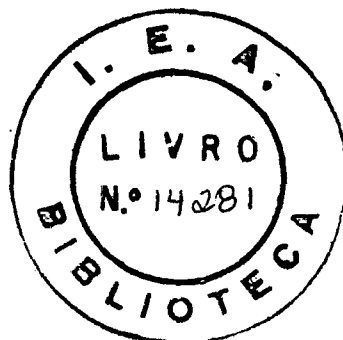


Daniel Kao Sun Ting

Orientador: Roberto Yoshiyuki Hukai

**ESTUDOS PRELIMINARES DE VIABILIDADE NEUTRÔNICA E
TERMOHIDRÁULICA DE UM REATOR OTTO-HTR, UTILIZANDO
PLUTÔNIO COMO COMBUSTÍVEL**

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de
São Paulo para a obtenção do Títu
lo de Mestre em Engenharia



**São Paulo
1976**

À meus pais, minha esposa e futuro filho (ou filha?)

Gostaria de expressar, nesta página, meus agradecimentos a todos aqueles que colaboraram na realização deste trabalho e ao Instituto de Energia Atômica por ter possibilitado a oportunidade de desenvolver esta pesquisa.

Dedico, em particular, minha gratidão ao Prof. Roberto Y. Hukai pela dedicada orientação ao meu trabalho e, também, a minha formação acadêmica.

Agradeço, também, ao Prof. Willen J. Oosterkamp pelas discussões de dúvidas e sugestões durante a pesquisa.

Durante a etapa de cálculos, a colaboração do pessoal do Centro de Processamento de Dados foi de inestimável valia; desejo expressar também a eles os meus agradecimentos.

Finalmente, desejo agradecer a Srta. Creuza Diniz pela datilografia do texto, e ao Arnaldo Takeda pela execução dos desenhos e gráficos.

Daniel Kao Sun Ting

São Paulo, 10 de agosto de 1976

RESUMO

O comportamento do plutônio como combustível em reatores térmicos de alta temperatura do tipo OTTO-HTR (Pebble-bed reactor) refrigerado por gás hélio foi estudado. Aspectos neutrônicos e termohidráulico foram investigados parametricamente em intervalos de variação de interesse.

O combustível foi analisado por cálculos celulares, onde verificou-se a influência da ressonância do Pu-240 (10^5 b), localizado na energia de 1,05 eV, no efeito de autoblindagem apresentado pela heterogeneidade do combustível. Analisou-se, também parametricamente, a reatividade do combustível novo, o coeficiente de temperatura e a queima do combustível.

Baseado no estudo celular, foi analisado um reator de 3000 MWt operando no ciclo OTTO, com temperatura de saída do gás refrigerante hélio de 950°C, adequado para ser usado como fonte de calor para processos industriais.

A viabilidade técnica do reator foi verificada pela análise do comportamento neutrônico e termohidráulico do reator.

Para os cálculos dos parâmetros neutrônicos, utilizou-se os programas XSDRN, HAMMER, CITHAM e CITATION, já existentes. Para o estudo do fator de autoblindagem desenvolveu-se o programa FAB que

utiliza um modelo simplificado de probabilidade de colisão. Para a análise termohidráulica foi desenvolvido o programa HOT-DOG que calcula as distribuições de temperatura e a perda de carga do refrigerante.

ÍNDICE

	<u>Pag.</u>
1. INTRODUÇÃO	1
1.1- O Plutônio como Combustível	2
1.2- Utilização do Plutônio nos Reatores de Potência	7
1.3- Desenvolvimento desse Estudo	8
2. O REATOR "PEBBLE BED "	10
2.1- Introdução	10
2.2- O Ciclo OTTO	13
3. CÁLCULO DOS PARÂMETROS CELULARES	17
3.1- Introdução	17
3.2- Condições de Contorno dos Parâmetros do Combustível	20
3.3- Cálculo dos Efeitos da Dupla-heterogeneidade (Fatores de Autoblindagem)	24
3.3.1- Método de Cálculo do Fator de Autoblindagem	27
3.3.2- Resultado dos Cálculos	29
3.4- Cálculo da Reatividade do Combustível Novo (K_{∞})	36
3.4.1- Método de Cálculo	39
3.4.2- Resultado dos Cálculos	40
3.5- Cálculo da Queima	43
3.5.1- Resultado dos Cálculos	47
4. CÁLCULO DOS PARÂMETROS NEUTRÔNICOS DO REATOR	56
4.1- Introdução	56
4.2- Definição da Geometria do Cárrego	57

	<u>Pág</u>
4.3 - O Elemento de Combustível	60
4.4 - Administração Interna de Combustível	62
4.5 - Método de Cálculo	64
4.6 - Resultado dos Cálculos	66
5. CÁLCULO TERMOHIDRÁULICO DO REATOR	78
5.1- Introdução	78
5.2- Método de Cálculo	81
5.2.1- Cálculo da Distribuição de Temperatura	83
5.2.2- Cálculo da Perda de Carga e Potência de Bombeamento	89
5.3- Resultado dos Cálculos	91
APÊNDICE A- DESCRIÇÃO DOS PROGRAMAS DE COMPUTAÇÃO UTILIZADOS	102
A.1- Introdução	102
A.2- Programa XSDRN - Programa para Cálculo de Transporte de Nêutrons, Unidimensional em Multigrupo e Ordenadas Discretas	102
A.3- Programa HAMMER- Análise de Sistemas Heterogêneos pelo Método de Multigrupo	103
A.4- Programa CITHAM	107
A.5- Programa CITATION	109
A.6- Programa FAB - Cálculo do Fator de Autoblindagem	115
A.6.1- Cartões de Dados do Programa FAB	118
A.7- Programa HOTDOG - Cálculo Termohidráulico do reator OTTO-HTR	119
A.7.1- Cartões de Dados para HOTDOG	122
6. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	129
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	132

1. INTRODUÇÃO

Com o advento dos reatores de alta temperatura, há cerca de 10 anos, e os excelentes resultados obtidos da operação dos protótipos de Peach Bottom (EUA), DRAGON (Inglaterra) e AVR (Alemanha Ocidental) tornaram-se viáveis a utilização desses reatores em processos químicos e industriais que requerem fornecimento de calor em temperaturas superiores a 750°C. Particular êxito tem sido obtido pelo reator alemão AVR que vem operando desde maio do ano passado com temperaturas de saída do refrigerante hélio superiores a 950°C.

A concepção da versão comercial dos reatores de alta temperatura alemães baseia-se na utilização de elementos combustíveis esféricos de 6 cm de diâmetro (pebbles) constituído de grafita com impregnações internas de microsferas de carbeto de urânio e tório. O núcleo do reator é formado por milhões dessas esferas colocadas na cavidade central de um vaso de pressão de concreto protendido. Atualmente encontra-se em construção um reator desse tipo, o THTR, de 300 MWe, em Schmehausen, na Alemanha Ocidental.

Uma versão mais moderna do THTR é o OTTO-HTR. Enquanto que no THTR as esferas de combustível, que entram pela parte superior, são recicladas para dentro do reator até atingirem um grau de queima pré-fixado, no OTTO-HTR, o combustível passa pelo caroço uma única vez (Once Through Then Out).

Tanto para o THTR, como para o OTTO-HTR, o projeto original considera somente o urânio superenriquecido (93,2%) como combustível primário e o tório como material fértil. Recentemente, diversos estudos aos quais referiremos mais adiante, foram feitos sobre a utilização do plutônio nos reatores de alta temperatura como material físsil primário. Contu

do, não se encontra na literatura, nenhum estudo sobre a utilização do plutônio no OTTO-HTR, provavelmente dado o fato que a concepção desse reator é bastante recente e o seu projeto original ainda esteja em estágio de detalhamento final.

O presente trabalho é um estudo preliminar da viabilidade neutrônica e termohidráulica de um reator OTTO-HTR, de 3000 MWt, que teria como parâmetro básico de projeto, o de servir de queimador de plutônio (produzido nos reatores de água leve) e de servir como fonte de calor para processos químicos e industriais (Process heat reactor). Para isso, tomamos como modelo um THTR de mesma potência, alimentado por urânio, e estudado pelos alemães, recentemente. Tornou-se necessário realizar estudos de física do comportamento neutrônico do plutônio, especialmente do fenômeno de auto-blindagem na ressonância em 1 eV do elemento Pu-240. Construímos um esquema de cálculo envolvendo programas de computação dos parâmetros neutrônicos e foi também necessário escrevermos um programa de cálculo de parâmetros termohidráulicos dado a inexistência no IEA de um "pacote" de programas próprios para a análise desse tipo de reator.

1.1 - O Plutônio como Combustível

O único isótopo físsil existente na natureza é o U-235 - cuja abundância é de 0,711% sendo que o restante do urânio presente é composto por U-238. Tal fato faz com que todos os reatores de potência utilizem, atualmente, o urânio como combustível.

Os vários tipos de reatores nucleares comerciais que atualmente estão operando para geração de eletricidade utilizam urânio com diferentes enriquecimentos isotópicos de U-235, que variam desde o urânio natural utilizado nos reatores tipo Magnox e Heavy Water Reactor

(HWR); o enriquecimento médio de 3% usado nos reatores tipo Boiling Water Reactor (BWR) é Pressurized Water Reactor (PWR); até 93,2% utilizado nos reatores de alta temperatura.

Todos esses reatores possuem uma quantidade significativa de U-238 em seus caroços. Este isótopo, assim como o Th-232, podem produzir, por absorção de nêutrons, novos isótopos físséis.

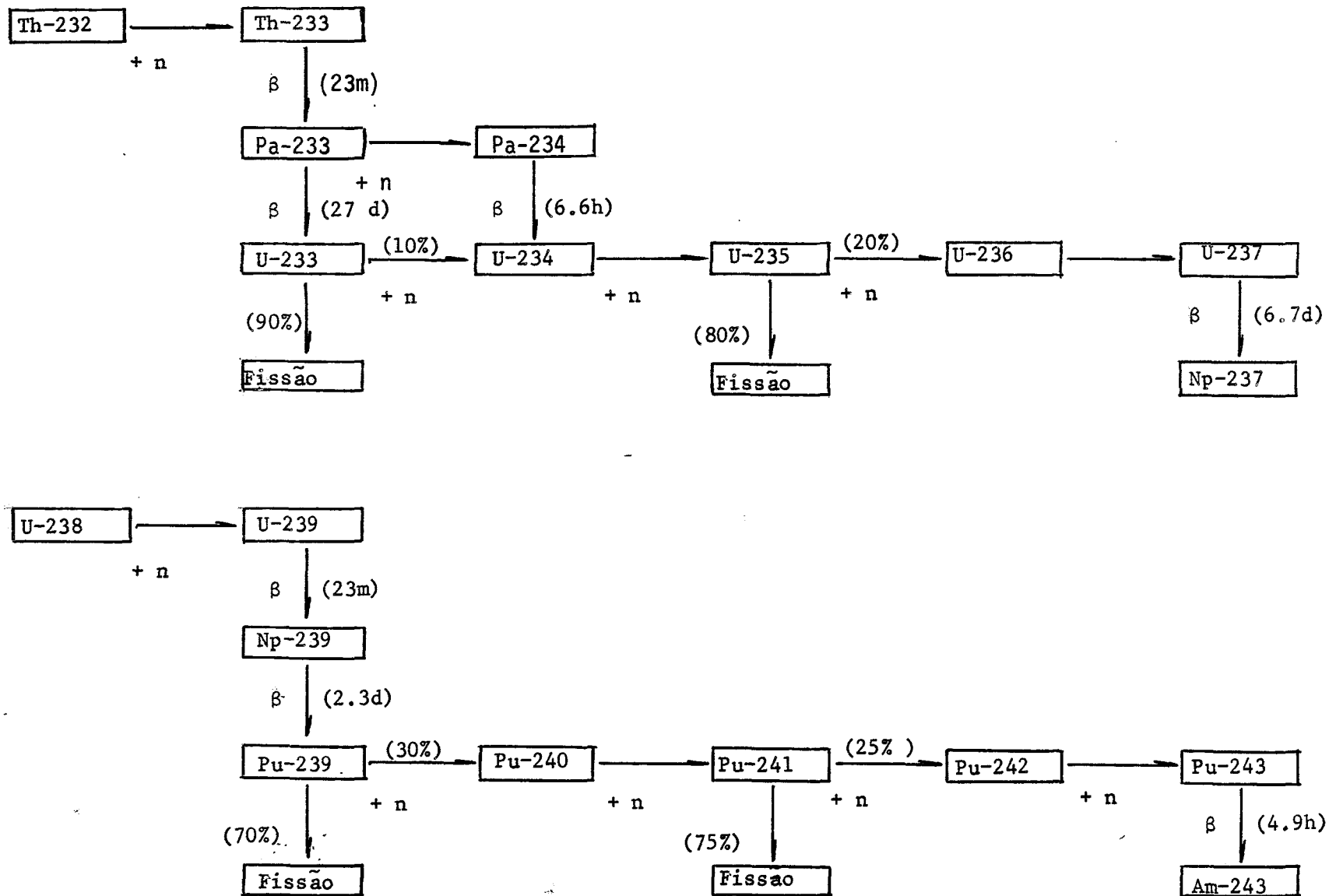
No caso do U-238, após absorção de um nêutron e dois decaimentos betas sucessivos, ele transforma-se em Pu-239. Na Figura 1 podemos acompanhar a cadeia das reações do U-238 quando presente em um reator de potência. O Pu-239 formado pode, por sua vez, absorver um nêutron e em 70% dos casos provoca fissão. Para os restantes 30%, ele pode transformar-se no Pu-240, que por sua vez também é um isótopo fértil pois, ao absorver um nêutron torna-se Pu-241, que é físsil.

A absorção de um nêutron pelo Pu-241, por sua vez, pode ocasionar fissão em 75% dos casos. O restante, resulta na captura radiativa que produz o Pu-242 que é um isótopo parasita pois, ao absorver um nêutron transforma-se em Pu-243, que não é físsil, e decai em Am-243.

A principal consequência da presença do U-238 no combustível dos reatores de potência é, portanto, o aparecimento dos vários isótopos do plutônio (Pu-239, Pu-240, Pu-241, Pu-242) que aparece como subproduto da geração da energia nuclear e está presente nos elementos combustíveis já queimados.

A quantidade de plutônio gerado, assim como a fração isotópica de cada um dos isótopos de plutônio existente depende do tipo do reator, da quantidade de U-238 inicial, da potência do reator e do tempo

FIG. 1.1 - Cadeias de Isótopos originários do U-238 e do Th-232 (*)



(*) As probabilidades mostradas são para um espectro térmico típico de nêutrons

de permanência do combustível no caroço do reator, entre outras variáveis.

Na Tabela 1 são mostradas algumas produções típicas dos diversos tipos de reatores existentes.

Tipo do reator	Pu Total (kg/MW.ano)	Pu físsil (kg/MW.ano)
Magnox	0,58	0,43
A G R	0,22	0,13
PWR, BWR	0,26	0,20
H W R	0,51	0,25

Com o crescente aumento da parcela de eletricidade suprida por reatores nucleares, principalmente do tipo PWR, a quantidade de Pu tem-se acumulado gradativamente, tornando-se na atualidade uma importante fonte potencial de energia. As estimativas sobre produção de plutônio em alguns países podem ser vistos na Tabela 2 / 9. /

ano	1970	1975	1980	1985	1990	2000
E U A	2,5	6,6	28	60	100	240
Alemanha	0,2	0,6	2	9	20	60
Brasil	-	-	0,1	1	3	40

A previsão da produção anual de plutônio no Brasil baseia-se no cronograma de construção dos reatores PWR que serão montados no Brasil

em virtude do recente acordo nuclear (julho de 1975) assinado com o Governo e empresas nucleares alemães. Este contrato prevê a construção de 8 usinas de 1300 MW(e) .

Esses reatores são do tipo PWR e produzem 0,20 kg de plutônio físsil por MW ano, segundo mostra a Tabela 1, e a fração isotópica típica do plutônio existente em um elemento de combustível queimado nesses reatores é de 57% de Pu-239 , 24% de Pu-240 , 14% de Pu-241 e 5% de Pu-242.

Considerando-se que a energia específica potencial do plutônio seja igual a 2555 MW.ano/ton.Pu, em 1990 o Brasil terá acumulado uma potência equivalente a 5520 MW(t) correspondente ao plutônio resultante da queima dos combustíveis dos PWR que já estarão operando.

Em termos mundiais o quadro é mostrado na Tabela 3 onde temos a potência elétrica representado pelo plutônio acumulado em alguns países.

Tabela 3 - Potência elétrica correspondente à produção de plutônio (MWe)						
ano	1970	1975	1980	1985	1990	2000
País						
E U A	$1,8 \times 10^3$	$4,8 \times 10^3$	$2,0 \times 10^4$	$4,4 \times 10^4$	$7,2 \times 10^4$	$1,7 \times 10^5$
Alemanha	$1,4 \times 10^2$	$4,0 \times 10^2$	$1,4 \times 10^3$	$6,4 \times 10^3$	$1,4 \times 10^4$	$4,4 \times 10^4$
Brasil	-	-	$7,2 \times 10^1$	$7,2 \times 10^2$	$2,2 \times 10^3$	$2,9 \times 10^4$

Assim, dado a quantidade de plutônio acumulado e o potencial energético correspondente, o estudo de sua utilização nos reatores nucleares adquiriu grande importância.

1.2- Utilização do Plutônio nos Reatores de Potência

Os principais estudos sobre o aproveitamento do plutônio para finalidades não bélicas tem sido dirigido no sentido de sua utilização em reatores rápidos regeneradores, assim chamados porque são capazes de produzir mais massa físsil do que consomem ou seja, possuem Razão de Conversão maiores que unidade. O plutônio é o isótopo físsil mais adequado para os reatores rápidos uma vez que o espectro de nêutrons situa-se em energias superiores a 100 KeV onde o fator eta ($\eta = v \frac{\sigma_f}{\sigma_a}$; número médio de nêutrons emitidos por nêutron absorvido) é maior que para U-235 e U-233 (2,59 comparado com 2,05 e 2,32 respectivamente).

Nos países desenvolvidos, os principais estudos sobre a utilização do plutônio tem se concentrado no seu uso em reatores rápidos tipo LMFBR, (Liquid Metal Fast Breeder Reactor) e GCFR (Gas Cooled Fast Breeder Reactor) / 3. / .

Com a demora da entrada em operação comercial desses reatores, causada tanto por problemas técnicos e de segurança, bem como por problemas de viabilidade econômica, a importância do estudo da utilização do plutônio em reatores térmicos aumentou bastante ultimamente.

Importantes estudos tem sido feitos sobre a utilização do Plutônio em reatores térmicos de potência, destacando-se os estudos realizados sobre a reciclagem do plutônio nos próprios PWR visando a diminuição do custo do ciclo de combustível. Esta é a possibilidade mais aventada para o reaproveitamento do Pu. / 9. / .

Podemos citar, também, os estudos feitos por Brogli et alii / 1. / sobre o aproveitamento do Pu em reatores do tipo HTGR (High Temperature Gas Cooled Reactor) da General Atomic. Brogli considerou uma mistura de Pu e Urânio no combustível de recarga em ciclos mistos U+Pu além

e considerar, também, o ciclo de recarga de Pu sozinho. A principal conclusão do seu estudo é de que tal processo é tecnicamente viável e traz uma economia de 0,05 mills/KWhr para o ciclo de combustível.

Além destes, Wahl / 18/ estudou o uso do plutônio em reatores THTR(Thorium High Temperature Reactor). Suas principais conclusões são: o efeito da absorção na ressonância do plutônio nas energias térmicas sobre a reatividade e no coeficiente de temperatura faz com que o caroço de reator contendo apenas combustível de plutônio + tório não seja factível tecnicamente. Ele concluiu que deve-se ter dois tipos de elementos de combustível, um plutônio + tório e outro de urânio + tório, sendo que a quantidade de combustível de Pu-tório está limitada a um máximo de 40% do total.

3- Desenvolvimento desse Estudo

O objetivo primário deste estudo é de analisar os parâmetros envolvidos no projeto de um reator OTTO-HTR queimador de plutônio e verificar sua viabilidade neutrônica e termohidráulica. Nesse reator, objetivou-se queimar ao máximo a quantidade de plutônio inicial dentro das condições técnicas de viabilidade do projeto.

Este trabalho foi dividido em tres partes básicas:

- 1- Estudo paramétrico da célula unitária do elemento de combustível novo e seu comportamento com a sua queima (tratado aqui em termos zero-dimensionais).
- 2- Estudo dos parâmetros de física do caroço de um reator de 3000 MWt.
- 3- Estudo termohidráulico do reator.

Na primeira parte do estudo, foi pesquisado o comportamento da reatividade do elemento de combustível novo em função dos vários parâmetros que nele influenciam. Na utilização do tório misturado ao plutônio no combustí

vel, o único critério adotado para a escolha da relação Th/Pu foi o fator de segurança, i.é, o acréscimo do tório ao combustível teve a única finalidade de aumentar o coeficiente negativo de temperatura, sem nos preocuparmos com a conversão do elemento fértil Th-232 em físsil U-233.

A partir dos resultados do estudo da reatividade do combustível novo foram selecionados alguns casos para o estudo do comportamento do combustível com a sua queima. Foi analisada a variação da reatividade, das concentrações dos isótopos e do balanço neutrônico em função na vida do combustível durante sua passagem pelo caroço do reator. Deste estudo resultou a escolha do combustível que preenche o critério necessário para sua utilização.

