de fonte é uniforme se desconsiderar-se a dependência de  $\Sigma'_{a2}$  com o enriquecimento. A eq.(A1-12) é um pouco

mais complicada, entretanto pode-se observar que no primeiro membro a absorção é superestimada, o que é compensado no segundo termo. Importante também é perceber-se que estas equações não se enquadram no problema de Sturm-Liouville como as eq.(A1-1) e (A1-2), significando que as soluções das eq.(A1-1) e (A1-2) não serão autofunções e que não será possível valer-se do método iterativo de potência para solucioná-las numericamente. Também é interessante perceber-se que o fator de multiplicação infinito pode ser escolhido, e que para cada escolha existe um enriquecimento que não depende da potência do reator, eq.(A1-8), como havia de ser.

Uma questão que surge ao observar-se as eq.(A1-9) e (A1-12) é como pode-se solucioná-la, se todos os termos do segundo membro dependem do enriquecimento. A resposta que encontrou-se para esta questão foi o emprego de um método: estima-se um enriquecimento inicial para o reator e obtém-se com um interpolador os parâmetros nucleares. Em seguida resolve-se estas equações para encontrar-se os fluxos, que serão levados à eq. (A1-13) para obter-se o novo enriquecimento, repetindo-se processo até que haja convergência. Maiores detalhes serão dados no próximo item.

## A1.2 Cálculo numérico do enriquecimento

A solução numérica das equações (A1-9) e (A1-12) é feita empregando-se o método de diferenças finitas. Primeiramente observa-se que a forma geral destas equações é

$$- \frac{d}{dx} D \frac{d}{dx} \phi + \Sigma \phi = S \quad (A1-14)$$

podendo-se integrá-la no intervalo  $\tau_i$  a  $\tau_i + \Delta \tau_i$ , assumindo-se que  $D$ ,  $\Sigma$  e  $S$  são constantes neste intervalo, obtendo-se

$$- \int_{\tau_i}^{\tau_i + \Delta \tau_i} D \frac{d^2}{dx^2} \phi dx + \int_{\tau_i}^{\tau_i + \Delta \tau_i} \Sigma \phi dx = \int_{\tau_i}^{\tau_i + \Delta \tau_i} S dx$$

com

$$\begin{aligned} - \int_{\tau_i}^{\tau_i + \Delta \tau_i} D \frac{d^2}{dx^2} \phi dx &= -D_i \int_{\tau_i}^{\tau_i + \Delta \tau_i} \frac{d^2}{dx^2} \phi dx = -D_i \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{\tau_i}^{\tau_i + \Delta \tau_i} \cong \\ &\cong -D_i \left\{ \frac{\phi(\tau_{i+1} + \Delta \tau_{i+1}/2) - \phi(\tau_i + \Delta \tau_i/2)}{\frac{\Delta \tau_{i+1} + \Delta \tau_i}{2}} \right\} + \\ &+ D_i \left\{ \frac{\phi(\tau_i + \Delta \tau_i/2) - \phi(\tau_{i-1} + \Delta \tau_{i-1}/2)}{\frac{\Delta \tau_i + \Delta \tau_{i-1}}{2}} \right\} \end{aligned} \quad (A1-15)$$

$$\int_{x_i}^{x_i + \Delta x_i} \phi dx = \sum_i \int_{x_i}^{x_i + \Delta x_i} \phi dx \cong \sum_i \phi \left( x_i + \frac{\Delta x_i}{2} \right) \quad (\text{A1-16})$$

$$\int_{x_i}^{x_i + \Delta x_i} S dx = S_i \int_{x_i}^{x_i + \Delta x_i} dx = S_i \cdot \Delta x_i \quad (\text{A1-17})$$

de forma

$$A_{i,i+1} \phi_{i+1} + A_{i,i} \phi_i + A_{i,i-1} \phi_{i-1} = S_i \Delta x_i \quad (\text{A1-18})$$

onde

$$\phi_i = \phi \left( x_i + \frac{\Delta x_i}{2} \right) \quad (\text{A1-19})$$

$$A_{i,i+1} = -D_i \frac{2}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \quad (\text{A1-20})$$

$$A_{i,i} = -D_i \left\{ \frac{2}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} + \frac{2}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \right\} + \sum_i \quad (\text{A1-21})$$

e

$$A_{i,i-1} = -D_i \frac{2}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \quad (\text{A1-22})$$



Considerando-se que o reator foi dividido em N malhas de largura  $\Delta x_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, N$ , a eq.(A1-18) representa um sistema de equações algébricas que torna-se determinado impondo-se as condições de contorno. O resultado pode ser representado matricialmente /33/ com a seguinte notação:

$$A \phi = S \quad (A1-23)$$

sendo A uma matriz tridiagonal de coeficientes A dados pelas eq.(A1-20), (A1-21) e (A1-22),  $\phi$  a matriz coluna contendo os fluxos  $\phi_i$  de cada malha, e  $\underline{S}$  o vetor fonte tendo como elementos os termos  $S_i \Delta x_i$ .

Agora lembra-se que existem duas equações da forma da eq.(A1-23), uma para o grupo térmico e outra para o grupo rápido. Estas equações são

$$\underline{A}_1 \underline{\phi}_1 = \underline{S}_1 \Rightarrow \underline{\phi}_1 = \underline{A}_1^{-1} \underline{S}_1 \quad (A1-24)$$

e

$$\underline{A}_2 \underline{\phi}_2 = \underline{S}_2 \Rightarrow \underline{\phi}_2 = \underline{A}_2^{-1} \underline{S}_2 \quad (A1-25)$$

Para ficar um pouco mais clara a solução do problema do enriquecimento apresenta-se, na figura A1-1, o fluxograma onde representa-se a metodologia do programa que realiza o cálculo numérico do enriquecimento. O método de inversão das matrizes  $\underline{A}_1$  e  $\underline{A}_2$  será discutido no tópico seguinte.

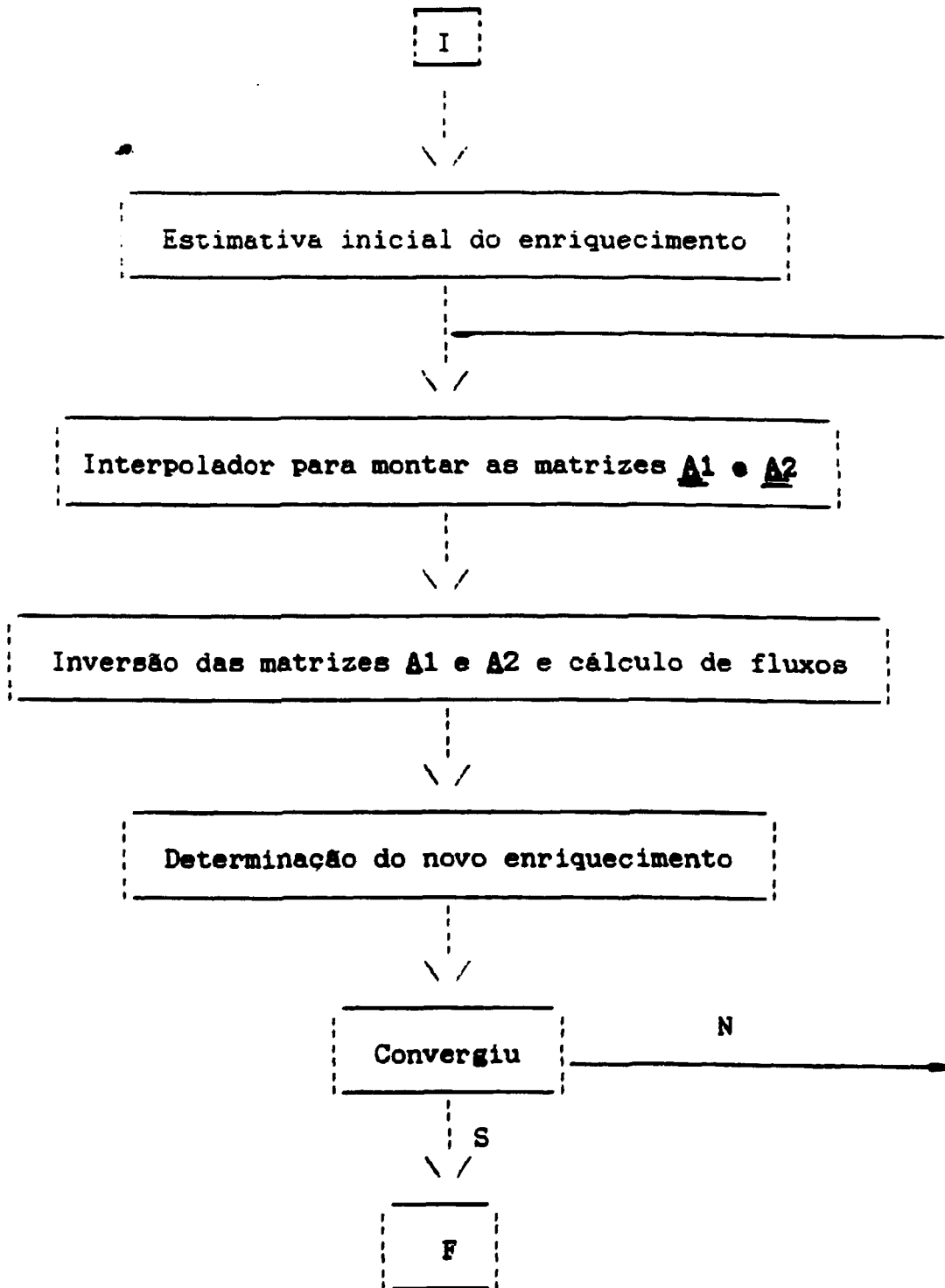


Figura A1.1: Fluxograma representado o algoritmo do programa que realiza o cálculo numérico do enriquecimento.