Além da seleção do combustível, o principal resultado do estudo celular foi a obtenção de conjuntos de seções de choque efetivas que correspondam à geometria e a composição isotópica para cada etapa de queima do elemento de combustível escolhido.

Este combustível será utilizado para alimentar um reator de 3000 MW(t). Os parâmetros desse reator foram calculados, acompanhando-se a vida do reator desde o seu início até o ciclo de equilíbrio, determinando-se, então, a frequência de recarregamento e as distribuições do fluxo e da densidade de potência.

A viabilidade termohidráulica do reator foi verificada através do cálculo da distribuição de temperaturas do combustível no caroço e da perda de carga do refrigerante. A temperatura máxima do "kernel" de plutônio e tório deve estar dentro dos limites metalúrgicos, isto é, abaixo de 1900°C e a perda de pressão total do refrigerante no caroço não deve ultrapassar um nível comumente aceitável nesse tipo de reator (a potência de bombeamento do helio no THTR é da ordem de 1% da potência total do reator) / 3./.

2. O REATOR "PEBBLE BED"

2.1- Introdução

Os reatores alemães de alta temperatura, desenvolvidos nos laboratórios do Centro Nuclear de Jülich são conhecidos como "Pebble Bed - Reactors". Existem duas principais variantes desse tipo de reator: o THTR e o OTTO-HTR .

Os reatores THTR(Thorium High Temperature Reactor) são - reatores térmicos moderados por grafita cuja refrigeração é feita por gás hélio que entra com temperatura de 250°C na parte superior do caroço e flue através dos vazios de um leito fluidizado cilíndrico contendo esferas de combustíveis distribuído aleatoriamente. O hélio sai debaixo do caroço com temperaturas de até 1100°C.

Os elementos de combustíveis são constituídos de esferas de 6 cm de diâmetro contendo duas zonas distintas: (a) uma coroa externa de 0,5 cm de espessura que é chamado de encapsulamento e é composto por grafita; (b) uma esfera interna de raio 2,5 cm que é o núcleo combustível. Este núcleo é composto por uma matriz de grafita na qual estão imersas partículas (Kernel) de combustível. Estas partículas por sua vez são pequenas esferas (0,02 cm) de dióxidos de isótopos pesados de urânio, tório ou plutônio envoltadas por uma camada de carbono pirolítico, para reter os gases dos produtos de fissão . (Fig. 2.1).

É conhecido o fato que a resistência mecânica da grafita aumenta com a temperatura e passa do estado sólido para gasoso em 5600°F . Por outro lado, o refrigerante hélio, sendo transparente aos nêutrons e não sofrendo mudanças de estado nas temperaturas de operação dos reatores HTR , possibilita uma grande flexibilidade na escolha das condições de estado termodinâmico do refrigerante / 3. /.

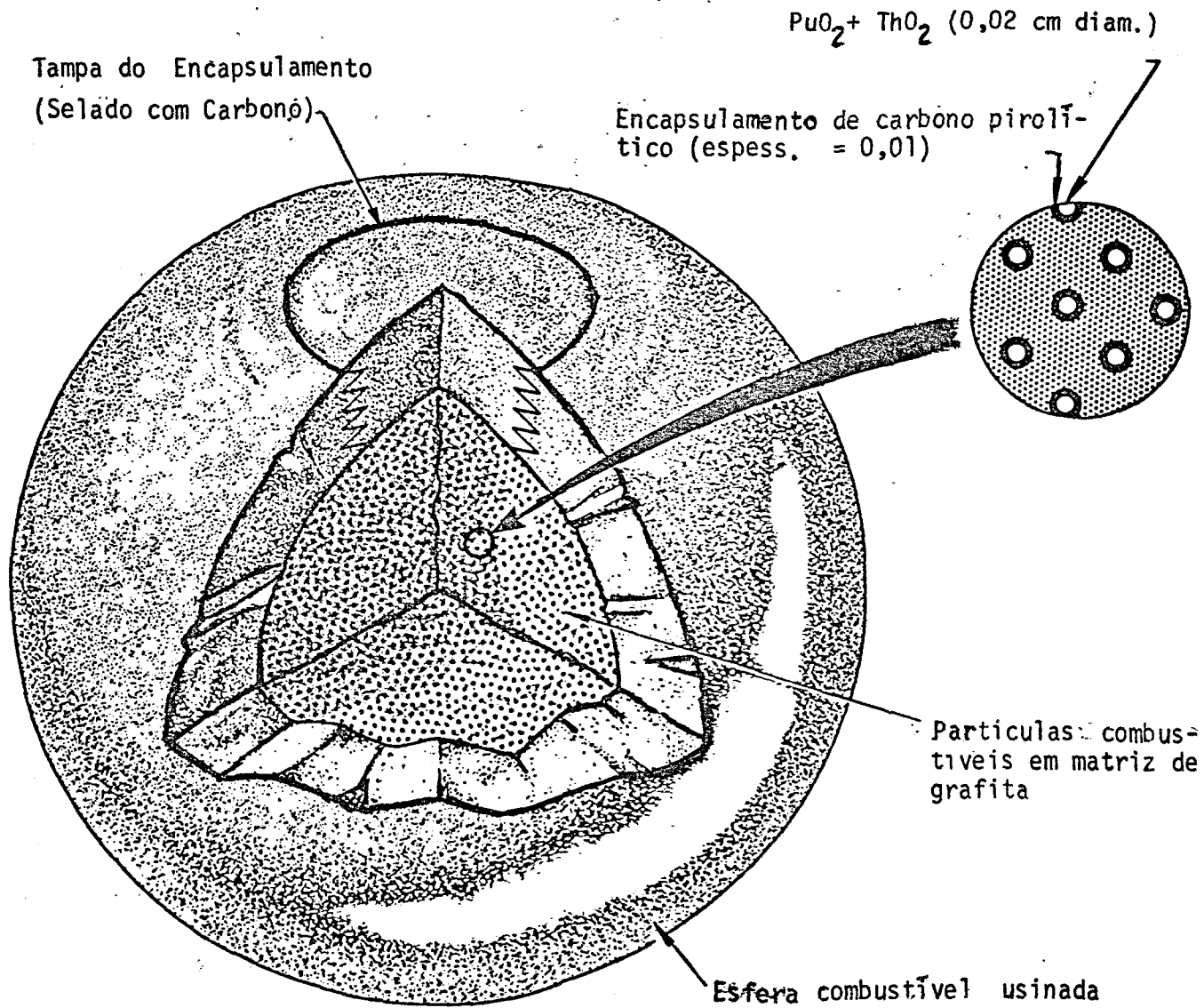


FIG. 2.1 - Corte de um Elemento de Combustível esférico dos reatores HTR

Assim, o tipo de combustível do HTR, não possuindo encamisamentos metálicos permite trabalhar com refrigerantes em altas temperaturas, aumentando portanto o rendimento do ciclo termodinâmico associado, além de possibilitar a utilização direta do gás refrigerante para processos de calor industrial onde são necessárias altas temperaturas.

Em particular, podemos citar os estudos realizados no IEA por R.T. Pessine e R.Y. Hukai sobre beneficiamento do Xisto pirobetuminoso, da qual o Brasil é possuidor de uma das maiores reservas mundiais, para a produção de óleos combustíveis. Menciona-se no trabalho, que as necessidades de calor em alta temperatura e de potência elétrica para o processo Petrosix poderão ser supridas por um reator OTTO-HTR de 3000 MW(t).

O conceito de leito-fluidizado de esferas traz uma grande vantagem na fabricação do combustível, pois estes elementos não requerem grande precisão dimensional no acabamento que é necessário para os combustíveis de reatores LWR onde as pastilhas de óxido de urânio são montadas em estruturas bem determinadas. Esta vantagem na fabricação é mais acentuada no caso do combustível plutônio que é altamente radioativo e tóxico, fazendo com que os custos de fabricação deste combustível sejam reduzidos comparados aos correspondentes custos para a fabricação de elementos combustíveis para PWR, por exemplo.

Outra característica vantajosa deste tipo de reator é o sistema de carga e descarga de combustível, que pelas características do elemento de combustível, pode ser feita com o reator em funcionamento, aumentando o fator de utilização do reator e dando maior flexibilidade na adoção de diferentes esquemas de administração de combustível (fuel management). Não requer também sofisticados mecanismos de recarregamento como em outros reatores.

Além disso, o circuito primário (caroço, geradores de vapor, circuladores de hélio, tubulação de hélio e sistemas de purificação do

hélio) fica totalmente contido no PCRV (Pre-stressed Concrete Reactor Vessel) aumentando a segurança inerente do reator. Estas características, associada   existência de várias camadas de grafita entre o combustível ($PuO_2 + ThO_2$) e o refrigerante hélio, fazem com que o escape de radiatividade para o exterior seja mínimo, mesmo em caso de acidentes. Na Fig.2.2 podemos ver um corte em perspectiva de um THTR de 3000 MW(t).

Atualmente, existe apenas um reator do tipo "Pebble-bed HTR" em opera o, (o AVR, Arbeitsgemeinschaft Versuchsreaktor) que é um protótipo de 50 MW(t) refrigerado por hélio. A temperatura de saída do hélio   de até 950 C. O reator foi construido em Jülich, Alemanha Ocidental, pela Arbeitsgemeinschaft Brown Boveri/Krup Reaktorbau e entrou em opera o em 1967. A mesma empresa está construindo, também, um THTR comercial de 300 MWe, em Schmehausen, e que deverá entrar em opera o em 1979. / /.

2.2 - O Ciclo OTTO

H  aproximadamente cinco anos, um aperfei amento da concep o do reator tipo THTR foi proposto na Alemanha Ocidental que foi batizado de Ciclo OTTO (Once Through Then Out) .

Esse reator caracteriza-se por um esquema de recarregamento que o difere dos outros reatores THTR: a adi o de esferas de combustíveis é feita de tal forma que elas passam apenas uma vez através do caroço atingindo a sua queima máxima, enquanto no conceito convencional, as esferas recirculam várias vezes pelo interior do caroço antes de serem retiradas. A velocidade de passagem das esferas no OTTO-HTR é, portanto, menor do que no conceito convencional.

O principal efeito deste novo esquema de recarregamento contínuo encontra-se na grande assimetria axial que apresentam o fluxo de nêutrons, as concentrações dos isótopos físséis e, conseqüentemente, a densidade de potência. Esta assimetria é caracterizada por altos valores da densidade de potência na região superior do caroço onde os combustíveis vão descendo, movidos pela própria gravidade.

Existe, portanto, um desacoplamento entre a temperatura do refrigerante e a densidade da potência, porque o hélio entra frio pela região superior do caroço onde a densidade de potência é maior e sua temperatura aumenta gradativamente a medida que avança para a parte inferior.

Na Fig. 2.3 podemos visualizar as trajetórias das esferas combustíveis durante sua queda. As esferas situadas mais na periferia possuem menor velocidade de queda enquanto que no centro a velocidade é máxima.

Na Fig. 2.4, está mostrado uma distribuição de densidade de potência típica neste tipo de reatores. Como na região inferior do reator a densidade de potência é bem baixa, resultando em pequenos gradientes de temperaturas entre o centro e a periferia da esfera. Este efeito pode ser visto na Fig. 2.5 onde podemos notar que a temperatura do hélio é praticamente igual a temperatura do centro do combustível o que resulta em tensões térmicas desprezíveis. O elemento de combustível quando atinge a região inferior do caroço está submetido a uma irradiação de pequena intensidade e também a baixas tensões térmicas, o que é favorável pois a medida que a esfera desce, aumenta a dose de integrada de nêutrons rápidos e conseqüentemente diminui sua resistência mecânica.

Este ciclo permite, portanto, que se consiga automaticamente uma distribuição ideal dos combustíveis novos e usados que em outros reatores é conseguido a custa de complicados esquemas de recarregamento.

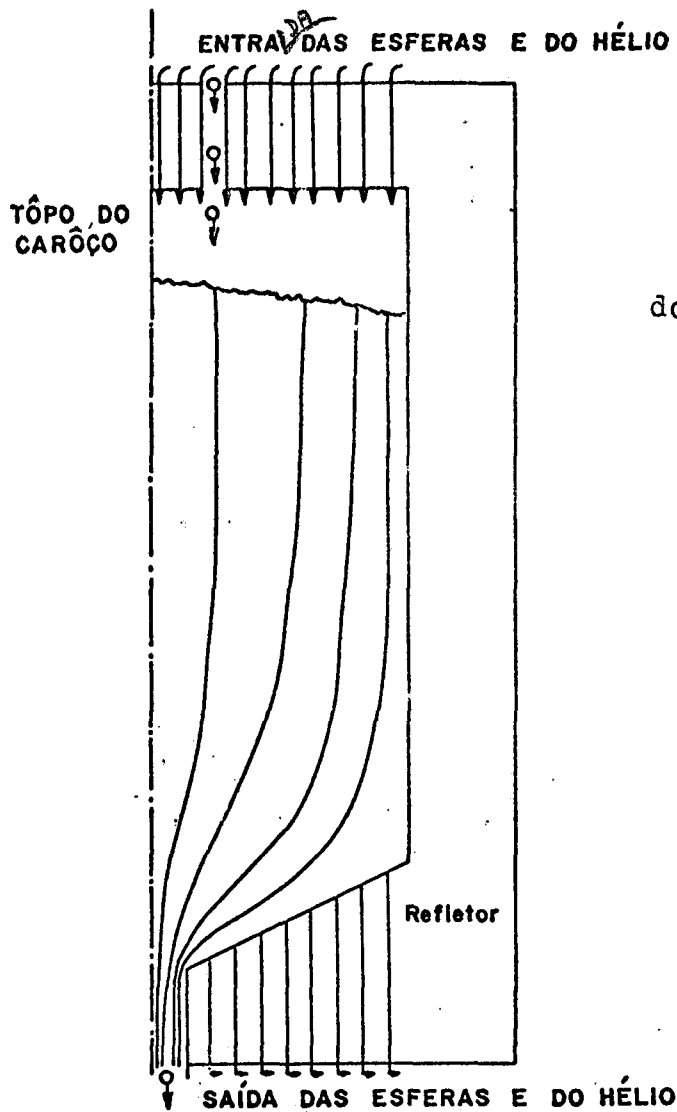


Fig. 2.3 - Corte Esquemático do caroço do reator OTTO-HTR

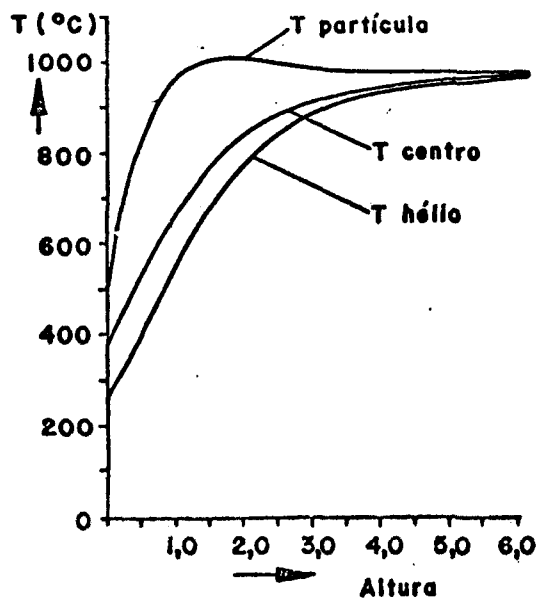
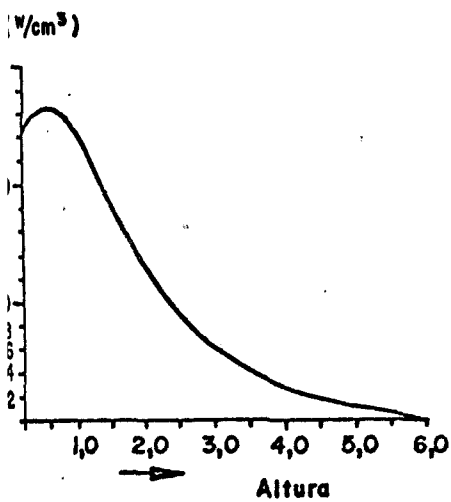


Fig. 2.4 e 2.5 - Distribuição típica da densidade de potência e de temperaturas em reatores OTTO-HTR

3. CÁLCULO DOS PARÂMETROS CELULARES

3.1- Introdução

Define-se célula unitária como sendo a menor parte do reator que contém todas as características físicas repetitivas do mesmo. No caso do OTTO-HTR, a célula unitária é representada pelo elemento de combustível esférico acrescentando-se a ele a fração correspondente do volume vazio do caroço, entre as esferas, por onde flui o hélio.

A fração de vazio de um conjunto de esferas colocadas uma sobre outras, aleatoriamente, depende da relação entre o diâmetro do leito cilíndrico e o diâmetro das esferas, como mostra a Fig. 3.1.

Para o cálculo dos parâmetros neutrônicos, o primeiro passo consiste em construir uma célula unitária representativa do reator. Para isso, sob o ponto de vista do nêutron uma estrutura de grafita cercada de vazios é vista como uma região de grafita diluída, pois o livre caminho médio do nêutron na grafita é de aproximadamente 2,6 cm.

Na coroa externa de espessura ($R_B - R_n$) a grafita é considerada diluída com o volume de vazio do caroço (F_V), correspondente a uma bola (ΔV_e), que pode ser expressa por:

$$\Delta V_e = \frac{V_B F_V}{1 - F_V} \quad \text{Eq. 3.1}$$

onde V_B = volume de uma esfera e ΔV_e = acréscimo de volume ao encapsulamento correspondente ao volume de vazio.

Na Fig. 3.2 podemos ver o modelo de célula unitária - que foi utilizado nos cálculos.

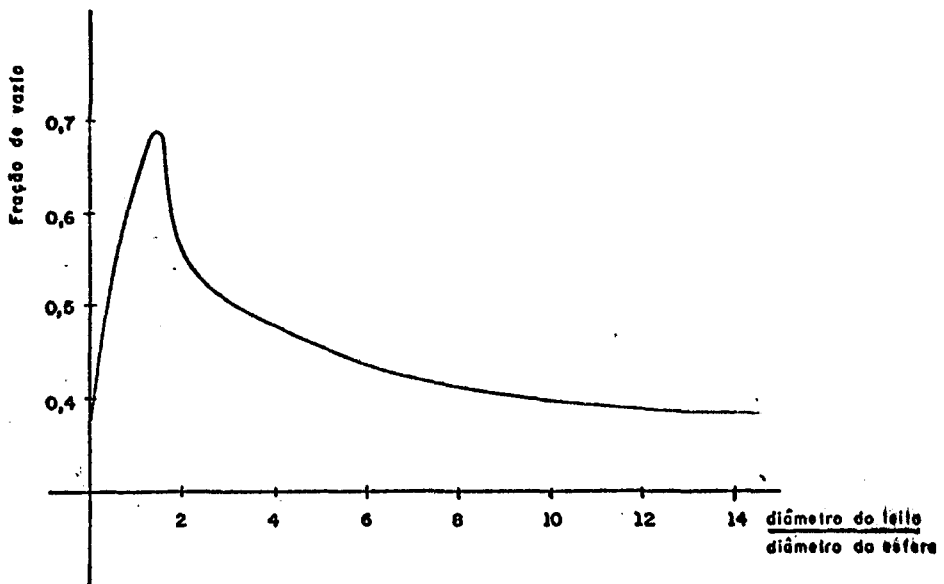


Fig. 3.1 - Variação da fração de vazio com a relação diâmetro do leito / diâmetro da esfera

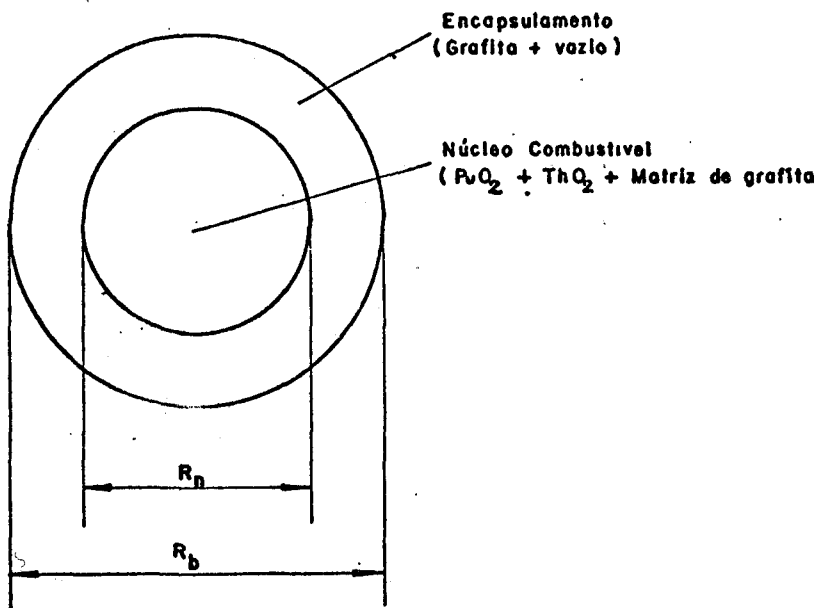


Fig. 3.2 - Modelo de célula unitária do reator OTTO-HTR

No núcleo da esfera de raio R_n as partículas de PuO_2 e ThO_2 são consideradas uniformemente diluídas em matriz de grafita. Portanto, a célula apresenta duas formas de heterogeneidade, uma da esfera e outra da partícula de óxido.

Durante o cálculo celular não é considerado o reator globalmente, mas apenas a célula unitária, tornando o cálculo mais simplificado.

Considera-se um sistema infinito, composto por células unitárias repetitivamente, (Método de Wigner-Seitz) que pode ser resolvido por programas de computação, já existentes, baseados em teoria de transporte (HAMMER e XSDRN, ver Apêndice A) /8/.

Podemos assim analisar parametricamente o comportamento neutrônico e o consumo de isótopos físséis da célula unitária que representa o reator. Por causa da geometria simples, o cálculo é feito unidimensionalmente e, devido as pequenas dimensões da célula, podemos utilizar um grande número de grupos de energia, portanto ; obter um maior detalhamento de espectro de nêutrons-

O cálculo celular tem três finalidades principais:

a) Análise do comportamento neutrônico da célula que representa o comportamento médio do reator infinito equivalente, não considerando as fugas de nêutrons do sistema.

b) Análise do comportamento temporal da célula, ou seja, da queima do combustível durante sua residência no reator.

c) Obtenção de conjuntos de seções de choque efetivas dos isótopos que serão utilizados no cálculo da criticalidade do reator . Estas seções de choque levam em conta o fato de que o isótopo esta presente em um particular sistema heterogêneo com uma dada geometria e que

além disso, encontra-se na presença de outros isótopos, todos a uma dada temperatura.

Em vista destas finalidades, os cálculos celulares foram divididos em três partes:

- a) Cálculo dos efeitos da dupla-heterogeneidade (Fatores de Auto-blindagem).
- b) Cálculo paramétrico da reatividade do combustível novo.
- c) Cálculo da queima (zerodimensional) e das secções de choque microscópicas efetivas de cada isótopo em cada etapa de queima.

Os parâmetros que interferem no comportamento neutrônico da célula são:

- Raio da partícula do óxido de plutônio e tório (R_p)
- Raio da zona central da esfera; o núcleo combustível (R_n)
- Raio da esfera combustível (R_B)
- Relação de moderação, definido como sendo a relação entre o número de átomos de carbono e o número de átomos de plutônio físsil no combustível (RM).
- Relação de enriquecimento (e), definido como sendo a relação entre o número de átomos de tório e o número total dos átomos de plutônio.
- Temperatura da célula (T)
- Densidade de potência (q'' , W/cm³)
- Fração isotópica do plutônio.

3.2 - Condições de Contorno dos Parâmetros do Combustível

Antes de iniciarmos os cálculos propriamente ditos, é necessário definirmos as faixas de variações de interesse dos vários parâmetros envolvidos no comportamento neutrônico da célula.

a) Raio de partícula (R_p): As dimensões dos raios das partículas de $PuO_2 + ThO_2$ são limitadas pelos processos de fabricação das mesmas. O principal método de fabricação de partículas em larga escala utilizado atualmente é o processo "sol-gel" / 9 /. Este processo produz partículas de 200μ com possibilidades de aumentar para 400μ com futuros desenvolvimentos do processo. Escolhemos como referência para o nosso estudo o raio da partícula como sendo 300μ , tendo sempre em vista, que quanto maior o raio da partícula maior será a reatividade do combustível para uma mesma massa de plutônio físsil, como será mostrado mais adiante em nossos cálculos.

b) Raio do núcleo (R_n): O raio do núcleo da esfera também influi sobre a reatividade do combustível. A faixa de variação investigada situa-se entre 2,0 a 2,5 cm. Raios maiores do que 2,5 cm comprometeriam a resistência mecânica do encapsulamento e raios inferiores a 2,0 resultariam em altas densidades de potência para cada esfera de combustível. Verifica-se que a influência do raio do núcleo sobre a reatividade é desprezível comparado com o efeito do raio da partícula, desde que se mantenha a mesma quantidade de massa físsil em cada esfera.

c) O Raio da esfera de combustível (R_B): Este parâmetro será fixado em 3 cm que é o valor utilizado pelo reator AVR, germânico, já existente, e pelos projetos que estão sendo desenvolvidos para este tipo de reator. Este valor é resultado de experiências já realizadas sobre o comportamento termohidráulico do combustível e sobre a dinâmica de um leito, fluidizado de esferas, sendo um dado comprovado e adotado amplamente neste tipo de reator. Adotando-se este raio, definiremos o movimento e as velocidades de descida das esferas combustíveis que serão utilizados no cálculo do reator - quando será simulado a queima do combustível no caroço, desde o instante inicial até atingir-se o regime de equilíbrio .

d) A relação de moderação (RM): Será o parâmetro mais importante analisado e não há restrições a "priori" para o seu valor, por isso, iremos estudar a sua influência em uma larga faixa de variação. De uma maneira geral, quanto menor esta relação maior será a massa de isótopo físsil presente por esfera de combustível.

e) A relação de enriquecimento (e): A relação entre o número de átomos de tório e número de átomos de plutônio deve ser mínima, pois a finalidade do estudo é queimar o plutônio ao máximo, sem nos preocuparmos com a conversão do tório em U-233 para posterior reciclagem, i.é., o elemento de combustível usado não passará pela etapa de reprocessamento. O combustível de plutônio, sem outros isótopos pesados presentes, não é factível porque possui um coeficiente negativo de temperatura ($\alpha = \frac{1}{k^2} \frac{dk}{dT}$, k = reatividade, T = temperatura) muito pequeno, o que resulta em pouca segurança de operação do reator.

A presença do tório aumenta o coeficiente negativo de temperatura, conseqüentemente a segurança do reator, em caso de acidentes com variações bruscas de temperatura.

f) A temperatura (T): No interior da célula é, em média, da ordem de 900°C, variações de até 200°C não influem significativamente nos cálculos de reatividade. A temperatura de referência utilizada foi obtida por cálculos da equação de condução de calor unidimensional, em regime permanente, para uma esfera de combustível cercada de refrigerante circulando em torno dela em 700°C, que é a média entre a entrada e a saída do refrigerante no caroço. Em um cálculo mais refinado, deve-se considerar o cálculo termohidráulico do reator que fornece a distribuição de temperaturas no combustível, que acarretará uma distribuição de diferentes células calculadas em diferentes temperaturas.

g) Densidade de potência (q'''): A faixa usual de valores para a densidade de potência média é de 5W/cm^3 a 12W/cm^3 para este tipo de reator. A particular escolha de um valor depende mais de fatores econômicos ligados com a razão de conversão do que com limitações tecnológicas de temperaturas e perda da resistência mecânica causada pelo dano de irradiação, dependente do fluxo integrado no tempo de nêutrons rápidos (fluência). Para o nosso estudo, adotamos o valor referência de 8W/cm^3 .

h) Fração isotópica do plutônio: Tomaremos a fração isotópica dos vários isótopos do plutônio presentes (Pu-239, Pu-240, Pu-241, Pu-242) no elemento de combustível queimado de um PWR de 1300 MW(e) fabricado pela KWU, uma vez que o Brasil já tem previsão para a construção de oito reatores deste tipo e, provavelmente, todo o plutônio disponível será proveniente destes reatores.

Na Tabela 3.1 podemos ver um resumo dos parâmetros e suas faixas de variações:

Tabela 3.1- Faixa de variação dos parâmetros do combustível e o caso referência					
Item	Parâmetro:	Símbolo	Unidade	Faixa de variação	Caso referência
A	Raio da partícula de ($\text{PuO}_2+\text{ThO}_2$)	R_p	cm	0,02 - 0,04	0,03
B	Raio do núcleo do combustível	R_n	cm	2,0 - 2,5	2,5
C	Raio do combustível	R_B	cm	3,0	3,0
D	Relação de moderação ($N_c/N_{\text{Pu fis}}$)	RM	-	5000-90000	45000
E	Relação de enriquecimento $N_{\text{Th}}/N_{\text{Pu}}$	e	-	0 - 10	4
F	Temperatura da Célula	T	°C	800 - 1000	900
G	Densidade de potência média	q'''	W/cm^3	5 - 12	8
H	Fração isotópica de Pu Pu-239/Pu-240/Pu-241/Pu-242	Fi	%	57/24/14/5	57/24/14/5

3.3- Cálculo dos Efeitos da Dupla-heterogeneidade (Fatores de Auto-blindagem)

No parágrafo anterior foi descrito a célula unitária do reator OTTO-HTR e, como vimos, ela apresenta duas heterogeneidades : (a) uma microscópica, apresentada pelas partículas de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$ e (b) outra macroscópica, apresentada pela zona de combustível na esfera de combustível.

O cálculo celular tem por finalidade principal a obtenção de seções de choques microscópicas efetivas que representem a probabilidade de interação de um isótopo do sistema considerando-se a presença de outros isótopos e da particular geometria na qual ele está presente. As duas heterogeneidades influem nas seções de choque efetivas. Nesta seção apresentamos o cálculo destas seções de choque para cada isótopo assim como a avaliação da influência de cada uma das heterogeneidades apontadas, nas seções de choque efetiva.

Quando a célula apresenta apenas uma heterogeneidade, dispomos de programas de computações (HAMMER e XSDRN) que calculam os parâmetros neutrônicos da mesma. No nosso caso, os programas não apresentam recursos para calcular os efeitos da dupla heterogeneidade sendo, portanto, necessário desenvolvermos um programa adicional que calcule o efeito da segunda heterogeneidade a partir dos resultados do código XSDRN que considera o núcleo da esfera como sendo homogêneo, ignorando a distribuição discreta das partículas de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$.

Foi portanto escrito o programa FAB (Fator de Auto Blindagem) para considerarmos este efeito; baseamo-nos no estudo realizado por A.C. Ferreira / 5/, sobre o efeito granular nas seções de choque efetivas de reatores do tipo HTGR. O autor utiliza um modelo simplificado baseado -

na teoria de probabilidade de colisão.

Faremos a seguir, resumidamente, considerações teóricas sobre o modelo simplificado de probabilidade de colisão:

O efeito da heterogeneidade microscópica pode ser representado pelo fator de auto blindagem da partícula ($\Gamma(E)$), que é, matematicamente, a relação entre a seção de choque homogênea ($\sigma_H(E)$), onde o isótopo é considerado uniformemente distribuído no núcleo combustível da célula, e a seção de choque efetiva ($\sigma_e(E)$), onde se considera o isótopo absorvedor presente no núcleo em forma de partículas discretas, aleatoriamente distribuídas.

$$\Gamma(E) = \frac{\sigma_e(E)}{\sigma_H(E)} \quad \text{Eq. 3.2}$$

Então, uma vez calculado $\Gamma(E)$ e $\sigma_H(E)$, este último obtido através do XSDRN, a relação acima possibilita obtermos as seções de choque efetivas desejadas.

A probabilidade de que um nêutron nascido em uma partícula esférica escape da mesma em primeiro voo pode ser escrito como:

$$P_0(E) = \frac{3}{8[\Sigma(E).R_p]^3} \left\{ 2[\Sigma(E).R_p]^2 - 1 + [1 + 2\Sigma(E)R_p e^{-2\Sigma(E)R_p}] \right\} \quad \text{Eq. 3.3}$$

onde, $\Sigma(E)$ é a seção de choque macroscópica total da partícula e pode ser expressa como:

$$\Sigma(E) = \sum_{i=1}^n N_i \sigma_{Hi}(E) \quad \text{Eq. 3.4}$$

onde, n = número de isótopos presentes na partícula e
 N_i = concentração atômica (átomos/cm³.b) do i -ésimo isótopo.

A probabilidade $P_0(E)$ é modificada pela presença do moderador, pois ela considera apenas absorções, enquanto que na partícula de combustível de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$ existe o oxigênio. A nova probabilidade de escape é:

$$P(E) = \frac{P_0(E)}{1 - \frac{\Sigma_s(E)}{\Sigma(E)} [1 - P_0(E)]} \quad \text{Eq. 3.5}$$

onde, $\Sigma_s(E)$ é a seção de choque macroscópica de espalhamento do oxigênio na partícula.

A probabilidade de que um nêutron, após ter escapado de uma partícula, seja absorvido numa outra partícula pode ser representado em termos de fator de Dancoff (D_H):

$$D_H = \frac{1}{1 + \lambda_0 \frac{V_e}{V_p} \Sigma_m} \quad \text{Eq. 3.6}$$

onde Σ_m = seção de choque macroscópica da grafita no núcleo combustível
 V_e = volume da partícula equivalente, considerando-se todo o volume da grafita igualmente distribuído entre todas as partículas do núcleo.

V_p = volume da partícula de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$.

Esta fórmula é aproximada e é válida no caso de altas diluições aleatórias de partículas.

Finalmente, a probabilidade de que um nêutron nascido no interior de uma partícula que escape da mesma, não seja absorvido, venha a colidir com a grafita da matriz, é dado por:

$$P^*(E) = P(E) \frac{1 - D_H}{1 - D_H + \lambda_0 \Sigma(E) P(E)} \quad \text{Eq. 3.7}$$

onde $\lambda_o = \frac{4V_e}{S_p}$ e $S_p = 4\pi R_p^2$ (área superficial da partícula de óxido).

E, segundo o autor, o fator de auto-blindagem pode ser escrito:

$$\Gamma(E) = P^*(E) \quad \text{Eq.3.8}$$

3.3.1- Método de Cálculo do Fator de Auto-Blindagem

Por causa do grande número de casos envolvidos, os cálculos preliminares de concentrações tanto no núcleo, considerado homogêneo, assim como na partícula, representará um trabalho exaustivo. Além das concentrações, também é necessário calcularmos vários dados de ressonâncias e fatores de Dancoff como dados de entrada para os programas de computação. Por isso, desenvolveremos o programa XDADOS (ver Apêndice A) que para um dado conjunto de parâmetros da célula ($RM, e, R_p, R_n, F_V, F_i, T, q'''$) calcula todos os dados necessários de entrada e prepara-os em cartões de entrada, já no formato adequado.

A sequência de cálculos é a seguinte

a) Preparação dos dados de entrada com o programa XDADOS.

b) Cálculo das seções de choque homogêneas $\sigma_H(E)$, utilizando-se o código XSDRN (Ver Apêndice A) que resolve a célula por teoria de transporte escrevendo equações para 123 grupos de energia. Neste cálculo, como já foi dito, despreza-se o efeito da heterogeneidade microscópica das partículas. O programa pode reduzir o resultado para uma menor quantidade de grupos de energia. Contudo, como estamos interessados em detalhes sobre a região das ressonâncias reduzimos a saída do

programa para 100 grupos de energia. O resultado é gravado em um arquivo no computador.

c) Cálculo dos fatores de auto-blindagem $\Gamma(E)$ e, conseqüentemente, das seções de choque efetivas $\sigma_e(E)$, a partir das seções de choque $\sigma_H(E)$ obtidas no item b anterior com o programa FAB capaz de gerar e gravar os resultados em outro arquivo, em 100 grupos.

d) Cálculo do espectro de nêutrons $\phi(E)$ e do fator de multiplicação infinito (K^∞) para a célula com o código CITATION (ver Apêndice A) que calcula os parâmetros neutrônicos da célula por teoria de difusão, em 100 grupos de energia.

O esquema de cálculo é mostrado na Fig. 3.3 abaixo.

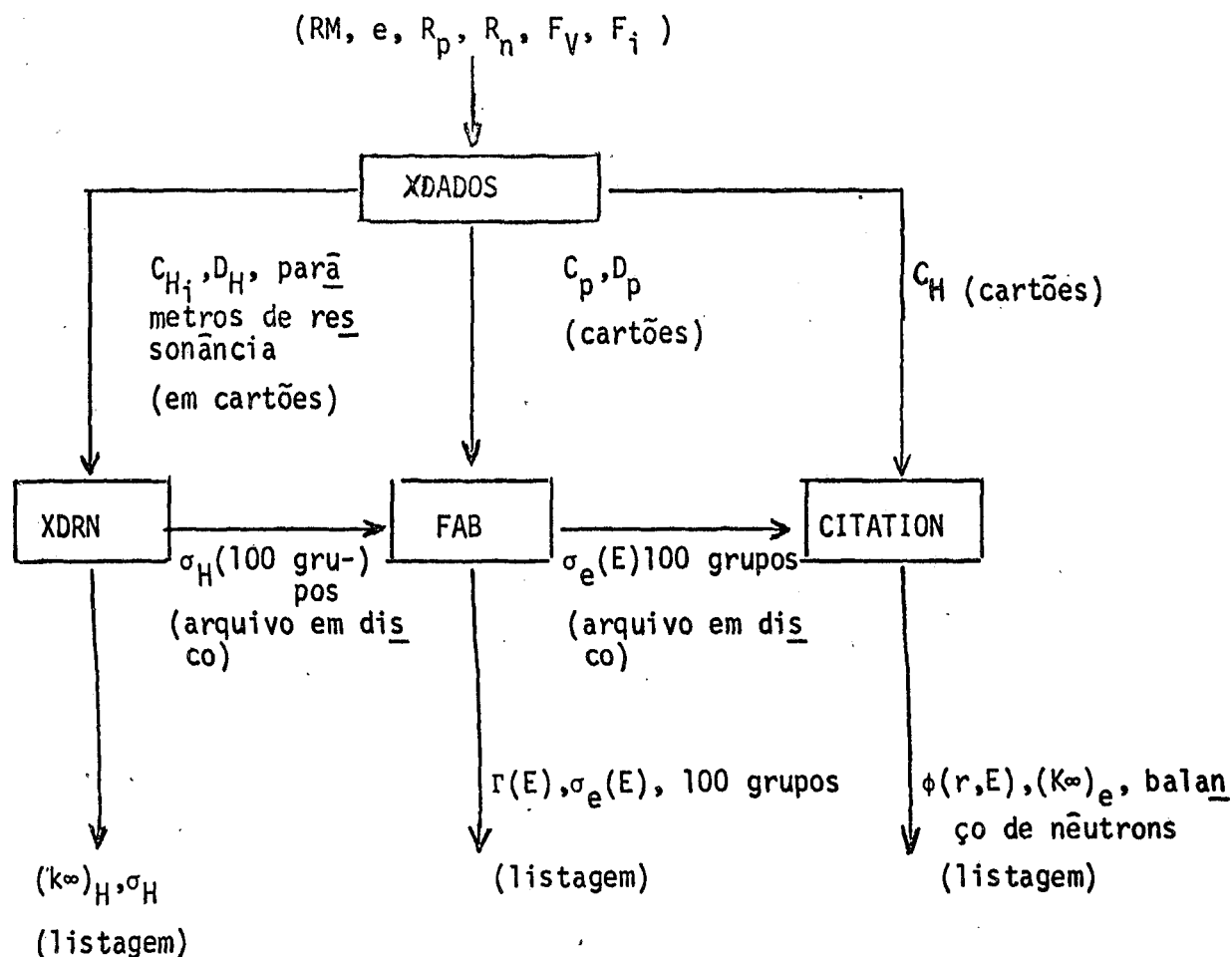


FIG. 3.3 - Diagrama de bloco para o cálculo de $\Gamma(E)$.

3.3.2- Resultado dos Cálculos

A influência mais pronunciada no fator de auto-blindagem, como era esperado, é da ressonância do Pu-240 na energia de 1,035 eV que tem o valor máximo de 10^5 (barn). Além desta, temos também uma ressonância do Pu-239 em 0,296 eV de 5000 b e outra do Pu-241 em 0,25 eV de 2.200 b. Se não fossem consideradas os fatores de auto-blindagem que diminuem a efetividade da seção de choque causado pelo efeito espacial, a ressonância do Pu-240 em 1,055 eV praticamente atuaria como barreira intransponível para os nêutrons passarem para energias térmicas. Mas, devido ao fato da distribuição discreta das partículas, a probabilidade do nêutron passar pela ressonância (por moderação, fora das partículas) e ser termalizado é maior, o que pode ser traduzido por um menor fator de auto-blindagem. Na Fig. 3.4 é mostrado os fatores de auto-blindagem para o combustível do caso referência, ($RM = 45000$, $e = 4,0$, $R_p = 0,03$ cm, $R_n = 2,5$ cm) para energias até 10^4 eV.

Acima desta energia, o fator de auto-blindagem é praticamente constante e igual a um. No gráfico podemos ver duas grandes quedas, uma na região de 1,05 eV correspondente a ressonância do Pu-240 e outra na região de 0,26 eV correspondente aos picos do Pu-239 e Pu-241. As demais quedas correspondem às ressonâncias do Th-232 e também de ressonâncias secundárias dos isótopos de Pu.

Na Fig. 3.5 podemos ver as seções de choque de absorção efetivas de alguns isótopos mais importantes. Note-se que o valor da seção de choque na ressonância do Pu-240 em 1,055 eV diminuiu sensivelmente.