### A1.2.1 Inversão das matrizes

O método usado na inversão das matrizes A1 e A2 foi método de Gauss-Seidel, que inicia-se escrevendo-se a matriz A como uma soma de três matrizes:

$$\underline{A} = \underline{L} + \underline{D} + \underline{U}, \quad (\text{A1-26})$$

sendo L uma matriz triangular inferior, D uma matriz diagonal, e U uma matriz triangular superior. Com estas considerações a eq.(A1-23) poderá ser escrita como:

$$\begin{aligned} (\underline{L} + \underline{D} + \underline{U})\phi &= \underline{S} \Rightarrow \\ \phi &= (\underline{L} + \underline{D})^{-1} \underline{S} + (\underline{L} + \underline{D})^{-1} \underline{U}\phi, \end{aligned} \quad (\text{A1-27})$$

sendo que para inverter-se numericamente a matriz L + D deve-se usar o fato de ela ser triangular inferior a fim de economizar-se tempo.

O método de Gauss-Seidel consiste em propor-se como solução do problema anterior o emprego do método iterativo

$$\phi^{(n+1)} = (\underline{L} + \underline{D})^{-1} \underline{S} + (\underline{L} + \underline{D})^{-1} \underline{U}\phi^{(n)}, \quad (\text{A1-28})$$

onde  $\phi^{(n)}$  é o valor encontrado para o vetor fluxo na n-ésima iteração. Para verificar-se a

convergencia do metodo toma-se a diferenca entre o valor real do fluxo e o valor encontrado na iteracao n + 1:

$$\begin{aligned} \phi^{(n+1)} - \phi &= (\underline{L} + \underline{D})^{-1} \underline{U}(\phi^{(n)} - \phi) = \\ &= (\underline{L} + \underline{D})^{-1} \underline{U}[(\underline{L} + \underline{D})^{-1} \underline{U}(\phi^{(n-1)} - \phi)] = \dots \\ &= [(\underline{L} + \underline{D})^{-1} \underline{U}]_{n+1}^{(0)} (\phi^{(0)} - \phi). \end{aligned} \quad (A1-29)$$

A convergencia ocorrerá se a norma do vetor  $\phi^{(n+1)} - \phi$  tender a zero quando n tender a infinito /34/, o que será garantido se

$$\|(\underline{L} + \underline{D})^{-1} \underline{U}\| < 1 \quad (A1-30)$$

Como

$$\|(\underline{L} + \underline{D})^{-1} \underline{U}\| \leq \|(\underline{L} + \underline{D})^{-1}\| \cdot \|\underline{U}\|, \quad (A1-31)$$

haverá convergência se

$$\|(\underline{L} + \underline{D})^{-1}\| < \|\underline{U}\|, \quad (A1-32)$$

ou seja, se a matriz  $\underline{A}$  for diagonalmente dominante, isto é, se

$$|A_{gg}| \geq \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq g}}^m |A_{lg}| \quad (A1-33)$$

e

$$|A_{gg}| \geq \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq g}}^m |A_{gl}| \quad (A1-34)$$

sendo m a dimensão da matriz  $\underline{A}$ . As condições acima são satisfeitas, basta observar-se as equações (A1-20), (A1-21) e (A1-22).

### A1.3 Convergência no cálculo do enriquecimento

A convergência que será analisada neste tópico é a convergência do método descrito no fluxograma da figura A1.1. Neste esquema iterativo, enquanto não ocorreu a convergência, as matrizes  $\underline{A}_1$  e  $\underline{A}_2$  e os vetores  $\underline{S}_1$  e  $\underline{S}_2$  apresentarão erros, uma vez que dependem do enriquecimento. Assim, seguindo o esquema do fluxograma da figura A1.1, a propagação no erro seguirá a ordem:

- (1) Erro percentual  $|\Delta \epsilon|/|\epsilon|$  no enriquecimento devido à estimativa no enriquecimento não ser correta,
- (2) Erro percentual  $\|\Delta \underline{A}_1\|/\|\underline{A}_1\|$  na matriz  $\underline{A}_1$  devido ao erro no enriquecimento.
- (3) Erro percentual  $\|\Delta \underline{\phi}_1\|/\|\underline{\phi}_1\|$  no fluxo rápido devido ao erro na matriz  $\underline{A}_1$ .
- (4) Erro percentual  $\|\Delta \underline{A}_2\|/\|\underline{A}_2\|$  na matriz  $\underline{A}_2$  devido ao erro no enriquecimento, e erro percentual  $\|\Delta \underline{S}_2\|/\|\underline{S}_2\|$  na fonte do grupo térmico devido ao erro no enriquecimento e no fluxo rápido,
- (5) Erro percentual  $\|\Delta \underline{\phi}_2\|/\|\underline{\phi}_2\|$  no fluxo térmico devido ao erro na matriz  $\underline{A}_2$  e na fonte térmica.

(6) Erro percentual  $|\Delta\epsilon|/|\epsilon|$  no enriquecimento devido aos erros nos fluxos termico e rapido.

O erro nos fluxos é limitado conforme a demonstração abaixo, mas não se pode garantir que seja pequeno.

Considerando-se o sistema

$$(\underline{A} + \Delta\underline{A})(\phi + \Delta\phi) = S + \Delta S \quad (\text{A1-34})$$

onde  $\Delta A$  é o erro na matriz  $A$ ,  $\Delta\phi$  o erro em  $\phi$ ,  $\Delta S$  em  $S$ , desprezando-se os termos de segunda ordem na equação acima e admitindo-se que

$$\underline{A}\phi = S, \quad (\text{A1-35})$$

encontra-se

$$\|\Delta\phi\| = \|\underline{A}^{-1}\Delta S - \underline{A}^{-1}\Delta\underline{A}\phi\|$$

implicando que

$$\|\Delta\phi\| \leq \|\underline{A}^{-1}\| \left\{ \|\Delta S\| + \|\Delta\underline{A}\| \|\phi\| \right\} \quad (\text{A1-36})$$

não garantindo a convergência porque a norma de  $\underline{A}^{-1}$ ,  $\|\underline{A}^{-1}\|$ , costuma ser grande.

Um tratamento análogo pode feito para o

enriquecimento, sendo que pode-se observar o comportamento local do erro ao contrário do estudo anterior onde observa-se o efeito global. Assim, escrevendo-se a eq.(A2.8) de forma simplificada:

$$\epsilon = \frac{\alpha}{\phi_2} - \beta \frac{\phi_1}{\phi_2}, \quad (\text{A1-37})$$

com

$$\alpha = \frac{q'''}{N r_2 \sigma_{t_2}^{25}} \quad (\text{A1-38})$$

e

$$\beta = \frac{r_1}{r_2} \frac{\Sigma_{t_1}}{N \sigma_{t_2}^{25}} \quad (\text{A1-39})$$

e assumindo-se o erro  $\Delta \epsilon(x)$  no enriquecimento devido aos erros  $\Delta \phi_1(x)$  em  $\phi_1(x)$  e  $\Delta \phi_2$  em  $\phi_2$ , desconsiderando-se os erros em  $\epsilon$ , encontra-se

$$\epsilon + \Delta \epsilon = \frac{\alpha}{\phi_2 (1 + \Delta \phi_2 / \phi_2)} + \beta \frac{\phi_1 + \Delta \phi_1}{\phi_2 (1 + \Delta \phi_2 / \phi_2)} \quad (\text{A1-40})$$

e admitindo-se que  $|\Delta \phi_2 / \phi_2| \ll 1$  virá

$$\epsilon + \Delta \epsilon \cong \frac{\alpha}{\phi_2} (1 - \Delta \phi_2 / \phi_2) + \frac{\beta}{\phi_2} (\phi_1 + \Delta \phi_1) (1 - \Delta \phi_2 / \phi_2)$$

ou seja,

$$\Delta \epsilon \cong - \epsilon \frac{\Delta \phi_2}{\phi_2} - \beta \frac{\phi_1}{\phi_2} \frac{\Delta \phi_1}{\phi_1} \quad (A1-41)$$

Com este resultado observamos que o erro no enriquecimento é proporcional ao erro nos fluxos sem que haja qualquer atenuação. Como não conseguiu-se determinar as condições necessárias para garantir-se a convergência deste método iterativo, apenas irá apresentar-se um caso exemplo onde foi possível obter uma solução, e observar-se o comportamento qualitativo da resposta.