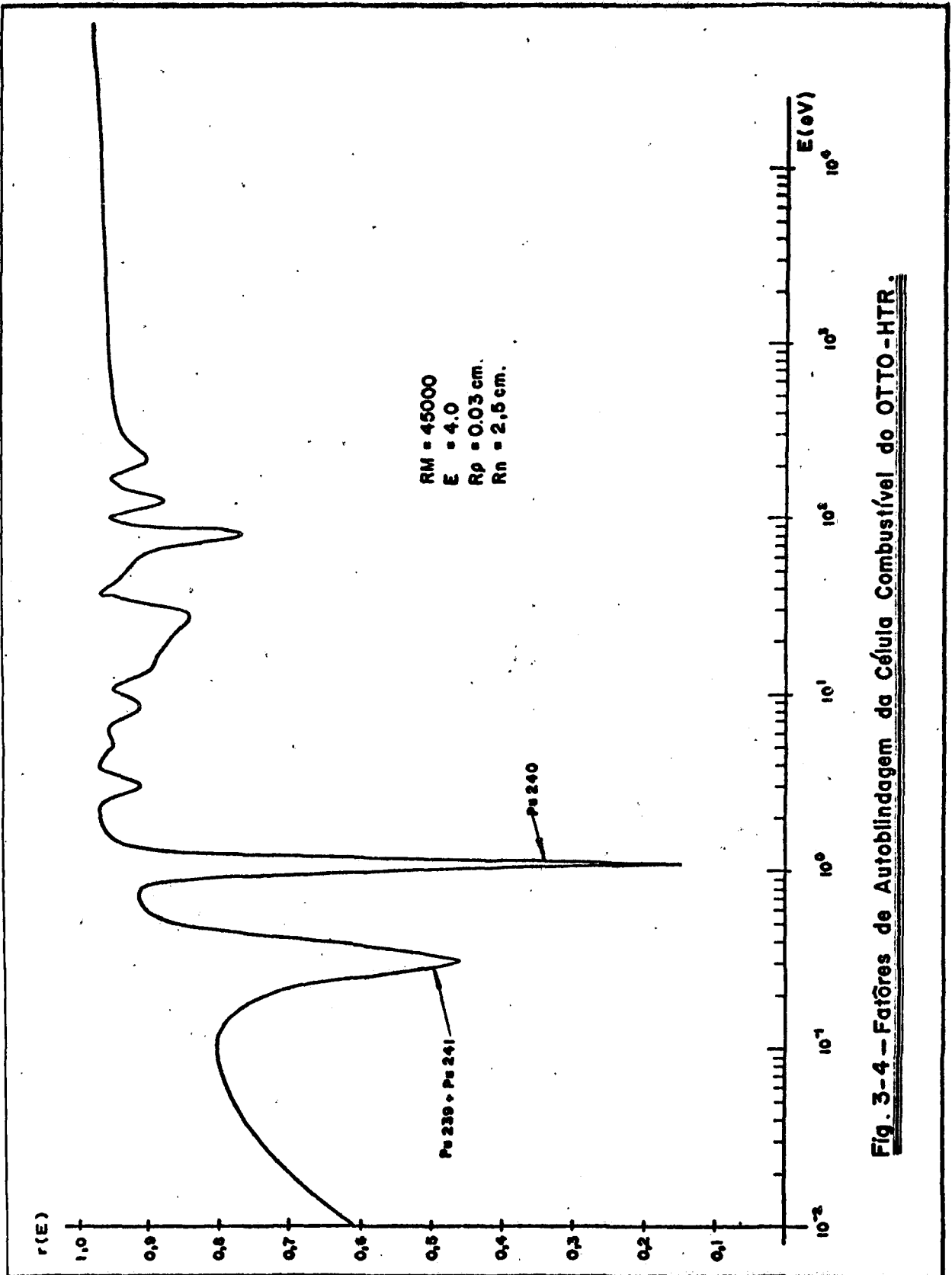


Fig. 3-4 -- Fatores de Autoblindagem da Célula Combustível do OTTO-HTR.

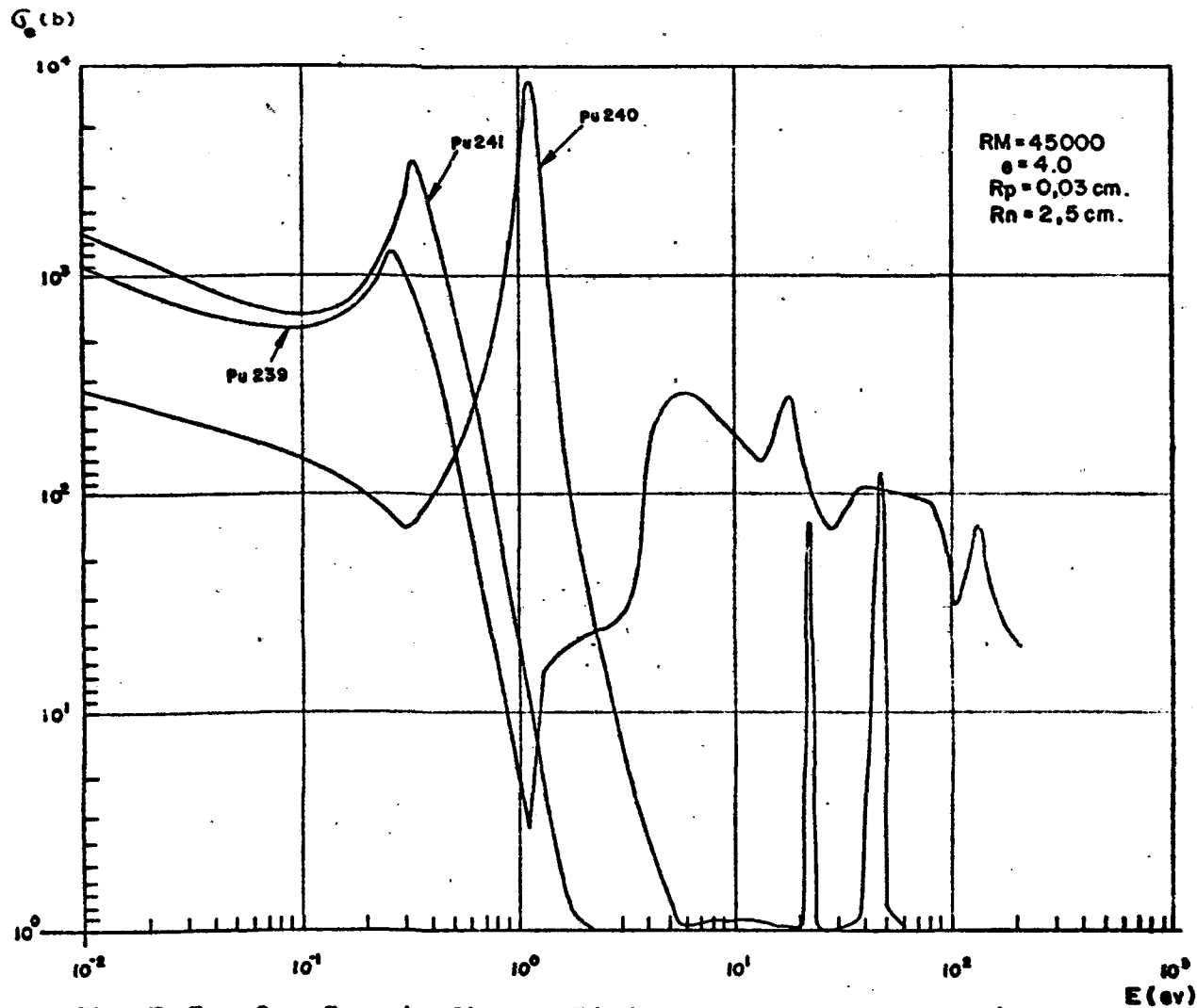


Fig. 3.5 – Secções de Choque Efetivas de Absorção dos Isótopos de Plutônio em um Combustível de OTTO-HTR.

O espectro térmico de nêutrons também apresenta os efeitos das ressonâncias do Pu-240 e do Pu-239 + Pu-241 como mostra a Fig. 3.6. Duas depressões no perfil do fluxo indicam a presença das ressonâncias sendo que a depressão menor é causada pelas ressonâncias do Pu-241 e Pu-239 enquanto que a maior, em 1,05 eV, é causada pelo Pu-240.

Na Tabela 3.2 é apresentado o resultado dos cálculos do fator de auto-blindagem para 3 valores do raio da partícula de combustível (0,02cm, 0,03 cm e 0,04 cm) e dois valores do raio do núcleo de combustível da esfera (2,0 cm e 2,5 cm). Esta Tabela indica qual das duas heterogeneidades tem maior influência nas seções de choque efetivas. Todos os cálculos foram feitos para $RM = 45000$, $e = 4,0$ e $T=1000^{\circ}K$.

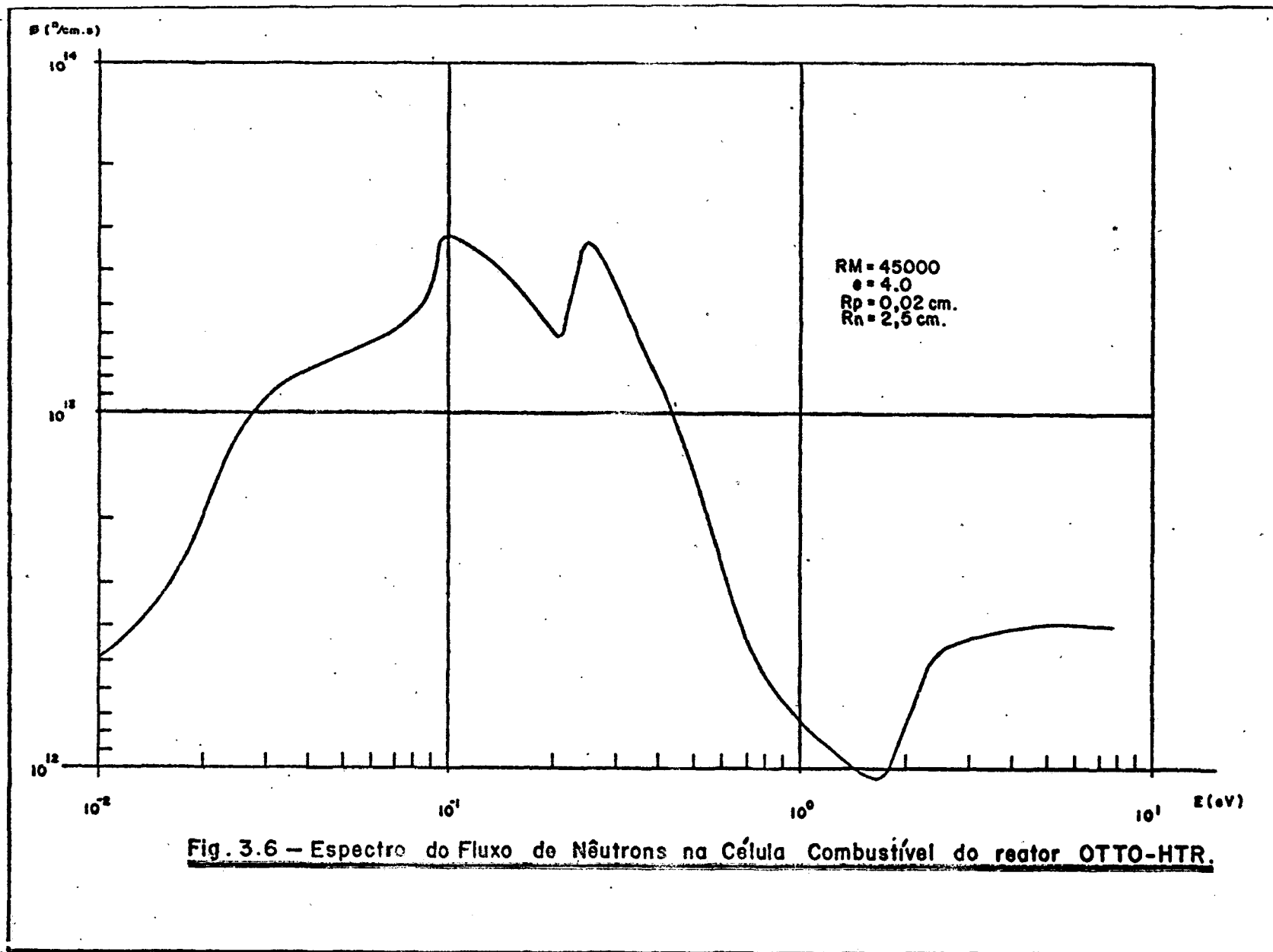
A análise desta Tabela nos mostra que a influência do raio de partícula é maior do que a influência do raio do núcleo, sendo que este último é praticamente desprezível. A influência do raio da partícula é mostrada na Fig. 3.7, onde $\Gamma(E)$ aparece em função do raio da partícula para dois grupos de energia; o grupo 76 corresponde a energia de ressonância do Pu-240 e o grupo 84 a energia da ressonância do Pu-239 e Pu-241, conjuntamente.

A conclusão de que a heterogeneidade macroscópica apresentada pelo núcleo de combustível da esfera não interfere no comportamento neutrônico da célula é o resultado mais importante desta análise.

Como resultado desta conclusão, o cálculo celular pode ser simplificado porque podemos agora considerar como célula unitária apenas a partícula de $PuO_2 + ThO_2$ envolta por uma camada de grafita equivalente, tornando-se portanto monoheterogêneo.

Tabela-3.2 - Fatores de Autoblindagem para vários raios de partículas

Grp	Energia	R _n = 2,0			R _n = 2,5		
		R _n = 0,02	R _n = 0,03	R _n = 0,04	R _n = 0,02	R _n = 0,03	R _n = 0,04
1	1.491820E 07	0.9922E 00	0.9887E 00	0.9851E 00	0.9815E 00	0.9779E 00	0.9743E 00
2	1.105173E 07	0.9919E 00	0.9884E 00	0.9848E 00	0.9812E 00	0.9776E 00	0.9740E 00
3	8.187310E 06	0.9916E 00	0.9881E 00	0.9845E 00	0.9809E 00	0.9773E 00	0.9737E 00
4	6.065317E 06	0.9913E 00	0.9878E 00	0.9842E 00	0.9806E 00	0.9770E 00	0.9734E 00
5	4.493240E 06	0.9910E 00	0.9875E 00	0.9839E 00	0.9803E 00	0.9767E 00	0.9731E 00
6	3.320710E 06	0.9907E 00	0.9872E 00	0.9836E 00	0.9800E 00	0.9764E 00	0.9728E 00
7	2.465970E 06	0.9904E 00	0.9869E 00	0.9833E 00	0.9797E 00	0.9761E 00	0.9725E 00
8	1.824490E 06	0.9901E 00	0.9866E 00	0.9830E 00	0.9794E 00	0.9758E 00	0.9722E 00
9	1.353350E 06	0.9898E 00	0.9863E 00	0.9827E 00	0.9791E 00	0.9755E 00	0.9719E 00
10	1.002590E 06	0.9895E 00	0.9860E 00	0.9824E 00	0.9788E 00	0.9752E 00	0.9716E 00
11	7.42736E 05	0.9892E 00	0.9857E 00	0.9821E 00	0.9785E 00	0.9749E 00	0.9713E 00
12	5.502320E 05	0.9889E 00	0.9854E 00	0.9818E 00	0.9782E 00	0.9746E 00	0.9710E 00
13	4.304920E 05	0.9886E 00	0.9851E 00	0.9815E 00	0.9779E 00	0.9743E 00	0.9707E 00
14	4.076220E 05	0.9883E 00	0.9848E 00	0.9812E 00	0.9776E 00	0.9740E 00	0.9704E 00
15	3.688320E 05	0.9880E 00	0.9845E 00	0.9809E 00	0.9773E 00	0.9737E 00	0.9701E 00
16	3.337350E 05	0.9877E 00	0.9842E 00	0.9806E 00	0.9770E 00	0.9734E 00	0.9695E 00
17	3.019740E 05	0.9874E 00	0.9839E 00	0.9803E 00	0.9767E 00	0.9731E 00	0.9692E 00
18	2.732370E 05	0.9871E 00	0.9836E 00	0.9800E 00	0.9764E 00	0.9728E 00	0.9689E 00
19	2.472350E 05	0.9868E 00	0.9833E 00	0.9797E 00	0.9761E 00	0.9725E 00	0.9686E 00
20	2.237080E 05	0.9865E 00	0.9830E 00	0.9794E 00	0.9758E 00	0.9722E 00	0.9683E 00
21	2.024940E 05	0.9862E 00	0.9827E 00	0.9791E 00	0.9755E 00	0.9719E 00	0.9680E 00
22	1.831560E 05	0.9859E 00	0.9824E 00	0.9788E 00	0.9752E 00	0.9716E 00	0.9677E 00
23	1.657270E 05	0.9856E 00	0.9821E 00	0.9785E 00	0.9749E 00	0.9713E 00	0.9674E 00
24	1.500990E 05	0.9853E 00	0.9818E 00	0.9782E 00	0.9746E 00	0.9710E 00	0.9671E 00
25	1.359860E 05	0.9850E 00	0.9815E 00	0.9779E 00	0.9743E 00	0.9707E 00	0.9668E 00
26	1.227730E 05	0.9847E 00	0.9812E 00	0.9776E 00	0.9740E 00	0.9704E 00	0.9665E 00
27	1.110900E 05	0.9844E 00	0.9809E 00	0.9773E 00	0.9737E 00	0.9701E 00	0.9662E 00
28	8.051700E 04	0.9841E 00	0.9806E 00	0.9770E 00	0.9734E 00	0.9698E 00	0.9659E 00
29	6.737950E 04	0.9838E 00	0.9803E 00	0.9767E 00	0.9731E 00	0.9695E 00	0.9656E 00
30	5.247520E 04	0.9835E 00	0.9800E 00	0.9764E 00	0.9728E 00	0.9692E 00	0.9653E 00
31	4.086770E 04	0.9832E 00	0.9797E 00	0.9761E 00	0.9725E 00	0.9689E 00	0.9650E 00
32	3.182740E 04	0.9829E 00	0.9794E 00	0.9758E 00	0.9722E 00	0.9686E 00	0.9647E 00
33	2.478750E 04	0.9826E 00	0.9791E 00	0.9755E 00	0.9719E 00	0.9683E 00	0.9644E 00
34	1.930450E 04	0.9823E 00	0.9788E 00	0.9752E 00	0.9716E 00	0.9680E 00	0.9641E 00
35	1.503440E 04	0.9820E 00	0.9785E 00	0.9749E 00	0.9713E 00	0.9677E 00	0.9638E 00
36	1.170890E 04	0.9817E 00	0.9782E 00	0.9746E 00	0.9710E 00	0.9674E 00	0.9635E 00
37	9.118810E 03	0.9814E 00	0.9779E 00	0.9743E 00	0.9707E 00	0.9671E 00	0.9632E 00
38	7.101750E 03	0.9811E 00	0.9776E 00	0.9740E 00	0.9704E 00	0.9668E 00	0.9629E 00
39	5.530848E 03	0.9808E 00	0.9773E 00	0.9737E 00	0.9701E 00	0.9665E 00	0.9626E 00
40	4.307430E 03	0.9805E 00	0.9770E 00	0.9734E 00	0.9698E 00	0.9662E 00	0.9623E 00
41	3.354630E 03	0.9802E 00	0.9767E 00	0.9731E 00	0.9695E 00	0.9659E 00	0.9620E 00
42	2.612590E 03	0.9799E 00	0.9764E 00	0.9728E 00	0.9692E 00	0.9656E 00	0.9617E 00
43	2.034680E 03	0.9796E 00	0.9761E 00	0.9725E 00	0.9689E 00	0.9653E 00	0.9614E 00
44	1.584613E 03	0.9793E 00	0.9758E 00	0.9722E 00	0.9686E 00	0.9650E 00	0.9611E 00
45	1.234100E 03	0.9790E 00	0.9755E 00	0.9719E 00	0.9683E 00	0.9647E 00	0.9608E 00
46	9.611160E 02	0.9787E 00	0.9752E 00	0.9716E 00	0.9680E 00	0.9644E 00	0.9605E 00
47	7.485188E 02	0.9784E 00	0.9749E 00	0.9713E 00	0.9677E 00	0.9641E 00	0.9602E 00
48	5.829468E 02	0.9781E 00	0.9746E 00	0.9710E 00	0.9674E 00	0.9638E 00	0.9600E 00
49	4.539988E 02	0.9778E 00	0.9743E 00	0.9707E 00	0.9671E 00	0.9635E 00	0.9597E 00
50	3.535750E 02	0.9775E 00	0.9740E 00	0.9704E 00	0.9668E 00	0.9632E 00	0.9594E 00
51	2.753630E 02	0.9772E 00	0.9737E 00	0.9701E 00	0.9665E 00	0.9629E 00	0.9591E 00
52	2.145430E 02	0.9769E 00	0.9734E 00	0.9698E 00	0.9662E 00	0.9626E 00	0.9588E 00
53	1.670170E 02	0.9766E 00	0.9731E 00	0.9695E 00	0.9659E 00	0.9623E 00	0.9585E 00
54	1.300730E 02	0.9763E 00	0.9728E 00	0.9692E 00	0.9656E 00	0.9620E 00	0.9582E 00
55	1.013010E 02	0.9760E 00	0.9725E 00	0.9689E 00	0.9653E 00	0.9617E 00	0.9579E 00
56	7.889330E 01	0.9757E 00	0.9722E 00	0.9686E 00	0.9650E 00	0.9614E 00	0.9576E 00
57	6.144209E 01	0.9754E 00	0.9719E 00	0.9683E 00	0.9647E 00	0.9611E 00	0.9573E 00
58	4.785120E 01	0.9751E 00	0.9716E 00	0.9680E 00	0.9644E 00	0.9608E 00	0.9570E 00
59	3.726649E 01	0.9748E 00	0.9713E 00	0.9677E 00	0.9641E 00	0.9605E 00	0.9567E 00
60	2.902319E 01	0.9745E 00	0.9710E 00	0.9674E 00	0.9638E 00	0.9602E 00	0.9564E 00
61	2.260329E 01	0.9742E 00	0.9707E 00	0.9671E 00	0.9635E 00	0.9599E 00	0.9561E 00
62	1.760390E 01	0.9739E 00	0.9704E 00	0.9668E 00	0.9632E 00	0.9596E 00	0.9558E 00
63	1.370900E 01	0.9736E 00	0.9701E 00	0.9665E 00	0.9629E 00	0.9593E 00	0.9555E 00
64	1.067700E 01	0.9733E 00	0.9698E 00	0.9662E 00	0.9626E 00	0.9590E 00	0.9552E 00
65	8.315289E 00	0.9730E 00	0.9695E 00	0.9659E 00	0.9623E 00	0.9587E 00	0.9549E 00
66	6.475949E 00	0.9727E 00	0.9692E 00	0.9656E 00	0.9620E 00	0.9584E 00	0.9546E 00
67	5.043480E 00	0.9724E 00	0.9689E 00	0.9653E 00	0.9617E 00	0.9581E 00	0.9543E 00
68	3.927859E 00	0.9721E 00	0.9686E 00	0.9650E 00	0.9614E 00	0.9578E 00	0.9540E 00
69	3.059019E 00	0.9718E 00	0.9683E 00	0.9647E 00	0.9611E 00	0.9575E 00	0.9537E 00
70	2.382370E 00	0.9715E 00	0.9680E 00	0.9644E 00	0.9608E 00	0.9572E 00	0.9534E 00
71	1.859130E 00	0.9712E 00	0.9677E 00	0.9641E 00	0.9605E 00	0.9569E 00	0.9531E 00
72	1.409000E 00	0.9709E 00	0.9674E 00	0.9638E 00	0.9602E 00	0.9566E 00	0.9528E 00
73	1.066800E 00	0.9706E 00	0.9671E 00	0.9635E 00	0.9599E 00	0.9563E 00	0.9525E 00
74	8.131540E 00	0.9703E 00	0.9668E 00	0.9632E 00	0.9596E 00	0.9560E 00	0.9522E 00
75	6.284900E 00	0.9700E 00	0.9665E 00	0.9629E 00	0.9593E 00	0.9557E 00	0.9519E 00
76	4.813300E 00	0.9697E 00	0.9662E 00	0.9626E 00	0.9590E 00	0.9554E 00	0.9516E 00
77	3.619300E 00	0.9694E 00	0.9659E 00	0.9623E 00	0.9587E 00	0.9551E 00	0.9513E 00
78	2.710340E 00	0.9691E 00	0.9656E 00	0.9620E 00	0.9584E 00	0.9548E 00	0.9510E 00
79	2.035100E 00	0.9688E 00	0.9653E 00	0.9617E 00	0.9581E 00	0.9545E 00	0.9507E 00
80	1.522160E 00	0.9685E 00	0.9650E 00	0.9614E 00	0.9578E 00	0.9542E 00	0.9504E 00
81	1.137970E 00	0.9682E 00	0.9647E 00	0.9611E 00	0.9575E 00	0.9539E 00	0.9501E 00
82	8.645450E 00	0.9679E 00	0.9644E 00	0.9608E 00	0.9572E 00	0.9536E 00	0.9498E 00
83	6.614390E 00	0.9676E 00	0.9641E 00	0.9605E 00	0.9569E 00	0.9533E 00	0.9495E 00
84	5.044690E 00	0.9673E 00	0.9638E 00	0.9602E 00	0.9566E 00	0.9530E 00	0.9492E 00
85	3.843630E 00	0.9670E 00	0.9635E 00	0.9599E 00	0.9563E 00	0.9527E 00	0.9489E 00
86	2.906600E 00	0.9667E 00	0.9632E 00	0.9596E 00	0.9560E 00	0.9524E 00	0.9486E 00
87	2.178820E 00	0.9664E 00	0.9629E 00	0.9593E 00	0.9557E 00	0.9521E 00	0.9483E 00
88	1.638300E 00	0.9661E 00	0.9626E 00	0.9590E 00	0.9554E 00	0.9518E 00	0.9480E 00
89	1.236110E 00	0.9658E 00	0.9623E 00	0.9587E 00	0.9551E 00	0.9515E 00	0.9477E 00
90	9.197820E 00	0.9655E 00	0.9620E 00	0.9584E 00	0.9548E 00	0.9512E 00	0.9474E 00
91	6.973760E 00	0.9652E 00	0.9617E 00	0.9581E 00	0.9545E 00	0.9509E 00	0.9471E 00
92	5.210860E 00	0.9649E 00	0.9614E 00	0.9578E 00	0.9542E 00	0.9506E 00	0.9468E 00
93	3.909040E 00	0.9646E 00	0.9611E 00	0.9575E 00	0.9539E 00	0.9503E 00	0.9465E 00
94	2.967060E 00	0.9643E 00	0.9608E 00	0.9572E 00	0.9536E 00	0.9499E 00	0.9462E 00
95	2.224910E 00	0.9640E 00	0.9605E 00	0.9569E 00	0.9533E 00	0.9497E 00	0.9459E 00
96	1.683660E 00	0.9637E 00	0.9602E 00	0.9566E 00	0.9530E 00	0.9494E 00	0.9456E 00
97	1.264040E 00	0.9634E 00	0.9599E 00	0.9563E 00	0.9527E 00	0.9491E 00	0.9453E 00
98	9.576400E 00	0.9631E 00	0.9596E 00	0.9560E 00	0.9524E 00	0.9488E 00	0.9450E 00
99	7.146700E 00	0.9628E 00	0.9593E 00	0.9557E 00	0.9521E 00	0.9485E 00	0.9447E 00
100	5.391900E 00	0.9625E 00	0.9590E 00	0.9554E 00	0.9518E 00	0.9482E 00	0.9444E 00



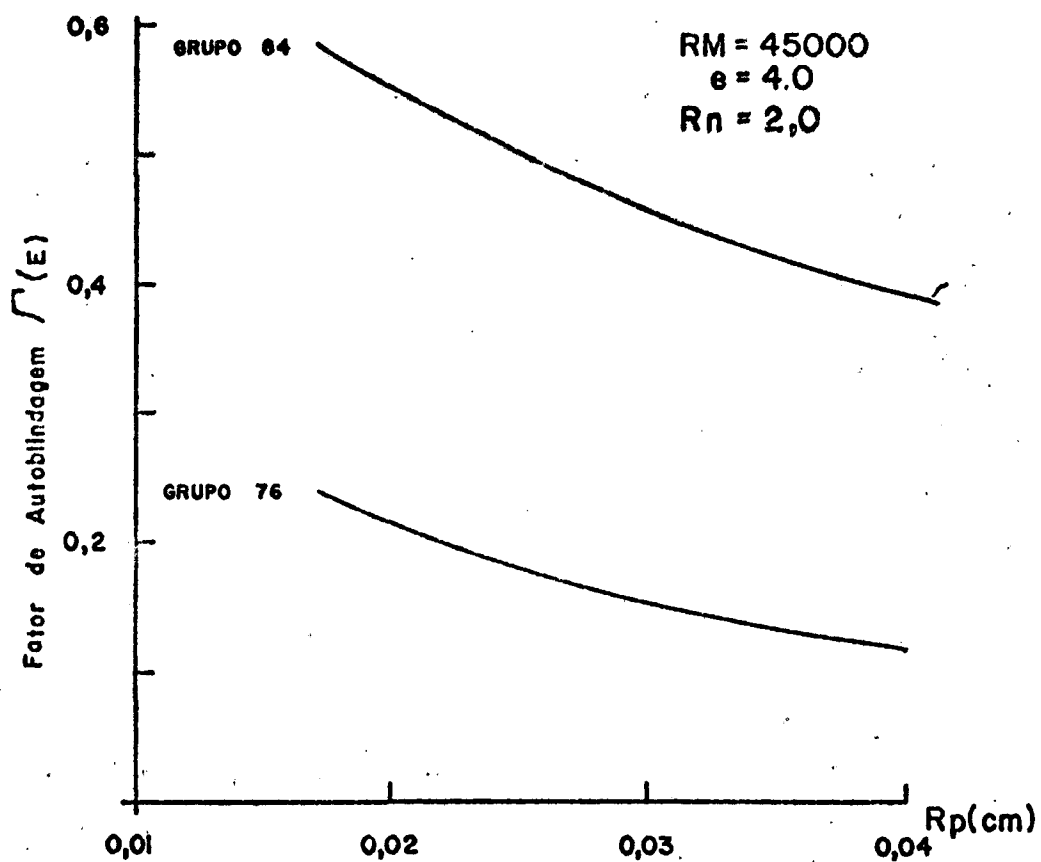


Fig. 3.7 – Influência do Raio da Partícula
no Fator de Autoblindagem para
os dois grupos de energia mais
importantes.

Outras conclusões que podem ser apreendidas destes resultados indicam que a ressonância do Pu-240 confere a célula um comportamento peculiar. O efeito Doppler de temperatura sobre esta ressonância deve ser acentuado fazendo com que a reatividade seja bastante dependente da temperatura.

Variando-se as quantidades de plutônio e tório na célula, o aspecto geral do espectro de $\Gamma(E)$ não se altera com exceção apenas dos valores de $\Gamma(E)$ em 1,05 eV e 0,25 eV. Este fato nos leva a concluir que, com o decorrer da queima do combustível, e a consequente variação das concentrações dos vários isótopos, os efeitos de auto-blindagem também serão alterados pela variação da concentração do Pu - 240, principalmente.

3.4 - Cálculo da Reatividade do Combustível Novo (K_{∞})

Nesta secção será apresentado o estudo da variação da reatividade do combustível novo em função dos parâmetros neutrônicos do combustível. A reatividade do combustível novo é aquele que ele possui ao ser carregado no reator e, também, é ele quem define a reatividade do reator (K_{ef}) no instante do início de sua operação.

A escolha da reatividade inicial do combustível, associado a um conjunto de parâmetros do combustível (RM, e, q'' , entre outros), é um problema complexo, pois dela dependerá a economicidade do ciclo de combustível.

Existe apenas um vínculo físico que determina o limite inferior para o K_{∞} que está ligado ao valor do excesso de reatividade ($\Delta K = K_{\infty} - 1$) necessário para manter um reator em funcionamento. Este excesso de reatividade deve compensar as perdas causadas pelas fugas de nêutrons do reator, pela absorção parasita de nêutrons nos vene-

nos, pelos efeitos da variação de temperatura e, finalmente, ele deve sustentar a queima do combustível até a primeira recarga. Nos reatores tipo OTTO-HTR este último quesito não é predominante como, por exemplo, nos LWR, porque o seu recarregamento é feito continuamente, durante a operação do reator (on-line refueling), e possui, portanto, grande flexibilidade na variação da frequência de recarregamento.

O combustível deve satisfazer, além deste vínculo na sua reatividade inicial, outra condição importante que é a segurança intrínseca e inerente do reator no caso de variações anormais de temperatura. Para um aumento de temperatura, o reator deve reagir no sentido de diminuir a reatividade.

Os órgãos licenciadores de reatores exigem como condição "sine qua non" que os reatores tenham um valor negativo para o coeficiente de temperatura da reatividade (α) que é definido pela seguinte equação: / 8 /

$$\alpha = \frac{1}{k^2} \cdot \frac{dk}{dT} \quad \text{Eq. 3.9}$$

No caso de reatores moderados por grafita a variação da reatividade com a temperatura está associada a dois fenômenos:

a) Efeito Doppler - alargamento das ressonâncias dos isótopos absorvedores com aumento da temperatura com o consequente aumento da absorção de nêutrons nestas ressonâncias diminuindo-se assim a probabilidade de escape da ressonância.

b) "Endurecimento" do espectro térmico dos nêutrons que causa um deslocamento do espectro dos nêutrons para energias mais altas onde a seção de choque de fissão dos isótopos físseis é menor.

Nos dois efeitos, para um aumento de temperatura corresponde uma diminuição da reatividade como no caso do combustível

do plutônio resultando em um coeficiente negativo de temperatura. O valor mínimo necessário teórico deste coeficiente é determinado pela fração de nêutrons atrasados dos isótopos presentes (β). A sensibilidade do reator a mudanças na reatividade diminui com o aumento da fração de nêutrons atrasados o que aumenta a segurança intrínseca do reator e também a sua controlabilidade.

A Tabela 3.3 apresenta os valores de β para os isótopos mais comuns em reatores de potência. / 8 /.

Tabela 3.3 - Fração de Nêutrons Atrasados	
Isótopo	Fração de nêutrons atrasado
U-233	0,0027
U-235	0,0065
Pu-239	0,0021
Pu-241	0,0030
U-238	0,0157
Th-232	0,022

Podemos notar nesta Tabela que o Pu-239 possui a menor fração de nêutrons atrasados dentre os isótopos considerados, fazendo com que haja necessidade de um coeficiente negativo de temperatura grande. O valor mínimo de α necessário pode ser determinado pela seguinte equação:

$$\alpha_{\min} = \frac{\beta}{\Delta T} \quad \text{Eq. 3.10}$$

Podemos notar ainda, que para uma mesma variação de temperatura, o combustível constituído só de Pu-239 necessita ter um valor de α_{\min} tres vezes maior do que um combustível de U-235, para assegurarmos a mesma segurança inerente para o reator.

Estes dois critérios, a saber, o limite mínimo do excesso de reatividade e o coeficiente negativo de temperatura apresentados não são suficientes para definirmos um combustível e sim, os possíveis intervalos

de variação dos parâmetros do estudo da queima (zerodimensional) onde foi analisado o comportamento do combustível durante sua residência no reator.

Podemos adiantar que os resultados mostraram que o combustível contendo apenas plutônio como material pesado não apresenta coeficiente de temperaturas negativo suficientemente grande acarretando na necessidade de se acrescentar o tório no reator a fim de aumentarmos este coeficiente com a ajuda do efeito Doppler nas inúmeras ressonâncias desse material.

O tório, apesar de possuir seção de choque de fissão pequena, pode contribuir para aumentar o β do sistema porque possui uma grande fração de nêutrons atrasados, além de contribuir com um aumento na absorção de nêutrons nas ressonâncias pelo efeito Doppler. A presença do tório no combustível tem portanto a finalidade única de aumentar a segurança intrínseca do reator.

Em resumo, os critérios adotados para seleção de possíveis combustíveis foram os seguintes:

1- Mínimo excesso de reatividade, a fim de aproveitarmos as vantagens oferecidas pelas características do recarregamento do reator.

2- Acréscimo de tório deve ser minimizado, pois não estamos interessados na conversão do tório em U-233, mas apenas na segurança do reator.

No item seguinte, com o acréscimo de mais uma condição de projeto, que é a queima do plutônio, poderemos enfim definir o combustível adequado para o reator queimador de plutônio que propomos estudar.

3.4.1- Método de Cálculo

No cálculo da reatividade do combustível novo vamos nos valer do principal resultado da análise da dupla heterogeneidade feita no item anterior, que concluiu que a influência da heterogeneidade macroscópica, apre

entada pelo raio do núcleo da esfera combustível, sobre o fator de auto-blindagem é pequena ou, em outras palavras, que a sua heterogeneidade não interfere na neutronics da célula, significativamente.

Passaremos, portanto, a utilizar como célula unitária apenas a partícula esférica de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$ envolta por uma camada de grafita cujo volume corresponde ao volume total da grafita presente no elemento de combustível (matriz + encapsulamento) dividido pelo número de partículas presentes no núcleo da esfera combustível (Fig. 5.2).

Tendo apenas uma heterogeneidade, podemos utilizar diretamente o programa HAMMER (ver Apêndice A) para cálculo neutronics celular.

3.4.2 - Resultado dos Cálculos

Na Fig. 3.9 é mostrado a reatividade do combustível novo em função da razão de moderação ($RM = N_c/N_{\text{Pu fissil}}$) para várias relações de enriquecimento ($e = N_{\text{Th}}/N_{\text{Pu total}}$). Todos os casos foram calculados para uma geometria, i.é., $R_p = 300 \mu$ e $R_n = 2,5 \text{ cm}$ que é o nosso caso de referência. A temperatura no combustível foi postulado em 1000°C .

Na Fig. 3.10 está mostrado o coeficiente negativo de temperatura para os mesmos casos da figura anterior. Estes coeficientes de temperatura foram calculados considerando-se apenas a variação de temperatura na partícula de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$. Mantivemos a temperatura do moderador como sendo constante. Esta hipótese foi feita porque em casos de acidente, o aumento da quantidade de calor que é gerado na partícula causa um súbito aumento da temperatura da partícula antes de aquecer o moderador.

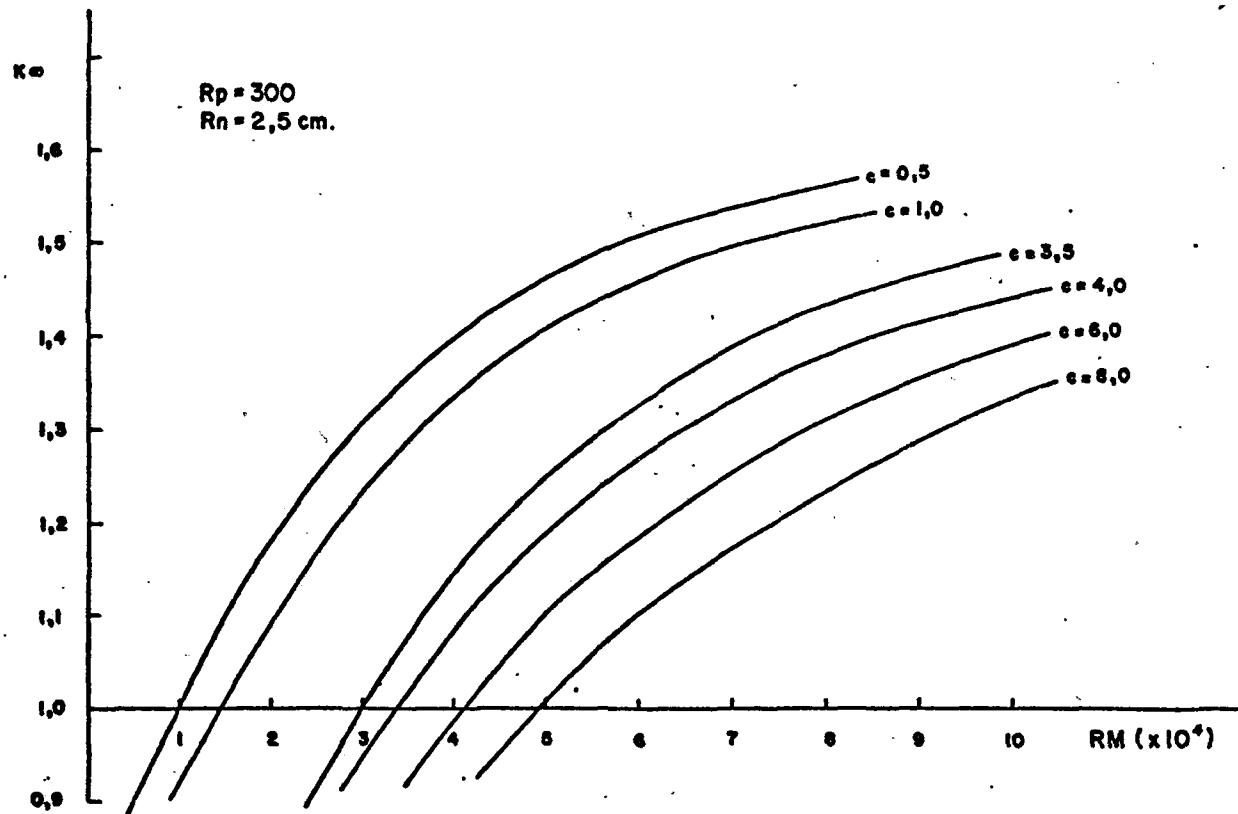


Fig.3.9 — Reatividade do combustível novo em função da razão de moderação para várias relações de enriquecimento.

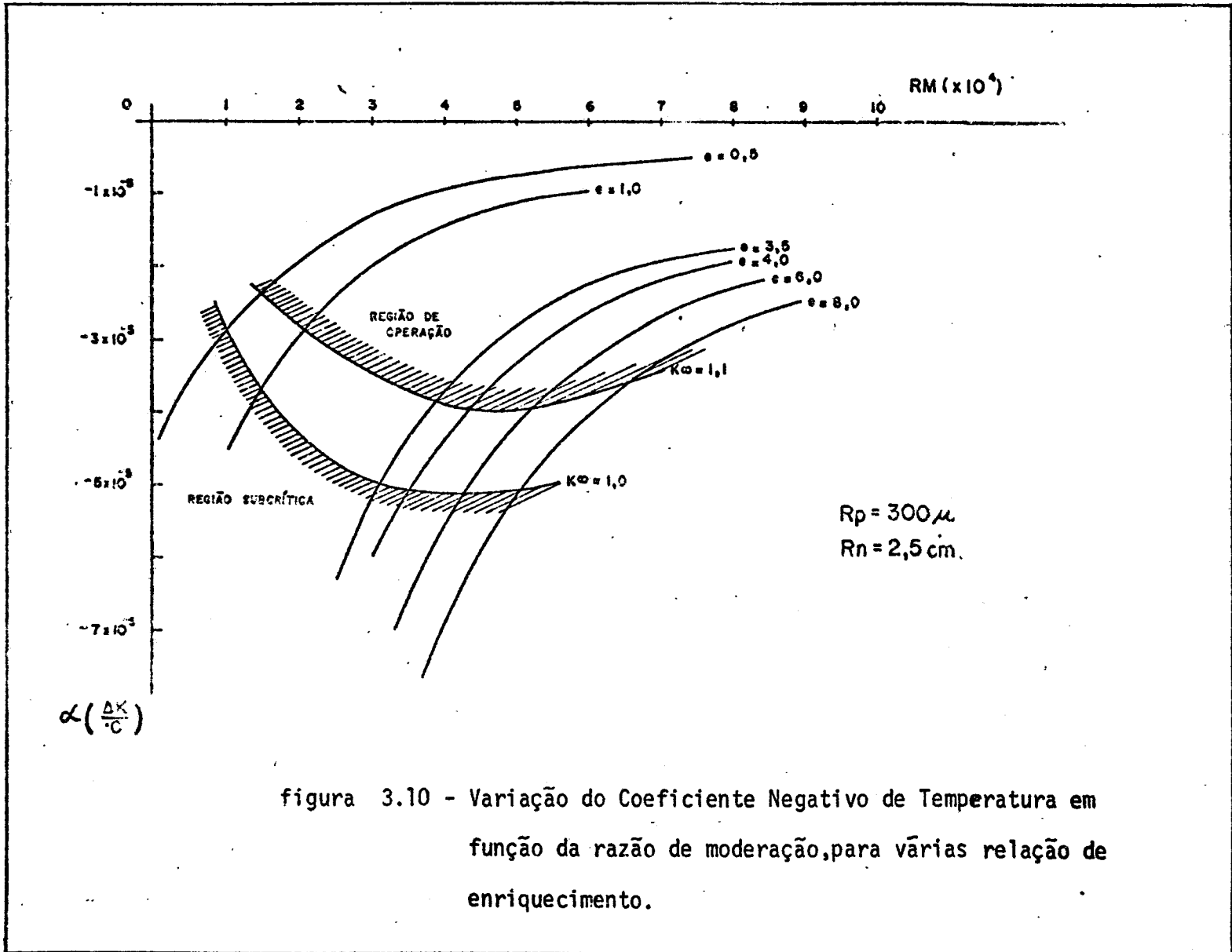


figura 3.10 - Variação do Coeficiente Negativo de Temperatura em função da razão de moderação, para várias relação de enriquecimento.