#### A1.4 Um caso exemplo

No exemplo que se segue adotou-se um reator do tipo PWR com potência térmica de 2000 MW, fator de multiplicação efetivo igual a 1,10000, tendo 3,0 metros de núcleo ativo e refletores com espessura de 0,5 metro, conforme a figura A1.2. As seções de choque dependentes do enriquecimento que foram usadas no cálculo deste reator são apresentadas na tabela A1.1.

Tabela A1.1: Parâmetro nucleares para vários enriquecimentos.

$\epsilon$ (%)	0,025	0,035	0,045	0,055
D1(cm)	1,196774	1,198636	1,200387	1,202055
D2(cm)	0,262428	0,265120	0,266736	0,267472
$\sum r_1$ (cm-1)	0,025200	0,024651	0,024135	0,023646
$\sum s_{12}$ (cm-1)	0,016199	0,014925	0,013722	0,012578
$\nu_1 \sum f_1$ (cm-1)	0,010186	0,009952	0,009775	0,009639
$\sum f_1$ (cm-1)	0,006006	0,007357	0,008643	0,009888
$\sum a_2$ (cm-1)	0,002357	0,002904	0,003426	0,003927
$\sigma_{a2}^{25}$ (barn)	383,380	354,780	331,820	312,730
$\sigma_{f2}^{25}$ (barn)	327,810	303,340	283,600	267,210
$\sigma_{a2}^{28}$ (barn)	1,60834	1,49746	1,40741	1,33226
$\nu_2^{25}$	2,42995	2,42999	2,43001	2,43000

No grafico da figura A1.3 representa-se o fluxo de neutrons rápido e térmico, e na figura A1.4 o enriquecimento obtido para o caso exemplo. Nota-se no gráfico da figura A1.3 que o fluxo de neutrons rápidos é bastante uniforme no núcleo, o que deve-se basicamente à baixa absorção e à imposição da densidade de potência ser uniforme, o que torna uniforme o termo de fonte do grupo rápido. Também observa-se o efeito do refletor, existindo o pico de neutrons na região devido a uma grande fuga de neutrons rápidos. O gráfico da figura A1.4 mostra que na região central o enriquecimento é praticamente uniforme, aumentando bastante na região periférica para compensar a fuga de neutrons e manter a densidade de potência constante, reduzindo o valor próximo à interface entre o núcleo ativo e o refletor devido à reflexão dos neutrons.

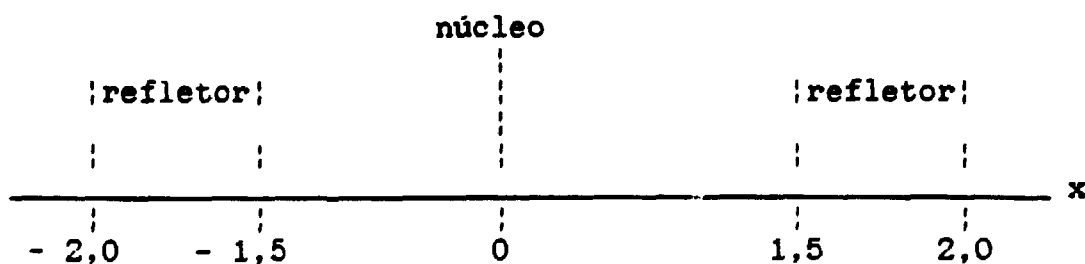


Figura A1.2: Esquema do reator unidimensional em estudo

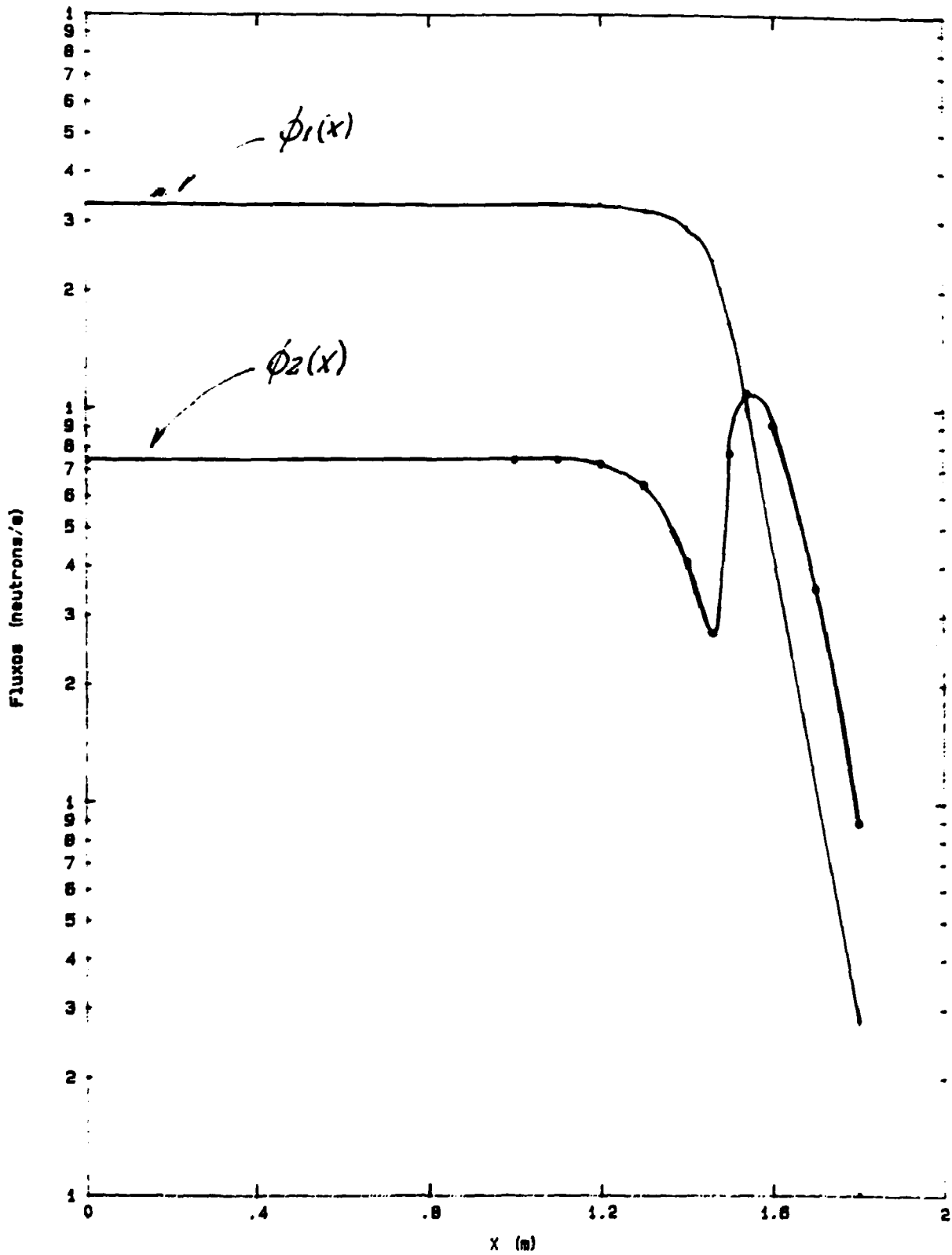


Figura A1.3: Gráfico do fluxo de neutrons rápido e térmico em função da posição no reator do caso exemplo.

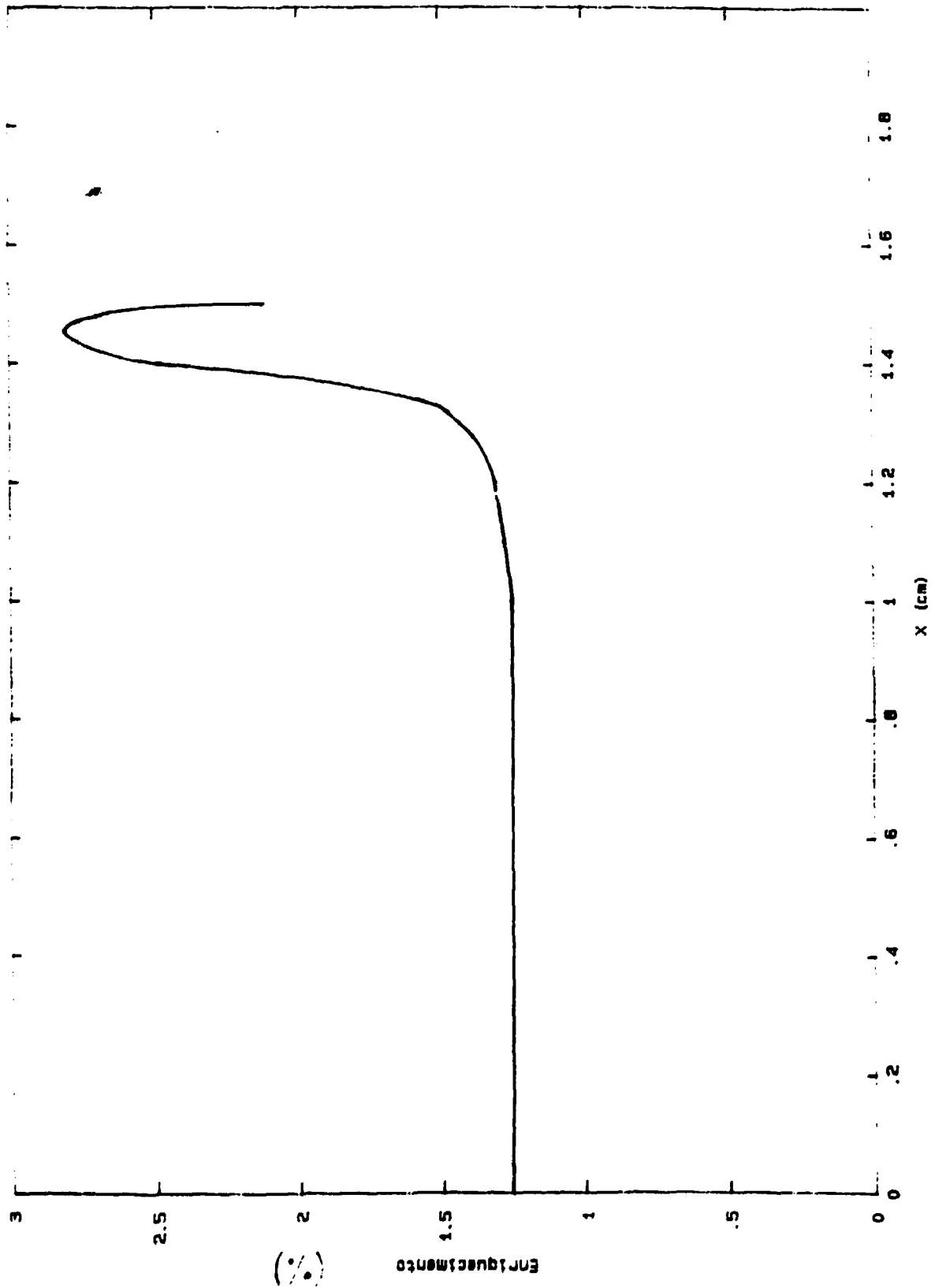


Figura A1.4: Gráfico do enriquecimento em função da posição no reator do caso exemplo.

## A1.5 Conclusão

Manipulando-se a equação de difusão e empregando-se a definição de enriquecimento em átomo, desenvolve-se equações para determinar-se o enriquecimento que torna a distribuição de potência uniforme no núcleo para o início de vida. Empregou-se um método numérico para solucionar o problema, mas a convergência do método não pode ser garantida. No momento não se tem alguma grande motivação que justifique maiores investimentos neste estudo.

## **Apêndice 2: Relação entre o FP, a queima de descarga e o número do reator**

### **A2.1 Introdução**

Entre outros parâmetros, no gerenciamento de combustível deve-se decidir quantas zonas de enriquecimento o reator apresentará, e qual o enriquecimento dos EC destas zonas. A duração do ciclo, a queima de descarga, a fluência no vaso de pressão, e a segurança do sistema dependerão desta decisão. Sabendo como esta é importante, fez-se um estudo introdutório a este problema através de um tratamento analítico. Apesar das simplificações feitas no modelo estudado, os resultados são qualitativamente importantes porque auxiliam a compreensão de certas relações que existem entre o FP, a queima de descarga e o número de zonas do reator.

### **A2.2 Qual o melhor número de zonas ?**

Um reator que possuísse uma única zona de enriquecimento apresentaria algumas desvantagens. Conforme a queima fosse ocorrendo, a porção central do núcleo seria mais irradiada que a periférica, visto que o fluxo neutrônico iria ser mais intenso na região central. No final do ciclo, todo o

combustível será substituído por um novo, pois, por hipótese, deve ter somente uma zona. Em consequência, os EC da porção periférica, que estão pouco irradiados porque o fluxo era bem menos intenso, foram mal aproveitados.

Do ponto de vista de uma melhor utilização do combustível, o ideal seria ter-se uma absorção uniforme em todo o reator e, simultaneamente, diversas zonas de enriquecimento. Com isto não seria necessário descarregar-se os EC com grande quantidade de material físsil, podendo-se substituir-se apenas as zonas mais irradiadas. Intuitivamente aceita-se a plausibilidade desta situação: na região mais externa do núcleo coloca-se os EC menos irradiados, para compensar a fuga de nêutrons, e na região mais interna os EC mais irradiados (ou menos enriquecidos enquanto o ciclo de equilíbrio não é atingido) para evitar-se picos de potência (no Apêndice 1 tem-se um estudo quantitativo deste problema).

Esta questão não pode ser completamente entendida somente com argumentos dados no parágrafo anterior. Para entender-se um pouco melhor a relação entre o número de zona e o rendimento do combustível, /35/ considera-se o seguinte modelo: admita-se que o excesso de reatividade diminui linearmente com a queima, o que é bastante razoável para reatores de potência do tipo FWR, e defina-se  $\rho(q)$  como o excesso de reatividade de um reator com uma única zona de enriquecimento. Com estas hipóteses, reatividade em função da queima será dada por

$$\rho(q) = \rho(0) \left[ 1 - \frac{q}{q_1} \right] \quad (A2-1)$$

onde  $q_1$  é a queima de descarga do reator com uma única zona de enriquecimento, ou seja,  $q_1$  é o valor da queima quando for trocada uma massa de urânio igual à massa total de urânio do reator.

Faça-se agora a análise para um reator com  $z$  zonas de enriquecimento no ciclo de equilíbrio. Supondo-se que a absorção seja igual em todas as zonas do reator ( $FP \cong 1$ ), e que o excesso de reatividade do reator seja dado pelas somas parciais dos excessos em cada zona. Suponha-se também que a contribuição de reatividade devida à zona mais nova do núcleo (zona 0), aquela que ainda não foi irradiada, seja igual a  $1/z$  do excesso de reatividade do reator com uma única zona, ou seja,

$$\Delta\rho_z^{\circ}(q) = \frac{\rho_1(q)}{z}, \quad 0 \leq q \leq \frac{q_z}{z} \quad (\text{A2-2})$$

sendo  $q_z$  a queima de descarga do reator com  $z$  zonas, e  $q_z/z$  a queima de um dos ciclos de equilíbrio deste reator. Reunindo-se as eq. (A2-1) e (A2-2) tem-se

$$\Delta\rho_z^{\circ}(q) = \frac{\rho_1(0)}{z} \left[ 1 - \frac{q}{q_1} \right], \quad 0 \leq q \leq \frac{q_z}{z}. \quad (\text{A2-3})$$

No próximo ciclo a zona 0 estará irradiada, pois já permaneceu no núcleo durante um ciclo, e apresentará um excesso inicial de reatividade igual a  $\Delta\rho_z^{\circ}(q_z/z)$ . Admitindo-se que a taxa de variação de reatividade com respeito à queima não muda com a queima, esta hipótese está implícita nas eq. (A2-1),



(A2-2) e (A2-3) , a contribuição de reatividade devida a uma zona que já foi irradiada durante um ciclo será

$$\Delta \rho_z^1(q) = \frac{\rho_1(0)}{z} \left[ 1 - \frac{q + q_z/z}{q_1} \right], \quad 0 \leq q \leq \frac{q_z}{z} \quad (\text{A2-4})$$

Com este mesmo raciocínio conclui-se que a contribuição de reatividade, no ciclo  $i+1$ , devida à zona que permaneceu no núcleo por  $i$  ciclos ( $i \leq z-1$ ) é igual a

$$\Delta \rho_z^i(q) = \frac{\rho_1(0)}{z} \left[ 1 - \frac{q + \frac{i q_z}{z}}{q_1} \right], \quad 0 \leq q \leq \frac{q_z}{z} \quad (\text{A2-5})$$

Como o reator com  $z$  zonas é constituído por zonas que foram irradiadas durante 0, 1, 2, ...,  $z-1$  vezes, e o excesso de reatividade do núcleo é igual à soma das reatividades parciais, tem-se:

$$\Delta \rho_z(q) = \sum_{j=1}^{z-1} \Delta \rho_z^j(q), \quad 0 \leq q \leq \frac{q_z}{z}, \quad (\text{A2-6})$$

com a eq. (A2-5):

$$\rho_z(q) = \sum_{j=1}^{z-1} \frac{\rho_1(0)}{z} \left[ 1 - \frac{q + \frac{j q_z}{z}}{q_1} \right] = \rho_1(0) \left[ 1 - \frac{q}{q_1} - \frac{q_z}{q_1} \frac{z-1}{2z} \right] \quad (\text{A2-7})$$

e uma vez que  $\rho(q_z/z) = 0$ , por hipótese, obtém-se com a equação anterior em função de  $q_1$ :

$$q_z = \frac{2z}{z+1} q_1, \quad (\text{A2-8})$$

mostrando que a queima de descarga no ciclo de equilíbrio aumenta com o número de zonas, conforme a figura A2.1