Esta última hipótese constitui-se numa posição conservadora quanto a segurança do reator.

Foram calculados, também, os coeficientes de temperatura do combustível considerando-se os dois efeitos (Doppler + deslocamento do espectro de nêutrons térmicos) em função da razão de moderação para o caso da relação de enriquecimento $e = 4,0$, $R_p = 300 \mu$ e $R_n = 2,5 \text{ cm}$. Na Fig. 3.11 podemos ver que o seu valor é maior do que quando consideramos apenas o efeito Doppler.

Finalmente, na Fig. 3.12 podemos ver a superposição das curvas de isocoficiente de temperatura com a reatividade do combustível novo em função da razão de moderação. Notamos que existe um máximo das linhas de isocoficiente de temperatura sobre a relação de enriquecimento $e = 4,0$ o que nos levou a selecionar este valor que determina a quantidade de tório presente para uma dada quantidade de plutônio. A quantidade de plutônio é determinada pela relação de moderação.

3.5 - Cálculo da Queima

Será analisado neste item, o comportamento temporal do combustível, tratado como um combustível médio em um reator infinito, cujos resultados representarão o comportamento do combustível no reator finito real quando sujeito a uma densidade de potência média (queima zerodimensional). A correspondência entre o comportamento na queima zerodimensional e na queima real no reator é feita através da densidade de potência média e o volume real do caroço, mantidas iguais todos os outros parâmetros de célula. (Geometria, razão de moderação e relação de enriquecimento). Para uma dada densidade de potência (q'') utilizada na queima zerodimensional estará

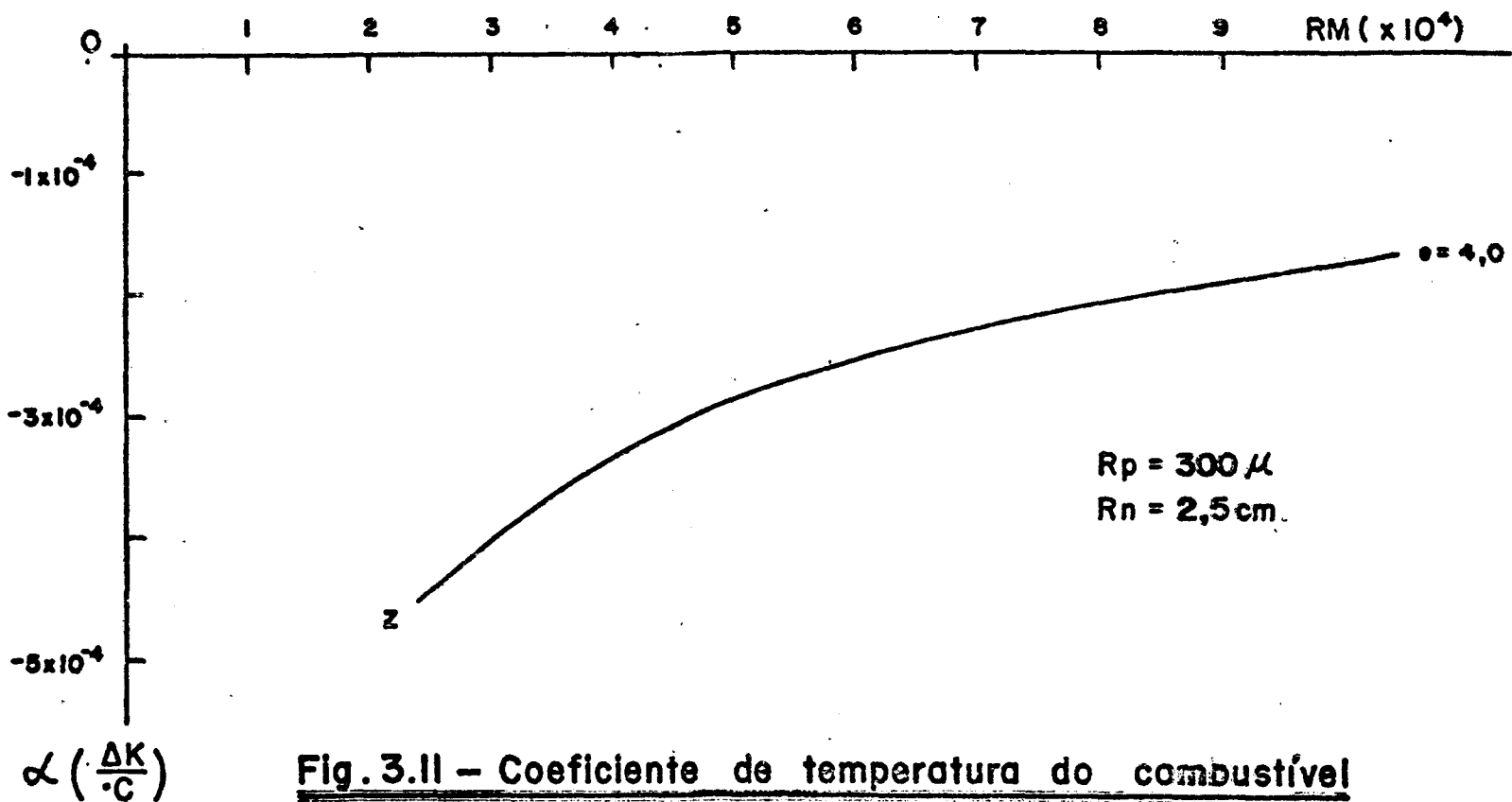


Fig. 3.11 – Coeficiente de temperatura do combustível considerando efeito Doppler e Deslocamento do espectro térmico.

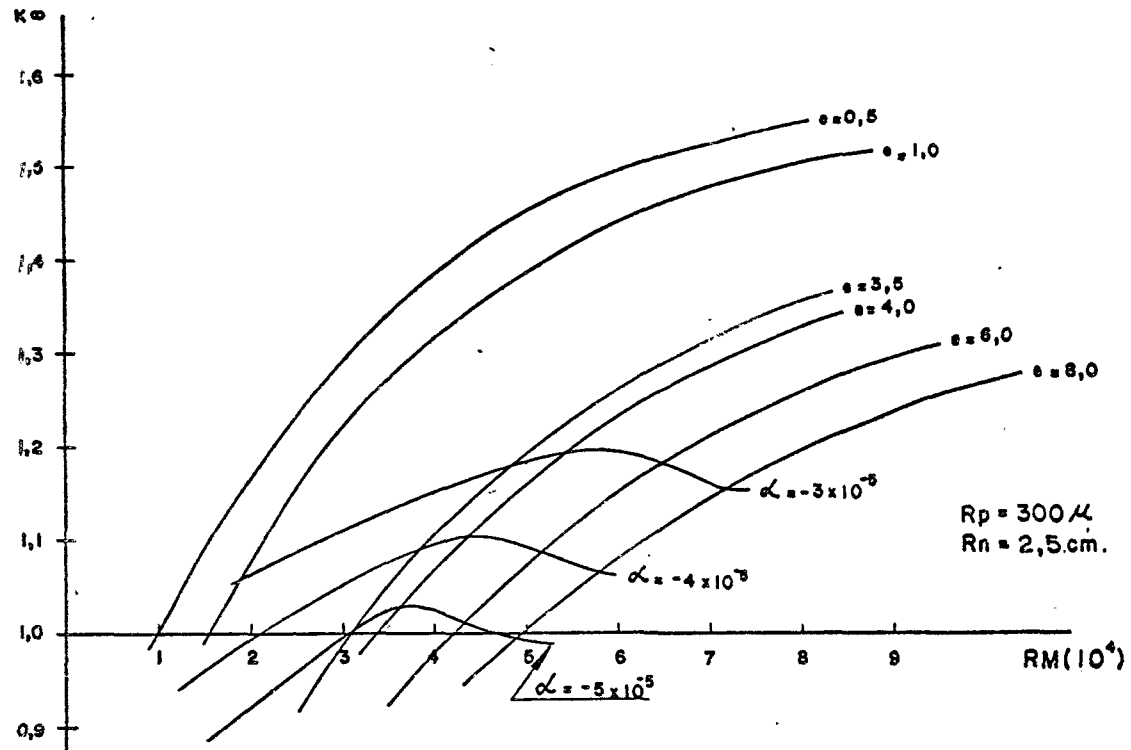


Fig-3-12 – Superposição das curvas de isoenriquecimento e de iso α no gráfico da reatividade em função da razão de moderação.

associado um volume do reator tal que os parâmetros celulares obtidos re apresentarão o comportamento de um combustível médio no reator.

$$V_R = \frac{P}{q''} \quad \text{Eq. 3.11}$$

Onde, V_R é o volume do caroço do reator real, P é a potência térmica do caroço e q'' é a densidade de potência média.

A célula unitária será a mesma que utilizamos para os cálculos da reatividade do combustível novo no item anterior.

O comportamento desta célula contendo plutônio é peculiar e difere das células combustíveis de urânio por causa da presença do Pu-240 (fêrtil) que é convertido em Pu-241 (físsil) durante a queima do combustível, compensando o consumo do Pu-239 inicial.

Com a variação das concentrações de Pu-239, Pu-240 e Pu-241 causada pela queima, as seções de choque efetivas destes isótopos sofrem significativas variações. Esta variação é mais acentuada pelo grande efeito que a ressonância do Pu-240 na energia de 1,05 eV exerce sobre o fator de autoblindagem como foi mostrado na Secção 2.3.

A variação do comportamento neutrônico da célula de combustível com as concentrações isotópicas acarreta a necessidade de determinarmos uma série de conjuntos de seções de choque da célula no decorrer do tempo de residência do combustível no reator para futura utilização nos cálculos do reator, pois cada região do reator terá elementos de combustíveis com diferentes concentrações isotópicas que estarão associadas a diferentes conjuntos de seções de choque efetivas.

Os casos estudados neste item são resultados do item anterior, onde estudamos a reatividade do combustível novo, e cuja principal

conclusão foi que para a relação de enriquecimento $e = 4,0$, tínhamos o máximo coeficiente negativo de temperatura para uma dada razão de moderação. Isto faria com que os pontos de máximo das curvas de $\text{iso-}\alpha$ caíssem sempre sobre a curva de $e = 4,0$ (Fig.3.12). Seleccionamos, portanto, este valor de relação de enriquecimento para análise da queima que será feita em toda a faixa da razão de moderação.

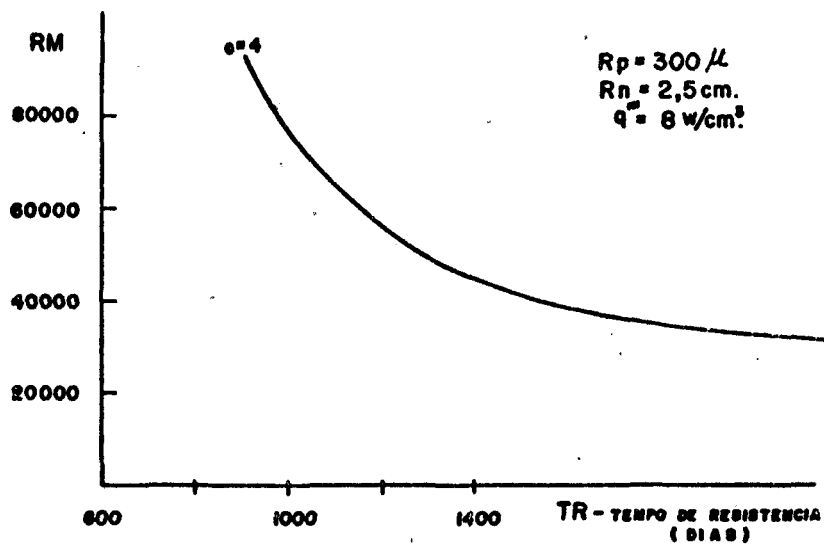
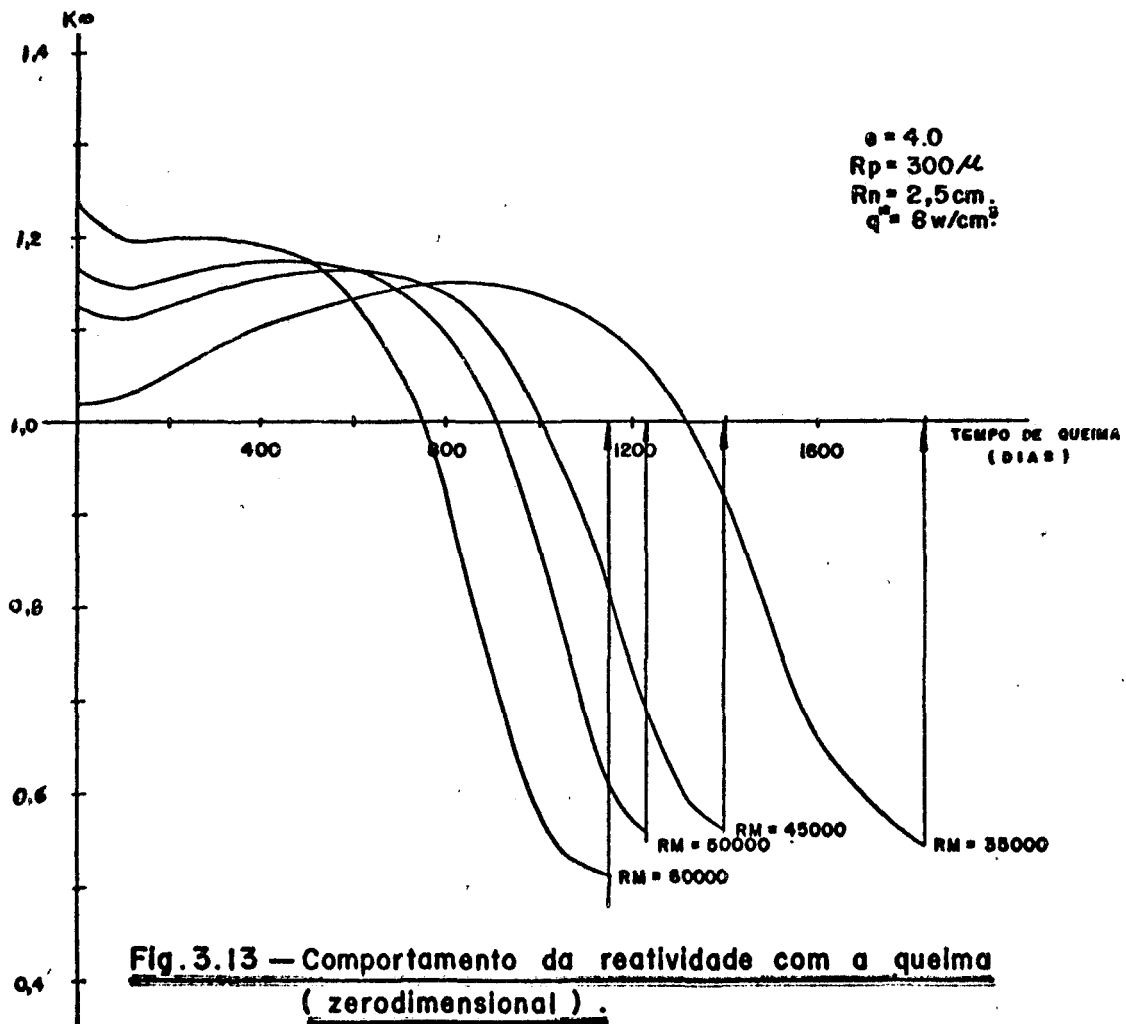
Foi incluído nos cálculos a presença dos venenos, produtos de fissão e a cadeia de produção do U-233 a partir do Th-232 que consomem nêutrons. Foi utilizado, também, a temperatura média do reator para o cálculo da célula e a densidade de potência de $8\text{W}/\text{cm}^3$ que é característico para este tipo de reator.

A queima zerodimensional foi simulado com o código - THAM (ver Apêndice A) que é uma adaptação do código HAMMER para solução das equações de queima dos isótopos, considerando-se o reator infinito.

5.1 - Resultado dos Cálculos

Na Fig. 3.13, temos o comportamento da reatividade em função do tempo de queima, para várias razões de moderação. É interessante notar aqui, que valores baixos de razão de moderação equivale a altas quantidades de metal pesado por combustível. Em contrapartida, para maiores valores da razão de moderação teremos menores quantidades de material pesado.

Podemos ver que, para quantidades maiores de metal pesado por célula, a reatividade inicial é menor causada pela maior absorção de nêutrons no Th-232 e Pu-240, e o espectro de nêutrons é também mais duro. Para menores quantidades de metal pesado, porém, o espectro é mais térmico, ocorrendo daí maiores absorções no Pu-239 e Pu-241, o que ocasionam fissões, aumentando a reatividade inicial.



O peculiar comportamento quanto a queima é determinada ; justamente pelos fatos acima apontados, pois no combustível com $RM = 35.000$ por exemplo, a conversão do Pu-240 a Pu-241 é maior devido a maior quantidade inicial do Pu-240 existente além do fato que o espectro de nêutrons é mais duro, favorecendo esta conversão. Já no caso $RM=60.000$, a quantidade de Pu-240 inicial é menor e o espectro é mais térmico fazendo com que a reatividade seja sustentada basicamente pelas fissões do Pu-239, havendo ao mesmo tempo baixa razão de conversão do Pu-240 e Pu-241.

Nos casos $RM=45.000$ e $RM=50.000$ pode-se observar um patamar na curva da reatividade. Esta região é caracterizada pelo equilíbrio entre o consumo dos isótopos físséis Pu-239 e Pu-241 e a produção do Pu-241 a partir do Pu-240.

Este patamar não existe para o caso $RM=35.000$ porque, neste caso, há um predomínio da conversão do Pu-240 a Pu-241 sobre o consumo dos isótopos físséis, causando um grande aumento da reatividade, no decorrer da queima, em consequência da produção de Pu-241.

No caso $RM=60.000$, ao contrário, há um predomínio do consumo de material físsil sobre a produção de Pu-241, não ocorrendo, também, um patamar pronunciado.

Esta característica é única para combustíveis de plutônio por causa da presença do Pu-240 com sua ressonância de 10^5 b que possibilita razão de conversão maiores do que unidade, no decorrer da queima .

A influência do U-233, formado a partir do Th-232 , é desprezível por causa da pequena quantidade de tório inicial causando uma pequena formação de U-233.

Podemos a partir da Fig.3.13 calcular o tempo de residência (TR) do combustível no caroço, que é o tempo que a esfera combustível permanece no caroço de forma que a reatividade total, durante este intervalo de tempo, faça com que o reator permaneça crítico. O cálculo pode ser feito graficamente, resolvendo-se a seguinte equação:

$$\int_0^{TR} K_{\infty} dt = 1 \quad \text{Eq.3.12}$$

No gráfico da Fig. 3.14 podemos ver a variação do tempo de residência em função da razão de moderação. De uma maneira geral, quanto maior for o tempo de residência do combustível, maior será o consumo de combustível pesado, o que nos faria optar pelo caso RM=35.000, por causa do nosso critério de maximizar o consumo de plutônio inicial.

A utilização do combustível do caso RM=35.000 não é viável, fisicamente, pois não fornece suficiente reatividade para a partida do reator. Além do excesso de reatividade para compensarmos as fugas de nêutrons teremos ter aproximadamente $\Delta K_{\infty} = 0,02$ para compensar a rápida formação do plutônio e samário que atinge o equilíbrio nos primeiros dias de operação do reator.

Escolheu-se, portanto, o caso RM=45.000 para o combustível a ser utilizado no reator referência de 3.000 MW(t) e temperatura de saída - 950°C que será estudado no Capítulo 4.