Combinando as eq. (A2-7) e (A2-8) encontra-se uma expressão mais simples para a queima do reator com z zonas:

$$\rho_z(q) = \rho_1(0) \left[ 1 - \frac{q}{q_1} - \frac{z-1}{z+1} \right], \quad (\text{A2-9})$$

logo,

$$\rho_z(0) = \rho_1(0) \left[ 1 - \frac{z-1}{z+1} \right] \quad (\text{A2-10})$$

A última equação mostra que além de aumentar queima de descarga, o aumento do número de zonas também diminui o excesso inicial de reatividade. Isto pode ser vantajoso em muitas situações: se o excesso inicial de reatividade é menor, pode-se reduzir a inserção de barras de controle (evitando-se perdas excessivas de nêutrons nos absorvedores /36, 37/) e a concentração de boro solúvel (reduzindo-se a corrosão). Entretanto, aumentando-se o número de zonas aumentará o número de desligamentos do reator (à exceção do CANDU, que não é objeto deste estudo). Por este motivo verifica-se que o número de zonas nos reatores de potência de tipo PWR têm sido em média 3 ou 4.

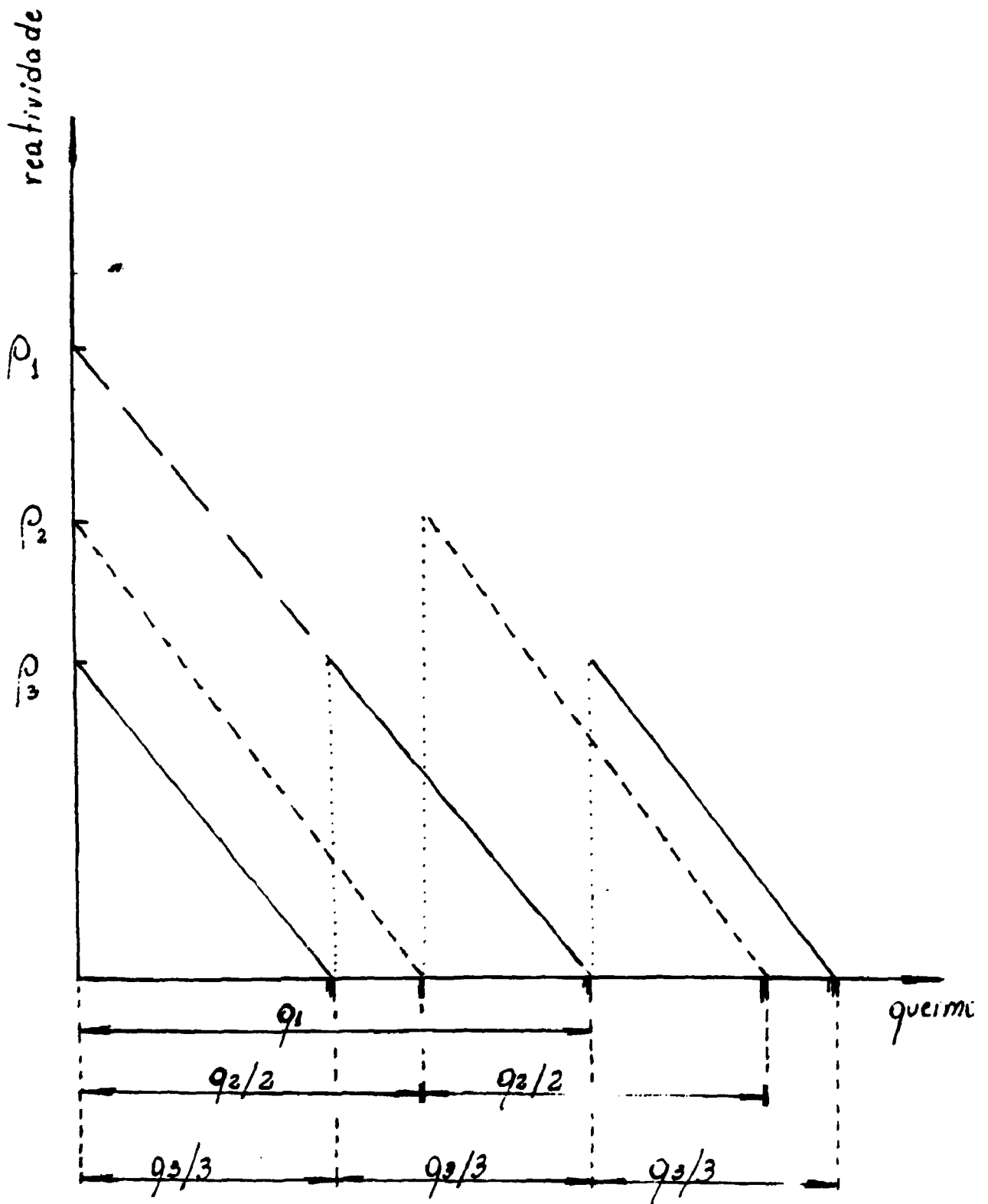


Figura A2.1: razão entre a queima de descarga de reatores com  $z$  zonas e uma zona ( $q_z / q_1$ ) em função do número de zonas ( $z$ ).

## Apêndice 3: Introdução ao estudo dos venenos queimáveis

### A3.1 Introdução

Alguns absorvedores de nêutrons conhecidos como venenos queimáveis, tais como o  $B_4C$  disperso em  $Al_2O_3$ , o  $B_4C$  disperso em zircônio, o grafite borado, ou ainda a mistura de  $Al_2O_3$  e  $Gd_2O_3$ , são introduzidos no núcleo do reator com o objetivo de reduzir o excesso inicial de reatividade ou o PF.

Basicamente os venenos atuam no núcleo da seguinte forma: no início do ciclo absorvendo nêutrons numa região onde a taxa de fissão é elevada, reduzindo o FP e o excesso inicial de reatividade e no final do ciclo, com a queima, a atuação do veneno reduz, significando que a reatividade negativa devida a ele diminui, o que tenderá a reduzir a queda na reatividade devida à queima do combustível.

A escolha do tipo de veneno queimável, da concentração do absorvedor, e sua disposição no núcleo depende de fatores tecnológicos, econômicos e de segurança. Como este trabalho é introdutório, apenas deseja-se observar o efeito do veneno queimável no comportamento do FP, na duração do ciclo e na fuga total de nêutrons. Deseja-se também adquirir um conhecimento básico mínimo que permita aprofundar-se futuramente no assunto. Para isto irá observar-se as características gerais do efeito do veneno queimável no reator sem preocupar-se com a escolha do tipo do veneno, de modo que irá empregar-se o  $B_4C$  disperso em  $Al_2O_3$  disposto no elemento combustível na forma como é representado na

figura A3.1. As dimensões são as mesmas do elemento combustível do reator de Angra.

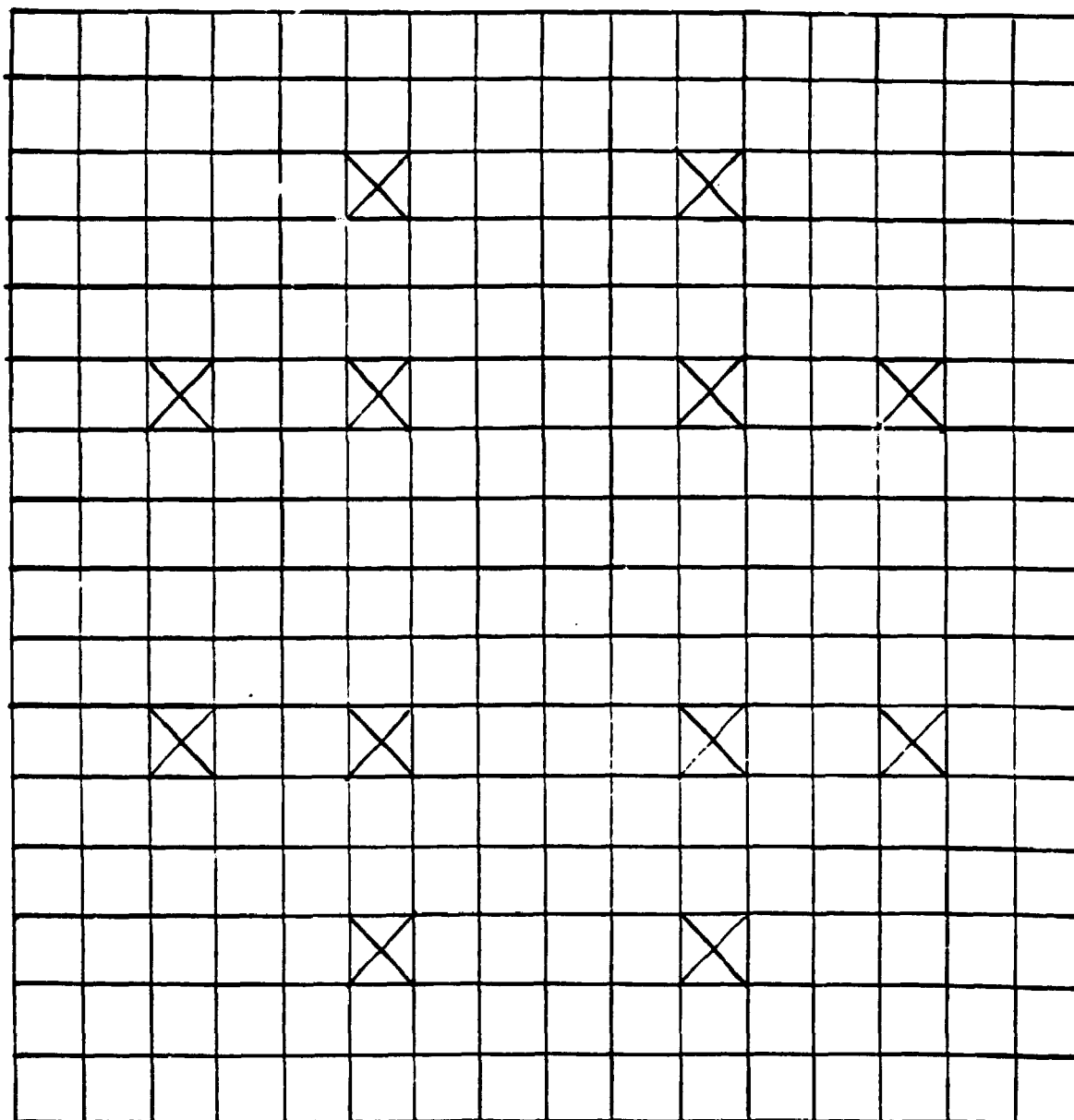


Figura A3.1 Representação do EC com 12 varetas de veneno queimável (assinaladas com X).

### A3.1 O efeito da concentração do veneno

A configuração com o menor FP do primeiro ciclo será tomada para estudo neste apêndice. Como o objetivo é avaliar o efeito da concentração do B C disperso em Al O , o elemento combustível contendo o veneno queimável sempre estará na mesma posição, ou seja, na zona 16 (figura 4.3), onde está o EC com maior densidade de potência. Com este procedimento procura-se entender o efeito do veneno sobre o FP, sobre a fuga total de nêutrons, e sobre o excesso de reatividade no início e no final do ciclo.

Os cálculos celulares para o veneno foram feitos com o código HAMMER-TECHNION, empregando-se o conceito de "super-célula". Foram geradas seções de choque microscópicas para três concentrações em massa de B C disperso em Al O : 0,6 % (2,33 mg/cm<sup>3</sup>), 1,0 % (3,95 mg/cm<sup>3</sup>), e 1,4 % (5,47 mg/cm<sup>3</sup>). Os cálculos neutrônicos foram realizados pelo código CITATION, sendo que os resultados para o comportamento do FP, do  $k_{ef}$  e da fuga em função da queima estão representados nas tabelas A3.1, A3.2 e A3.3.

Tabela A3.1: Evolução do Fp com queima para as configurações contendo boro a 0,6%, 1,0% e 1,4%.

tempo (dias)	FP (0,6%)	FP (1,0%)	FP (1,4%)
0	1,271	1,268	1,258
2	1,256	1,254	1,244
62	1,244	1,243	1,242
122	1,213	1,214	1,215
182	1,187	1,188	1,189
242	1,176	1,176	1,175
302	1,175	1,174	1,173

Tabela A3.2: Evolução do  $k_{ef}$  com a queima para as configurações contendo boro a 0,6%, 1,0% e 1,4%.

tempo (dias)	$k_{ef}$ (0,6%)	$k_{ef}$ (1,0%)	$k_{ef}$ (1,4%)
0	1,2016	1,2014	1,2009
2	1,1561	1,1559	1,1554
62	1,1281	1,1280	1,1279
122	1,0999	1,0993	1,0999
182	1,0733	1,0733	1,0733
242	1,0491	1,0491	1,0492
302	1,0267	1,0267	1,0268

Tabela A3.3: Evolução da fuga total de nêutrons (16 nêutrons/s) com a queima para as configurações contendo boro a 0,6%, 1,0% e 1,4%.

tempo (dias)	fuga (0,6%)	fuga (1,0%)	fuga (1,4%)
0	8,118	8,119	8,123
2	8,441	8,442	8,445
62	8,815	8,814	8,816
122	9,172	9,172	9,172
182	9,514	9,514	9,514
242	9,835	9,835	9,835
302	10,147	10,146	10,146

A primeira conclusão a ser tirada das tabelas A3.1, A3.2 e A3.3 é que o veneno queimável pode aumentar o FP mesmo quando é colocado no EC com maior densidade de potência (o FP é igual a 1,269 quando não existe veneno). Outra observação relevante é a redução do FP com o acréscimo da concentração do veneno queimável. Este resultado não deve ser tomado como regra geral porque a partir de algum limite, mesmo aumentando a concentração do  $B^{10}$ , a absorção não aumentará devido ao efeito de auto-blindagem.

Comparando os resultados destas três tabelas, nota-se que FP é menor quando o  $k_{ef}$  é menor, e que a fuga é menor



quando o FP é maior. Discussões com o pesquisador Mitsuo Yamaguchi (IPEN/CNEN, SP, RTF) mostraram que existe uma tendência do excesso de reatividade no final do ciclo ser maior com a presença dos venenos queimáveis, e é o que se tem constatado acompanhando-se os trabalhos do pesquisador Luis Antonio Mai (IPEN/CNEN, SP, RTF) com reatores pequenos. Contudo, observando-se o comportamento do  $k_{ef}$  para a configuração CM1 (tabela 4.5 do capítulo 4), conclui-se que a presença do veneno reduziu a reatividade no final do ciclo, o que pode ter acontecido por tres fatores: (1) a concentração inicial de boro não foi adequada, (2) ou a disposição do veneno queimável não é boa, (3) ou ainda, não é adequado empregar-se o veneno queimável para esta situação onde o excesso inicial de reatividade e o FP não são muito grandes.

### A3.2 O efeito da posição dos venenos queimáveis

Fixando a concentração em 1,4%, estudou-se o efeito dos venenos queimáveis em tres posições no reator: na posição central (zonas 8, 9 e 10 da figura 4.5), na porção intermediária (zonas 11 e 15), e na porção periférica (zonas 13 e 14). Aproveitou-se para verificar se a TPPO poderia auxiliar na escolha da posição dos venenos, observando se a redução no FP seria maior onde a Teoria prevesse a maior redução.

Segundo os cálculos feitos pelo código CITATION, a TPPO prevê a maior variação ocorre quando o veneno for colocado nas zonas 8, 9 e 10, sendo  $(1/k \cdot \partial k / \partial \sum Q_2 = - 2,102)$ , seguido pela variação quando colocado nas zonas 13 e 14  $(1/k \cdot \partial k / \partial \sum Q_2 = - 0,542)$ . O resultado para o estudo feito com a colocação do veneno nestas três posições do núcleo são mostrados nas tabelas A3.4, A3.5 e A3.6.

Tabela A3.4: Evolução do FP com a queima variando-se a posição do veneno queimável no núcleo. A concentração de veneno foi mantida igual a 1,4%.

tempo (dias)	FP (zonas 8, 9 e 10)	FP (zonas 11 e 15)	FP (zonas 13 e 14)
0	1,255	1,252	1,260
2	1,240	1,238	1,245
62	1,225	1,223	1,226
122	1,194	1,193	1,194
182	1,173	1,174	1,176
242	1,173	1,174	1,174
302	1,171	1,173	1,172

Tabela A3.5: Evolução do  $k_{ef}$  com a queima variando-se a posição do veneno queimável.

tempo (dias)	(zonas 8, 9 e 10)	(zonas 11 e 15)	(zonas 13 e 14)
0	1,1993	1,1994	1,2019
2	1,1541	1,1541	1,1563
62	1,1273	1,1272	1,1281
122	1,0993	1,0995	1,1000
182	1,0731	1,0729	1,0734
242	1,0264	1,0263	1,0268
302	1,0267	1,0267	1,0268

Tabela A3.6: Evolução da fuga total de nêutrons (  $10^6$  nêutrons/s) com a queima variando-se a disposição dos venenos.

tempo (dias)	fuga (zonas 8, 9 e 10)	fuga (zonas 11 e 15)	fuga (zonas 13 e 14)
0	8,134	8,132	8,116
2	8,455	8,455	8,439
62	8,818	8,821	8,815
122	9,173	9,175	9,172
182	9,515	9,516	9,513
242	9,838	9,839	9,834
302	10,149	10,150	10,144

É imediato da tabela A3.6 que o FP reduziu com a presença do veneno queimável, mostrando que a hipótese da posição dos venenos não ser a ideal era correta. Com a redução do FP também ocorreu a redução do excesso inicial de reatividade, sendo que a redução na reatividade foi coerente com a previsão feita pela TPPO. Um outro parâmetro de interesse é a queima de descarga média, que foi maior para o veneno colocado na porção intermediária do núcleo (zonas 11 e 15), e menor quando os venenos são postos na porção central, justamente por reduzir a densidade de potência no centro (esta zona deve ser mais irradiada porque é a zona que será descarregada).