Na Fig.3.16 podemos ver a variação da concentração atômica de vários isótopos significativos na célula do caso RM=45.000 durante a sua

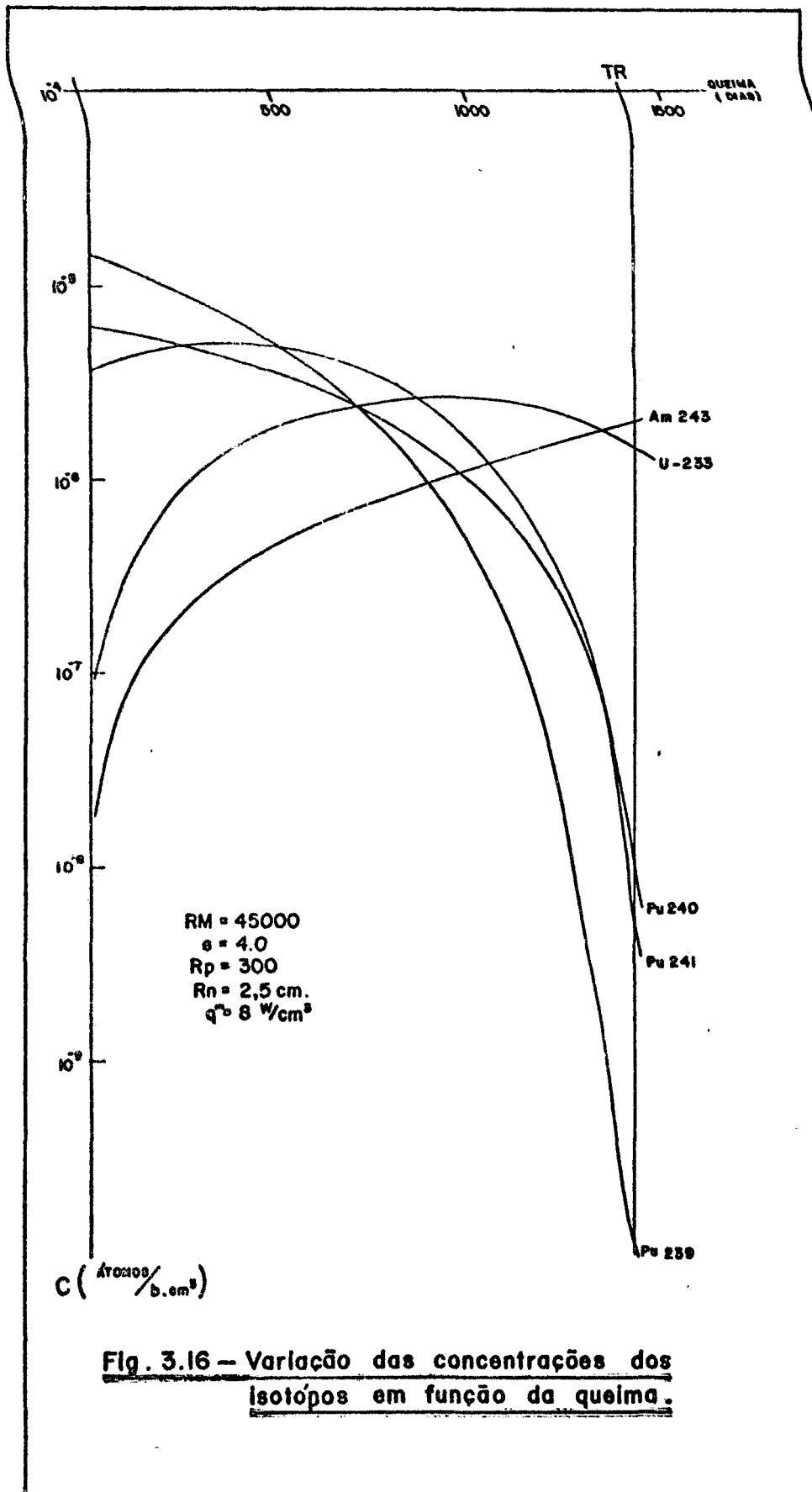


Fig. 3.16 – Variação das concentrações dos isotópos em função da queima.

queima. Devemos notar que a concentração final dos isótopos do plutônio é praticamente desprezível e, também, que há um acúmulo significativo de Am-243, proveniente da absorção de nêutrons por Pu-242.

Além disso, notamos que a partir dos 900 dias de queima, a concentração do U-233 começa a diminuir. Este fato é causado pelo esgotamento do Pu-239 e Pu-241, fazendo com que a acumulação do U-233 seja menor do que o consumo de U-233, porque a reatividade remanescente da célula é suportada pela fissão do U-233 e o mesmo não é suficiente para manter a célula crítica pois sua concentração é pequena.

Na Fig. 3.17, está mostrado a variação das seções de choque efetivas dos isótopos do plutônio na célula do caso $RM=45.000$ e $e = 4,0$, durante a queima. Nota-se que as variações das seções de choque do Pu-240 e Pu-241 são acentuadas, o que indica que o conjunto de seções de choque efetivas do combustível nova não pode ser usada durante toda a vida da célula no caroço. Calculou-se, portanto, as seções de choque efetivas para cada 100 dias durante todo o tempo de residência da célula no reator, para futura utilização nos cálculos do reator. O aumento na seção de choque mais pronunciado é do Pu-240 o que pode ser explicado pela rápida diminuição da concentração de Pu-239 e Pu-240, diminuindo o efeito de autoblindagem e aumentando a efetividade da ressonância do Pu-240 em 1,05 eV.

Em resumo, o comportamento neutrônico da célula com a queima possui uma forte dependência da variação das concentrações do Pu-239, Pu-240 e Pu-241 que está ligado a variação dos fatores de autoblindagem.

Finalmente, podemos ver nas Figs. 3.18 e 3.19 a variação do balanço de nêutrons com a queima. A Fig. 3.18 mostra a variação por-

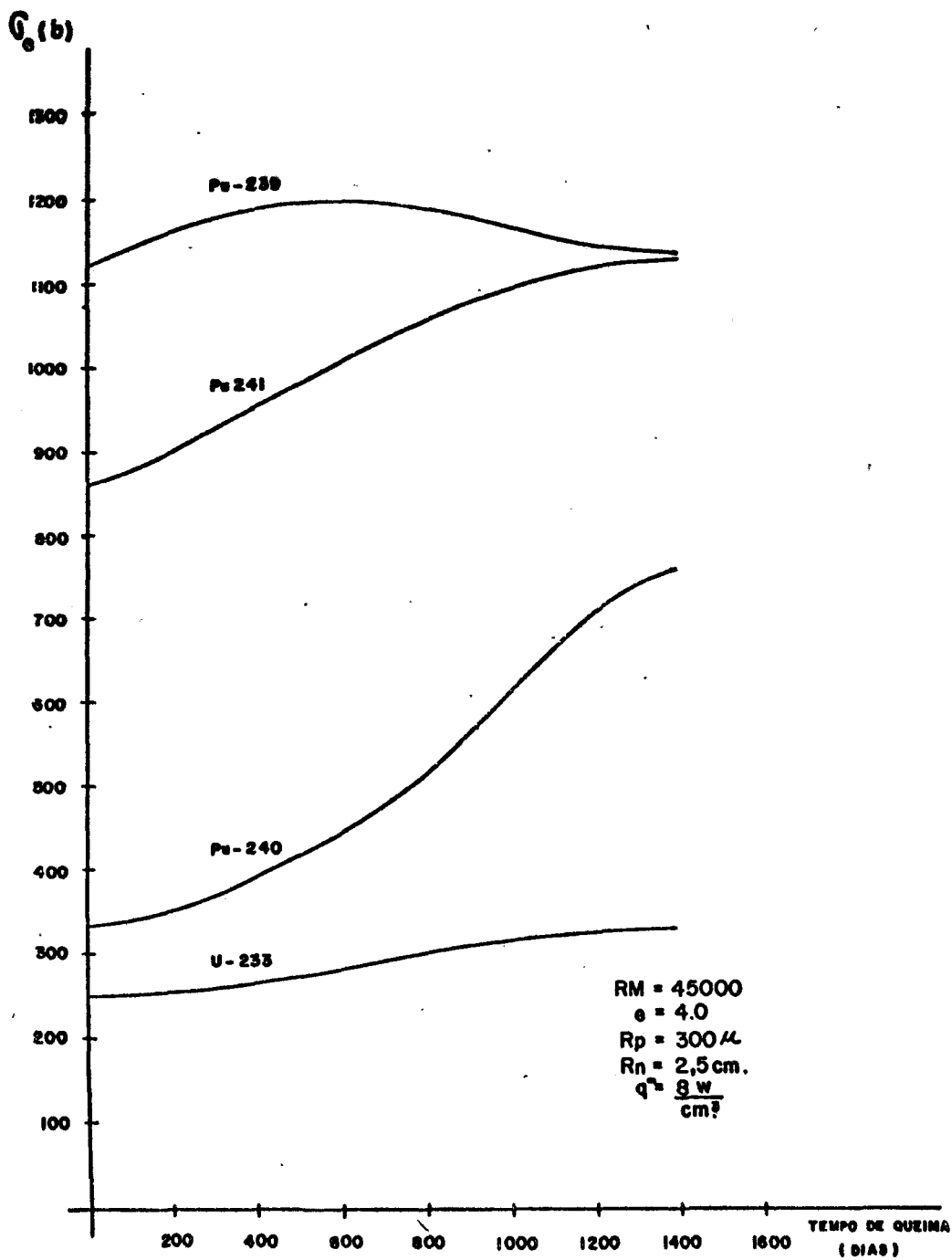


Fig. 3-17 — Variação das seções de choque efetivas da célula com a queima.

BALANÇO DE NÊUTRONS
(% DE FISSÃO)

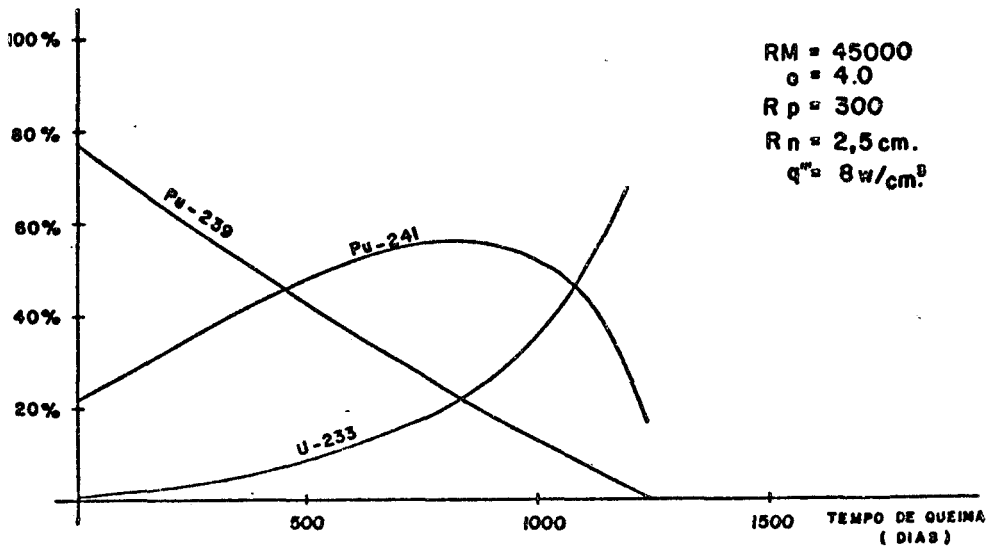


Fig. 3.18 — Variação da distribuição percentual das fissões com a queima .

BALANÇO DE NÊUTRONS
(% DE ABSORÇÃO)

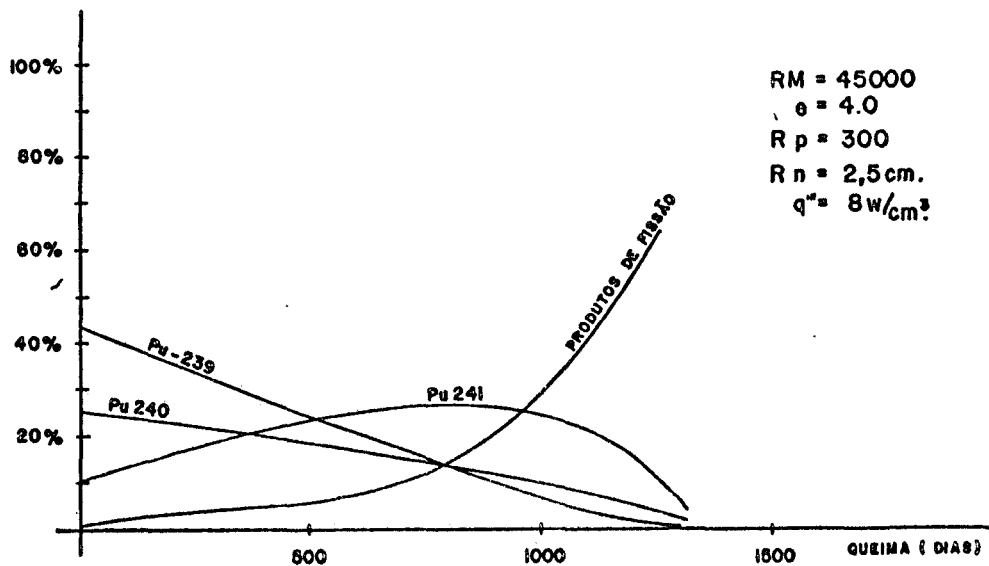


Fig. 3.19 — Variação da distribuição percentual das absorções com a queima .

centual das fissões onde nota-se a rápida queda da fração de fissão no Pu-239 e o aumento da fração de fissões no Pu-241 até 800 dias quando este último começa a declinar também. Neste instante, a célula deixa de ser crítica pois o aumento relativo das fissões do U-233 não compensa o decréscimo absoluto das fissões de Pu-241, pois a quantidade total de U-233 na célula é demasiadamente pequena.

Na Fig. 3.19, podemos acompanhar a variação da distribuição percentual das absorções no decorrer da queima, notando que após 800 dias, quando a célula é justo crítica, ocorre a intersecção das curvas do Pu-239, Pu-240 e dos produtos de fissão. Esta intersecção coincide com o ponto de máximo da curva de absorção do Pu-241.

4. CÁLCULO DOS PARÂMETROS NEUTRÔNICOS DO REATOR

4.1- Introdução

Este capítulo trata do cálculo dos parâmetros neutrônicos do reator durante vários ciclos de operação desde o início com o caroço novo até o ciclo de equilíbrio (ciclo a partir do qual o comportamento do reator repete-se no tempo, i.é., depois de uma recarga, o comportamento das várias variáveis do reator é igual ao do ciclo anterior). Foi gerado, também, a distribuição de densidade de potência para o cálculo termohidráulico do reator.

A potência térmica do reator foi fixado em 3000 MWt, a temperatura de saída do refrigerante hélio em 950°C e o recarregamento do combustível feito segundo o esquema OTTO.

Para a análise da neutrônica do reator OTTO-HTR, as seguintes variáveis foram consideradas: parâmetros geométricos do caroço do reator; administração do combustível; programação das barras de controle e características do elemento combustível. (Neste tipo de reator não necessitamos de veneno queimável porque a densidade de potência tende a se tornar equidistribuído automaticamente). O efeito sobre o comportamento neutrônico causado pelas barras de controle pode ser desprezado sem alterar significativamente os resultados.

4.2 - Definição da Geometria do Caroço

Os seguintes parâmetros geométricos influem nas características do comportamento neutrônico do reator.

- a) Relação entre a altura e o raio do cilindro para um dado volume do caroço do reator.
- b) Espessura dos refletores axiais e radial .
- c) Dimensão das várias zonas radiais do caroço para simulação do movimento das esferas combustíveis.

Para a determinação da relação entre a altura e o raio do cilindro do caroço de um reator OTTO-HTR consideramos dois critérios divergentes que são: a fuga de nêutrons do caroço e a perda de carga do refrigerante hêlio. As fugas de nêutrons estão ligadas diretamente com o valor do "buckling" do reator, e pode ser mostrado que, para um dado volume do caroço , o valor desse "buckling" que minimiza a fuga de nêutrons do sistema pode ser dado por : / 8 /

$$B^3 = \frac{148}{V_R} \quad \text{Eq. 4.1} \quad \text{onde } V_R = \text{volume total do reator.}$$

Por outro lado, o "buckling" para um reator cilíndrico sem refletor pode ser escrito como:

$$B^2 = \left(\frac{2,405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2 \quad \text{Eq. 4.2}$$

Onde, R = raio e H = altura do caroço do reator.

A relação que minimiza a fuga é:

$$R = 0,55 H \quad \text{Eq. 4.3}$$

A equação 4.3 é a relação que minimiza as fugas de nêutrons mas, na contrapartida, a perda de carga do refrigerante hélio torna-se grande como mostrou o cálculo termohidráulico. Numa primeira aproximação, concluiu-se que a perda de carga varia com o cubo da altura do caroço.

Torna-se, portanto, necessário uma otimização entre os dois parâmetros, o que somente pode ser feito através de um extenso cálculo iterativo envolvendo a neutrônica do caroço e a sua termohidráulica. A fim de simplificar os cálculos adotou-se o resultado obtido dos estudos da KFA (Centro Nuclear de Juelich, Alemanha Ocidental) sobre o OTTO-HTR alimentado por urânio, que forneceram a seguinte relação: / 6 /

$$R = 0,94 H \quad \text{Eq. 4.4}$$

Pode-se notar através desta relação que para um mesmo volume do caroço, a melhor altura é menor do que aquela que nos daria a mínima fuga, o que indica a importância do compromisso com a perda de carga.

O cálculo do volume foi feito diretamente através da relação entre potência térmica total (3000 MWt) e a densidade de potência média do reator (W/cm^3) considerada nos cálculos celulares do capítulo anterior.

Por outro lado, a espessura do refletor deve ser igual ou maior do que duas vezes o compromisso de difusão (L) dos nêutrons térmicos no material do refletor para que o albedo do refletor (número de nêutrons incidentes/número de nêutrons refletidos) seja próximo de um. O comprimento de difusão de nêutrons térmicos em grafita pura é da ordem de 50 cm, donde a espessura mínima do re-

fletor de grafita deve ser da ordem de um metro.

A Tabela 4.1 apresenta as principais dimensões do caroço adotadas para esse estudo.

Volume ativo do caroço	$3,75 \times 10^8 \text{ cm}^3$
Altura média ativa do caroço	505 cm
Raio ativo do caroço	486 cm
Espessura do refletor radial	100 cm
Espessura do refletor axial superior	150 cm
Espessura do refletor axial inferior	124 cm

É mister notar que, no sentido axial esse reator apresenta tres pontos por onde as esferas de combustível são extraídas do caroço. Nesses pontos ocorrem um afunilamento cônico do caroço. Da mesma forma, na parte superior do caroço, as esferas formam acumulações cônicas nos pontos onde são introduzidas as esferas. Para um reator de 3.000 MWt existem 42 pontos de inserção das esferas na parte superior. Portanto, para o cálculo de neutrônica o reator é "cilindrizado" e, a altura ativa representa uma média equivalente.

Como já foi mencionado no capítulo 2, o movimento das esferas combustíveis nas regiões mais periféricas é consideravelmente mais lenta do que nas regiões mais centrais. Essa diferença no movimento influencia a queima das esferas de combustível. Para simular este efeito, durante o cálculo

do reator, foi proposto um modelo para simulação numérica, o que pode ser visto na Fig. 4.1 / 16 /.

O caroço do reator é dividido em quatro cilindros concêntricos. O cilindro central e as tres regiões anulares externas são de igual volumes. Estes, por sua vez, são divididos em várias regiões na direção axial. As alturas destas regiões axiais são diferentes para simular as diferentes velocidades de descida das esferas combustíveis. Na cilindro concêntrico central a altura é maior porque a velocidade de uma esfera nesta região é maior. As alturas vão diminuindo a medida que se afasta do centro para a periferia onde as velocidades de descida das esferas são menores. O tempo de percurso das esferas através de cada divisão axial é o mesmo para todas as divisões.

Foi ignorado as formações cônicas na parte inferior do caroço, cujo volume foi substituído por um trecho reto cilíndrico equivalente. Além disso, o volume vazio existente entre o caroço ativo e o refletor superior foi substituído por uma região refletora de grafita diluída equivalente.

4.3 - O Elemento de Combustível

O combustível que foi utilizado nos cálculos do reator é aquele resultante dos estudos paramétricos celulares do capítulo anterior. Apresentaremos aqui um resumo das suas características que estão mostradas na Tabela 4.2.