Tabela A3.7: Queima de descarga média do reator (MW dia/tonelada de urânio) nos três conjuntos de zonas em estudos.

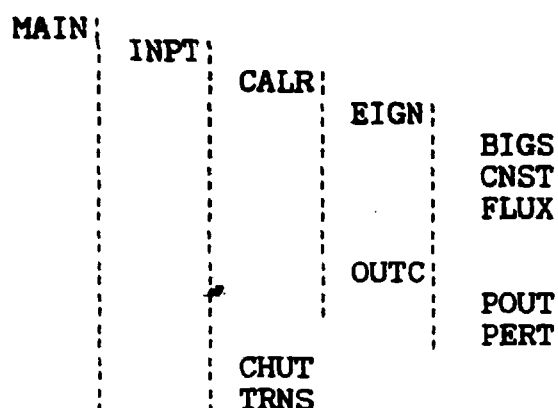
zonas	queima média	desvio padrão
11 e 15	13,8	0,3
13 e 14	13,7	0,3
8, 9 e 10	13,7	0,4

O fato do  $k_{ef}$  não ter reduzido sensivelmente no início do ciclo e ser menor que o  $k_{ef}$  da configuração sem veneno queimável no final do ciclo deve-se provavelmente a dois fatores: à baixa concentração do veneno queimável e ao fato do FP já estar bastante reduzido no início do ciclo. Como o objetivo deste apêndice é apenas uma introdução ao estudo dos venenos queimáveis, não investiu-se mais tempo em pesquisa para melhorar estes resultados.

## Apêndice 4: Modificações no CITATION

### A4.1 Noções Gerais

O código CITATION presta-se para cálculos de autovalores em geometrias uni, bi ou tridimensionais, empregando Teoria de Difusão em Multigrupo associada ao Métodos de Diferenças Finitas. Os cálculos podem ser estatísticos ou dinâmicos, empregando-se o princípio "quase-estático" para realizar a queima. Sua estrutura está embasada em níveis de subrotinas, tornando-o bastante compreensível. Uma visão geral e simplificada desta estrutura é dada na figura A4.1. Para maiores detalhes pode-se consultar o manual do código (disponível no IPEN).



**MAIN:** Programa principal.

**IMPT:** Controla as variáveis do problema.

**CALR:** Controla os cálculos.

**EIGN:** Soluciona a equação de difusão.

**BIGS:** Determina as seções de choque macroscópicas em cada zona.

**CNST:** Calcula os coeficientes da equação de difusão em diferenças finitas.

**FLUX:** Cálculo dos fluxos e do autovalor.

**OUTC:** Controla a saída de dados.

**POUT:** Imprime os fluxos e a densidade de potência.

**PERT:** Organiza os cálculos com a TPPO.

**CHUT:** Determina os candidatos à troca.

**TRNS:** Efetiva as trocas entre os candidatos.

**Figura A4.1** Estrutura simplificada do código CITATION.

#### A4.2 Implementações no CITATION.

Com o objetivo de não se modificar a estrutura e as funções das subrotinas do CITATION, decidiu-se criar novas subrotinas para realizar o remanejamento, procurando-se alterar o mínimo possível as subrotinas já existentes. A principal subrotina criada foi a subrotina CHUT (figura A4.2), que é responsável pela determinação dos pares de candidatos à troca com base na TPPO. Ela constrói um conjunto de pares de candidator à troca, sendo que procura preferencialmente trocar o EC com a maior densidade de potência com o EC com a menor densidade de potência.

A modificação do núcleo é feita pela subrotina INPT (figura A4.3), que toma o primeiro par do conjunto de candidatos que foi determinado pela subrotina CHUT, e chama a subrotina CALR para realizar os cálculos neutrônicos. Se a troca for um sucesso ela é efetivada e um novo conjunto de candidatos é determinado pela subrotina CHUT. Em caso contrário, o código verifica a troca entre o par de candidatos seguinte no conjunto de pares. O remanejamento prossegue até que não existam mais candidatos à troca.

Aqui uma observação merece ser feita: o código CITATION modificado também apresenta a opção de realizar o remanejamento de modo a reduzir a fuga total de nêutrons ou reduzir o FP. A opção de remanejamento é escolhida com auxílio



da variável SINAL, sendo que a troca é considerada um sucesso quando o produto SINAL . é estritamente positivo. Assim tomando-se SINAL= -1 significa que as trocas que reduzem a reatividade serão consideradas um sucesso. e em caso de sinal = +1 as trocas que aumentam o excesso inicial de reatividade serão considerados um sucesso.

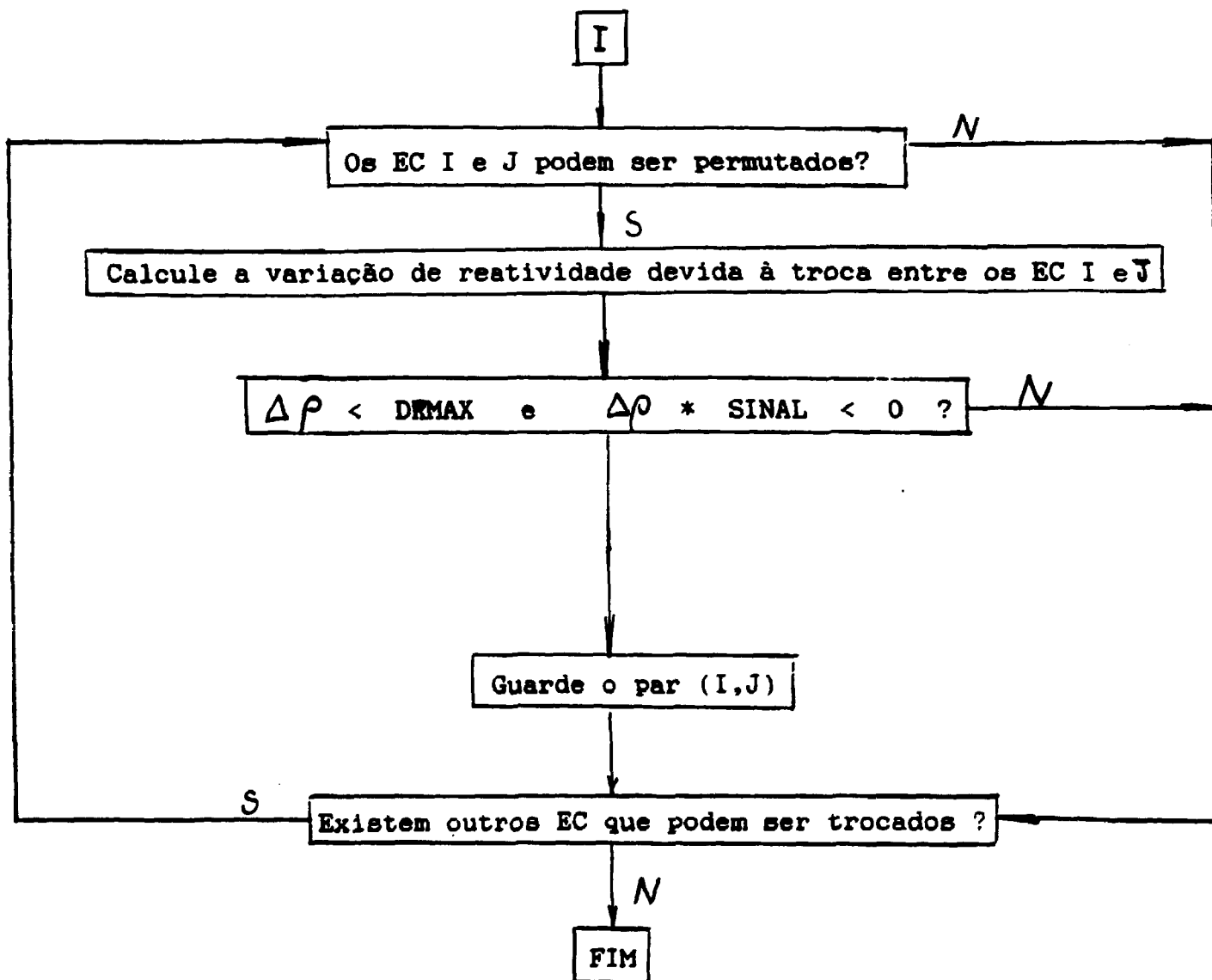


Figura A4.2: Esquema simplificado da subrotina CHUT.

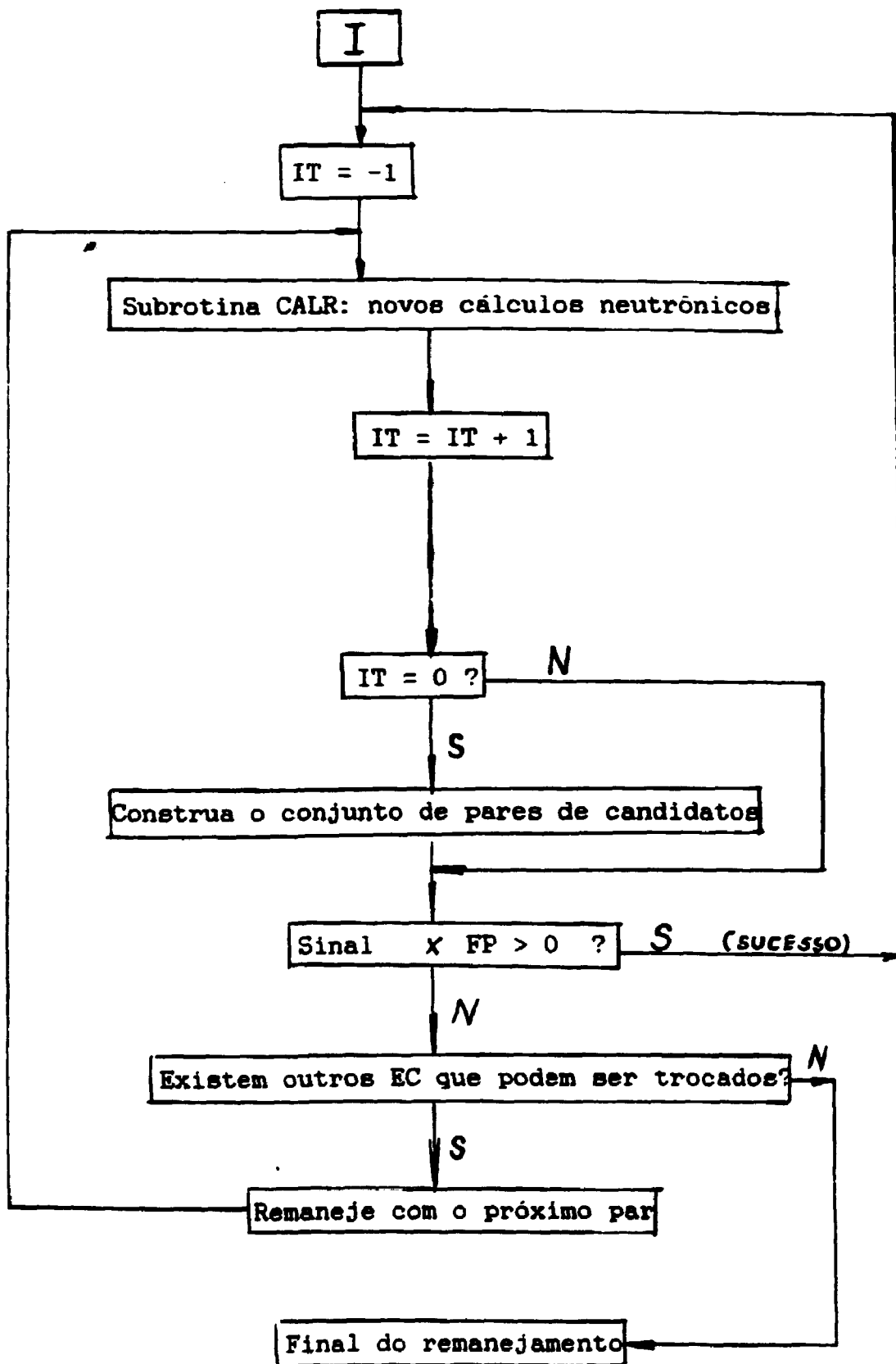


Figura A4.3: Esquema simplificado da subrotina INPT.

### A4.3 Dados de entrada

Acionar a opção de remanejamento no código CITATION modificado é bastante simples, basta introduzir a seção 10 no conjunto dos dados de entrada. Nesta seção deve-se fornecer o valor da variável inteira ISINAL, o valor dos elementos do vetor inteiro MV, e o valor de RMAX. A função destas variáveis é a seguinte: quando a variável ISINAL é menor que 0, o código assume que a variável SINAL é igual a -1, de modo que o remanejamento será feito a fim de que o FP seja reduzido. Em caso de ISINAL ser maior ou igual a zero o programa tomará SINAL = 1, de modo que o FP seja acrescido, e conseqüentemente a fuga diminua. O vetor MV está associado aos conjuntos de candidatos que podem ser remanejados entre si. Se  $MV(I) = M$ ,  $1 \leq I \leq 6$ ,  $M \leq 121$ , significará que o I-ésimo conjunto de candidatos possui M candidatos. A variável DRMAX é o valor máximo permitido para o módulo de  $(1/k_{\infty i} - 1/k_{\infty j})$ , onde  $k_{\infty i}$  é o fator de multiplicação infinito da zona I, e  $k_{\infty j}$  da zona J. Caso DRMAX = 0, o programa tomará DRMAX = 2,0

A seção 10 deve ser apresentada no conjunto de dados do código CITATION da seguinte forma:

Linha 1: 10, formato I3.

Linha 2: ISINAL, (MV(I), I=1, 6), formato 24I3.

Linhas 3, 4, ..., n-1: índice das zonas dos 6 conjuntos de candidatos que podem ser remanejados entre si, formato 24I3.

Linha n: DRMAX, formato 10E12.10.

Para o CITATION uma zona é uma dada porção do núcleo que apresenta as mesmas propriedades em todos os pontos, ou seja um único conjunto de seções de choque de uma zona podem estar vários EC.

Para entender-se melhor a seção 10, é dado um exemplo dela na figura A4.4. Na primeira linha desta figura observa-se o índice da seção, 010, na segunda linha tem-se os números -1, 4, 8, 6, 0, 0 e 0, implicando que  $ISINAL = -1$ ,  $MV(1) = 4$ ,  $MV(2) = 8$ ,  $MV(3) = 6$ ,  $MV(4) = MV(5) = MV(6) = 0$ , nas linhas 3 e 4 tem-se os números 1, 2, ..., 17 e 18, e na linha 5 o valor de DRMAX. Com esses dados o programa assumirá que o FP deve ser reduzido ( $ISINAL < 0$ ), que existem três conjuntos de candidatos ( $MV(1)$ ,  $MV(2) < MV(3)$ , 0), que o primeiro conjunto é (1,2,3,4,) que o segundo conjunto é (5,6,...12), e que o terceiro conjunto é (13,14,..., 18), implicando que somente as zonas destes conjuntos podem ser remanejados, e que as do conjunto 1 não podem ser remanejadas com as zonas dos conjuntos 2 nem do 3, e vice-versa.

010

-1	4	8	6	0	0	0								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	
15	16	17	18											

Figura A4.4: Exemplo de como a seção 10 deve ser introduzida no conjunto dos dados de entrada do CITATION modificado.

A vantagem de dividir-se as zonas de remanejamento em 6 conjuntos distintos é muito grande. Em primeiro lugar porque somente zonas com o mesmo volume podem ser trocadas. em segundo lugar porque pode-se desejar que os EC de uma dada região do núcleo não sejam remanejados com os de outra região, e em terceiro para permitir somente trocas que mantenham a simetria do núcleo.

Como exemplo suponha-se que o reator apresenta simetria de 1/8 figura A4.5, e deseja-se manter esta simetria durante o remanejamento. Isto significará que as zonas 3, 4, passa com as zonas 9,10 e 11. Como o EC central, zona 2, e o refletor, zona 1, não devem ser remanejados, somente as zonas 3, 4, ..., 11 deverão ser fornecidas na seção 10, com  $MV(1) = 6$ ,  $MV(2) = 3$ , e  $MV(4) = MV(5) = MV(6) = 0$ .

2	3	4	5	1
3	6	10	11	1
4	10	7	9	1
5	11	9	8	1
1	1	1	1	1

Figura A4.5: Representação de 1/4 de um reator que apresenta simetria de 1/8

#### A4.4 Conclusão

A forma final da seção 10 foi encontrada após trabalhar-se exaustivamente com o código CITATION modificado, de modo que procurou-se a maneira mais simples possível para fornecer os dados de entrada. Acredita-se que a discussão feita neste apêndice é suficiente para dar condições de usar a opção de remanejamento àqueles que já são usuários do CITATION. Naturalmente coloca-se à disposição para quaisquer dúvidas quanto a esta nova opção de código.