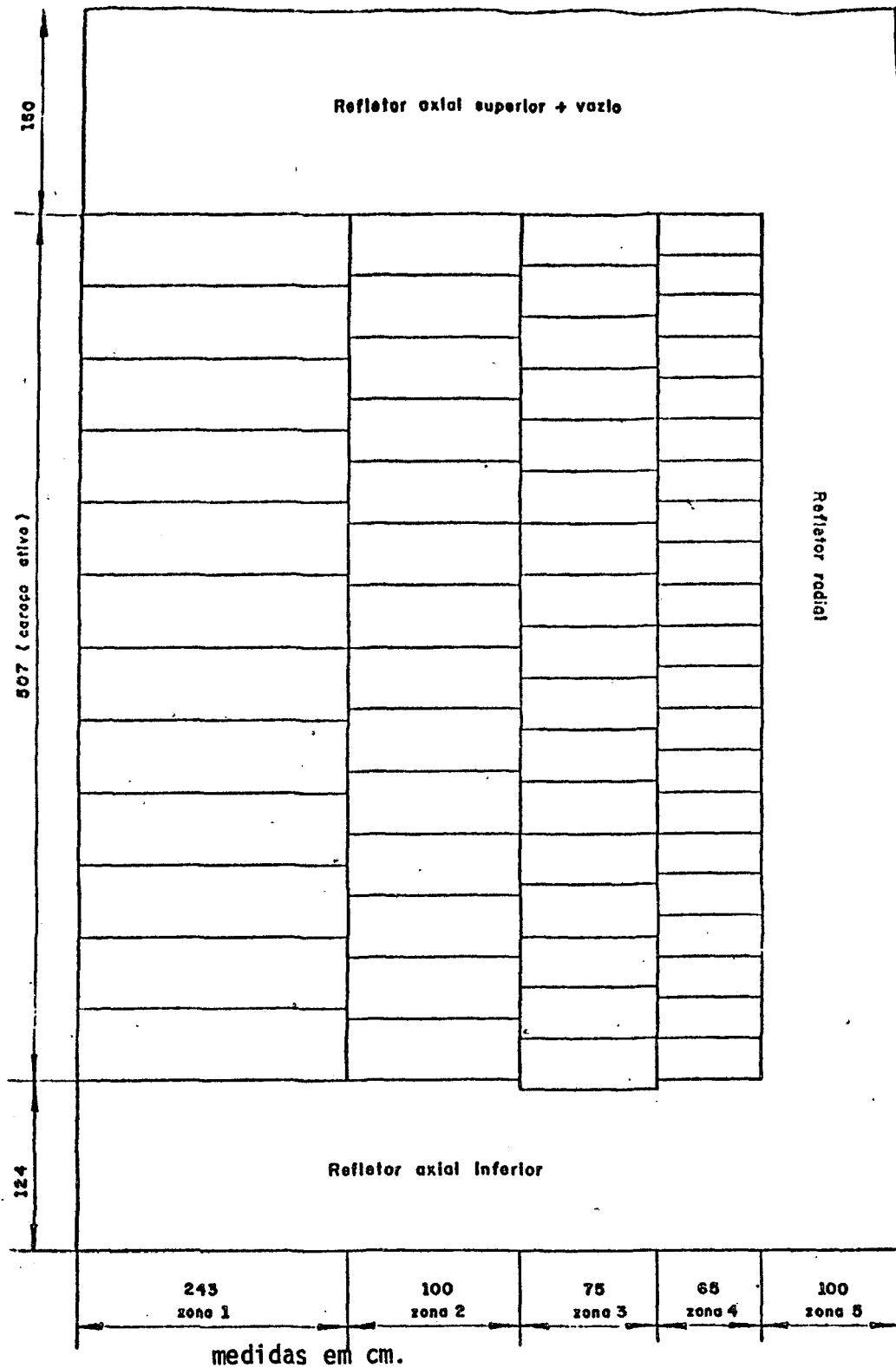


Fig. 41 — Modêlo para simulação numérica do caroço do reator OTTO-HTR ($\frac{1}{2}$ do caroço)

Parâmetro	valor	Unidade
1 Diâmetro externo de esfera combustível	6,0	cm
2 Diâmetro do núcleo de combustível	5,0	cm
3 Raio da partícula de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$	300	μ
4 Espessura do revestimento de carbono pirolítico da partícula de combustível	100	μ
5 Número de partículas por esfera combustível	510	-
6 Densidade de potência média	8	W/cm^3
7 Tempo de residência para densidade de potência dada	1400	dias
8 Massa de Th-232	0,408	g
9 Massa de plutônio (físsil)	0,074	g
10 Massa de plutônio (total)	0,105	g
11 Massa de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$	0,683	g
12 Massa de grafita	192,43	g
13 Massa total da esfera combustível	193,01	g
14 Razão de moderação (RM)	45.000	-
15 Relação de enriquecimento (e)	4,0	-

4.4 - Administração Interna de Combustível

A administração interna de combustível para reatores OTTO-HTR se torna bastante simplificada devido às características de seu recarregamento e pode ser resumidamente descrito por dois parâmetros: a frequência de recarregamento e o enriquecimento do combustível (Razão de moderação e/ou relação de enriquecimento).

O reator OTTO-HTR não possui complicados esquemas de trocas de combustíveis entre diferentes regiões do caroço como os seus congêneres, pois

acoplamento ótimo entre o fluxo de nêutrons, concentração do isótopo físi-
1 e a densidade de potência ocorre automaticamente.

O cálculo dos parâmetros neutrônicos desse reator é feito to-
ndo-se a divisão do caroço em cilindros concêntricos e regiões planas, no
ntido axial, conforme descrito acima.

O combustível é colocado no caroço do reator pelo topo, nas qua-
o diferentes regiões cilíndricas concêntricas, uma vez em cada ciclo. O
mbustível localizado nestas regiões na parte superior do caroço desce pa-
uma região imediatamente abaixo após um tempo de queima pré-fixado. O com-
stível dessas últimas regiões, por sua vez, desce uma etapa para baixo. E
sim, consecutivamente, até que o combustível localizado nas regiões mais
feriores do caroço seja descarregado do reator.

A vazão de combustível, carregado e descarregado em cada ciclo,
rresponde ao volume de cada região axial de cada cilindro concêntrico.

No nosso estudo, consideramos apenas um tipo de elemento de
mbustível e, portanto, o único parâmetro variável na administração do com-
stível foi a frequência de recarregamento.

Para uma dada altura do reator (já definida no item 4.2) a fre-
quência de recarregamento interfere principalmente na distribuição axial da
densidade de potência. De acordo com os resultados dos cálculos, que serão -
ostrados mais adiante, para intervalos de recarga de ordem de 100 dias a
densidade de potência tende a se acumular nos dois primeiros metros do caro-
ço, produzindo um pico de densidade de potência nesta região enquanto que a

partir da metade da altura do caroço a densidade de potência é praticamente zero. Este efeito é indesejável pois acarreta a ocorrência de valores máximos de densidade de potência superiores ao limite de potência permitível por esfera combustível que é da ordem de 5,0 KW/esfera /14 /, além de inutilizar a zona inferior do caroço.

Em contrapartida, se a frequência de recarregamento é grande (50 dias por recarga), o combustível que é descarregado não ficará totalmente queimado fazendo com que seja preciso recirculá-lo outra vez no caroço. Este fato faria com que nos desviássemos do conceito OTTO de recarga em que o combustível atinge uma queima máxima em uma única passagem através do caroço. Os resultados indicaram que o intervalo de recarga deve ser de 70 dias para obtermos uma queima satisfatória do combustível fissil inicial além de um perfil de distribuição de densidade de potência adequada.

4.5 - Método de Cálculo

Os cálculos do reator foram feitos com o programa CITATION que resolve equações de difusão em multigrupos por diferenças finitas. O programa apresenta recursos para cálculo de queima e também para simulação de administração interna de combustível. No Apêndice A é apresentada uma descrição do programa, assim como a Listagem do conjunto de cartões de entrada que poderá servir de referência para futuros estudos.

Como já foi mostrado no capítulo 3, o espectro de nêutrons e as secções de choque efetivas variam sensivelmente com as concentrações isotópi

picas durante a queima. Além disso, o comportamento neutrônico das várias partes do caroço depende também da temperatura do combustível naquela região que no presente caso pode variar de 250°C a 1250°C.

Em um cálculo rigoroso, a atribuição de um conjunto de seções de choque a uma determinada região do caroço deve levar em consideração - tanto a variação da concentração isotópica como a temperatura do combustível naquela região. No nosso caso, consideramos apenas a temperatura média dos elementos de combustível (800°C) durante o cálculo das seções de choque efetivas como representativa para todos os combustíveis. O erro cometido nesta simplificação pode ser avaliado pelo resultado de cálculo do coeficiente negativo de temperatura (cap. 3) onde, para o elemento de combustível que estamos utilizando, é da ordem de $\alpha = 5 \times 10^{-5} \Delta K / ^\circ C$. Para os cálculos estáticos do reator como é o nosso caso, a componente negativa da criticalidade é compensada pela positiva, e o erro pode ser desprezado.

A variação das seções de choque efetivas com a queima foi porém considerado. Utilizamos os resultados da queima zerodimensional (item 3.5) obtidos com o programa CITHAM que possibilitou gravar em um arquivo do computador 15 conjuntos de seções de choque, para cada 100 dias de queima durante todo o tempo de residência do combustível no caroço do reator. A necessidade de acompanharmos as mudanças nas seções de choque, só ocorre durante a fase de transição entre o início de operação e o ciclo de equilíbrio, pois, após esta última, não mais ocorrem variações nas concentrações e os conjuntos de seções de choque assim atribuídos permanecerão invariáveis subsequentemente.

Cuidado especial deve ser tomado na escolha do número de "nós" (mesh-points) no cálculo das equações de difusão, pois um número pequeno de nós resultará na obtenção de fluxos de nêutrons negativos, interrompendo-se o cálculo iterativo. Isto é causado pelas incoerências que surgem no modelo numérico do CITATION proveniente do fato do combustível de plutônio ser um forte absorvedor.

Em contrapartida, um número excessivo de nós também não é recomendável pois consumiria um tempo exagerado de computação, tornando-se necessário, portanto, uma escolha criteriosa do número de nós.

Nos nossos cálculos foi utilizada uma geometria cilíndrica, axisimétrica composta de uma malha de nós de 75 x 35 pontos e limitou-se o número de iterações em 60, o que consumiu um tempo de processamento de aproximadamente 8,5 minutos por ciclo, onde cada ciclo representou uma recarga e descarga de combustível.

4.6 - Resultado dos Cálculos

As principais características do ciclo de equilíbrio estão resumidas na Tabela 4.3 e Tabela 4.4 mostradas abaixo:

Tabela 4.3 - Dados gerais do ciclo de equilíbrio

Fator de multiplicação médio (Keff)	1,04
Queima média do combustível (Burnup)	120.000 MWD/t
Tempo de residência média do combustível	1.120 dias
Razão de conversão	0,55
Enriquecimento médio do caroço ($N_{\text{fissil}}/N_{\text{metal pesado}}$)	7,4%
Fator de pico de potência ($q'''_{\text{máx.}}/q'''_{\text{médio}}$)	3,1
Potência específica	2,39 MWt/kg fissil
Fluência média de nêutrons rápidos (>0,1 MeV)	$2,2 \times 10^{21}$ nvt
Máxima fluência de nêutrons rápidos no refletor (> 0,1 MeV)	$1,9 \times 10^{21}$ nvt
Máxima potência por esfera combustível	2,8 KW/esfera

As verificações experimentais já realizadas com combustíveis esféricos irradiados em reatores indicaram que para valores de fluência de nêutrons rápidos de até $8,5 \times 10^{21}$ nvt os danos estruturais causados por nêutrons de altas energias não eram significativos. Do ponto de vista térmico a potência máxima admitida por esfera é de 5,7 KW. Notamos, portanto, que os valores correspondentes para o reator calculado estão abaixo dos limites permissíveis.

Tabela 4.4 - Massa total dos isótopos pesados no caroço na metade do ciclo de equilíbrio

Isótopo	Massa (kg)
Pu-239	505,43
Pu-240	368,20
Pu-241	430,98
Pu-242	427,11
U -233	309,77
Th-232	14.445,10
U -235	5,93
Total (físsil)	1.284,78
Total (pesado)	16.497,52

Embora nossos estudos não tenham sido dirigidos no sentido de obtermos uma alta conversão de tório em U-233 podemos notar pela Tabela 4.5 que a quantidade desse último elemento presente no combustível descarregado é significativo; resultado da alta potencialidade deste reator para conversão de Th-232 em U-233. Notamos também, que as necessidades de recarga deste reator OTTO-HTR (2,54 kg/dia de Pu físsil) é aproximadamente igual a produção diária de plutônio de um PWR de 1300 MWe (2,2 kg/dia de Plutônio físsil). Portanto, visualiza-se a possibilidade de construir um sistema simbiótico em que para cada PWR exista um OTTO-HTR para queimar o plutônio produzido.

Na Figura 4.1 podemos ver a distribuição axial do fluxo de nêutrons ao longo do eixo central do reator, para os quatro grupos de energia. A divisão de energias dos quatro grupos de energia pode ser visto na Tabela 4.6.

Grupo	Limite superior	Limite inferior
1	10 MeV	1,05 MeV
2	1,05 MeV	9,12 KeV
3	9,12 KeV	0,625 eV
4	0,625 eV	0

Na Figura 4.2 é mostrado a variação radial do fluxo de nêutrons para os quatro grupos de energia, numa cota situada a 330 cm a a partir do topo do refletor axial superior.

Tabela 4.5- Resumo dos parâmetros de administração interna do combustível					
Carga de combustível (kg/ dia)					
Isótopo	Zona 1	Zona 2	Zona 3	Zona 4	Total
Pu-235	0,65	0,56	0,46	0,37	2,04
Pu-240	0,28	0,24	0,19	0,16	0,87
Pu-241	0,16	0,14	0,11	0,09	0,50
Th-232	4,45	3,81	3,14	2,54	13,94
Total	5,54	4,75	3,90	3,16	17,35
Descarga de combustível (kg/ dia)					
Isótopo	Zona 1	Zona 2	Zona 3	Zona 4	Total
Pu-239	0,009	0,008	0,007	0,004	0,028
Pu-240	0,033	0,029	0,026	0,019	0,107
Pu-241	0,048	0,041	0,034	0,021	0,144
Pu-242	0,158	0,132	0,101	0,073	0,464
Th-232	4,155	3,568	2,945	2,378	13,046
U -233	0,123	0,099	0,079	0,065	0,366
Total	4,526	3,877	3,192	2,600	14,155
	Zona 1	Zona 2	Zona 3	Zona 4	Total
Número total de esferas	506.758	506.758	506.758	506.758	2.027.000
Carga (descarga) de esferas por dia	603	517	425	345	1891
Tempo de residência da esfera (dias)	840	980	1190	1470	média 1120

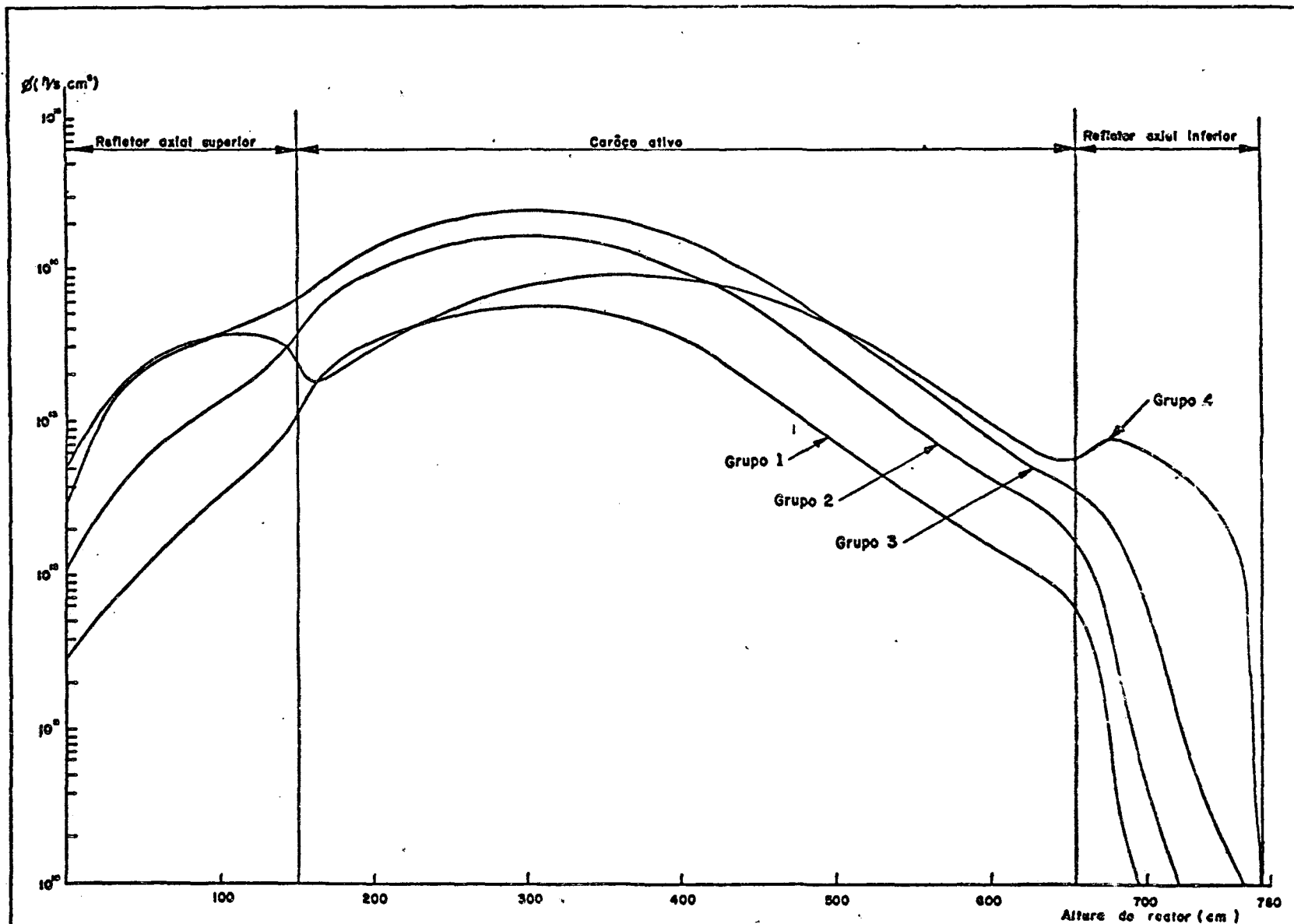


Fig. 4.1 — Distribuição axial do fluxo de neutrons para 4 grupos de energia no eixo central do reator (ciclo de equilíbrio).

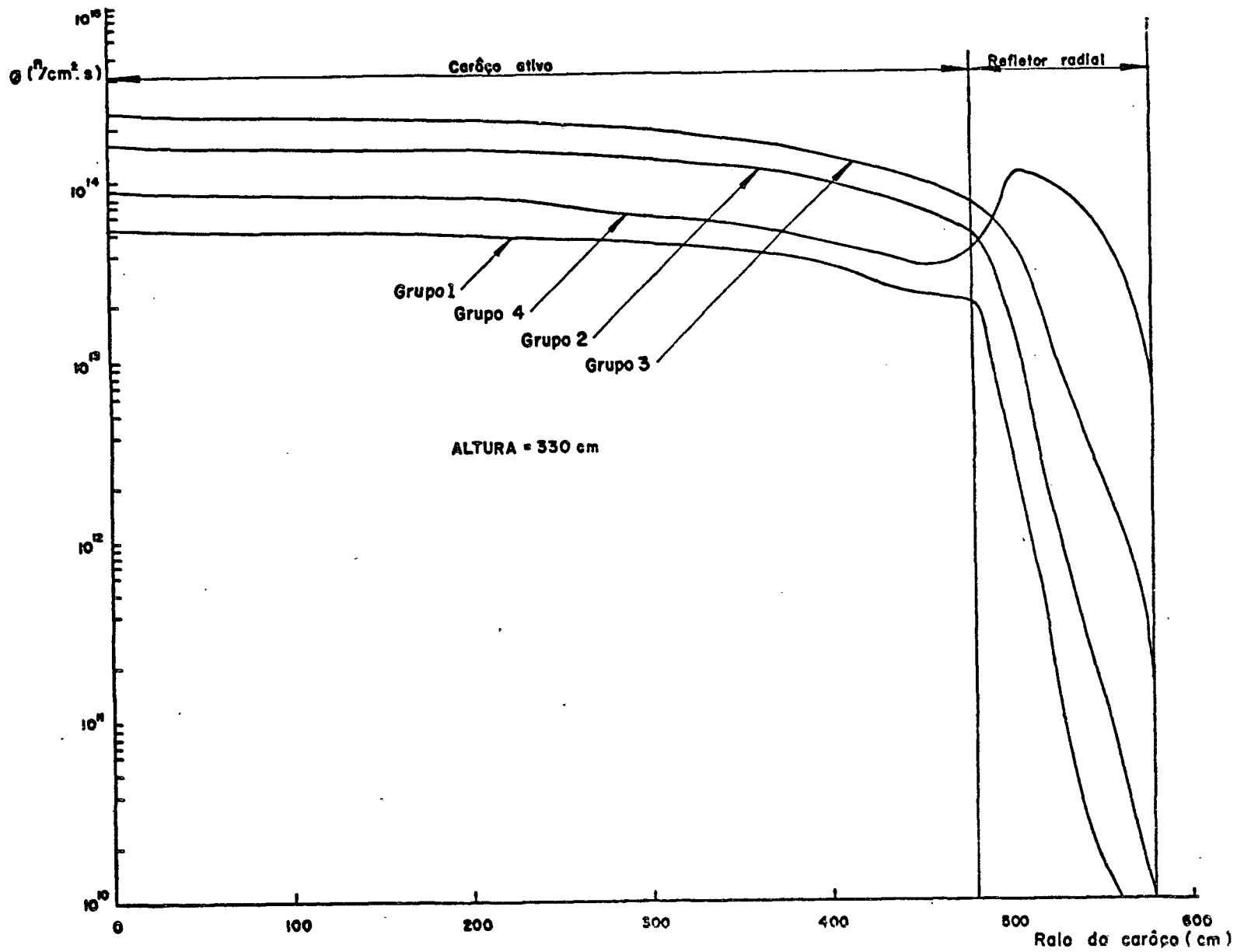


Fig. 4.2 — Variação radial do fluxo de neutrons para 4 grupos de energia .

Na Figura 4.3 estão mostradas as variações das concentrações isotópicas dos metais pesados no centro do reator ao longo da direção axial.

Na Figura 4.4 são mostradas as variações axiais das concentrações dos venenos no eixo central do reator.

Na Figura 4.5 podemos ver a variação axial da densidade de potência para tres posições radiais diferentes.

Finalmente, podemos ver na Figura 4.6 a variação do fator de multiplicação efetivo desde o primeiro ciclo até o ciclo de equilíbrio que ocorreu aproximadamente após 8 ciclos (560 dias) -

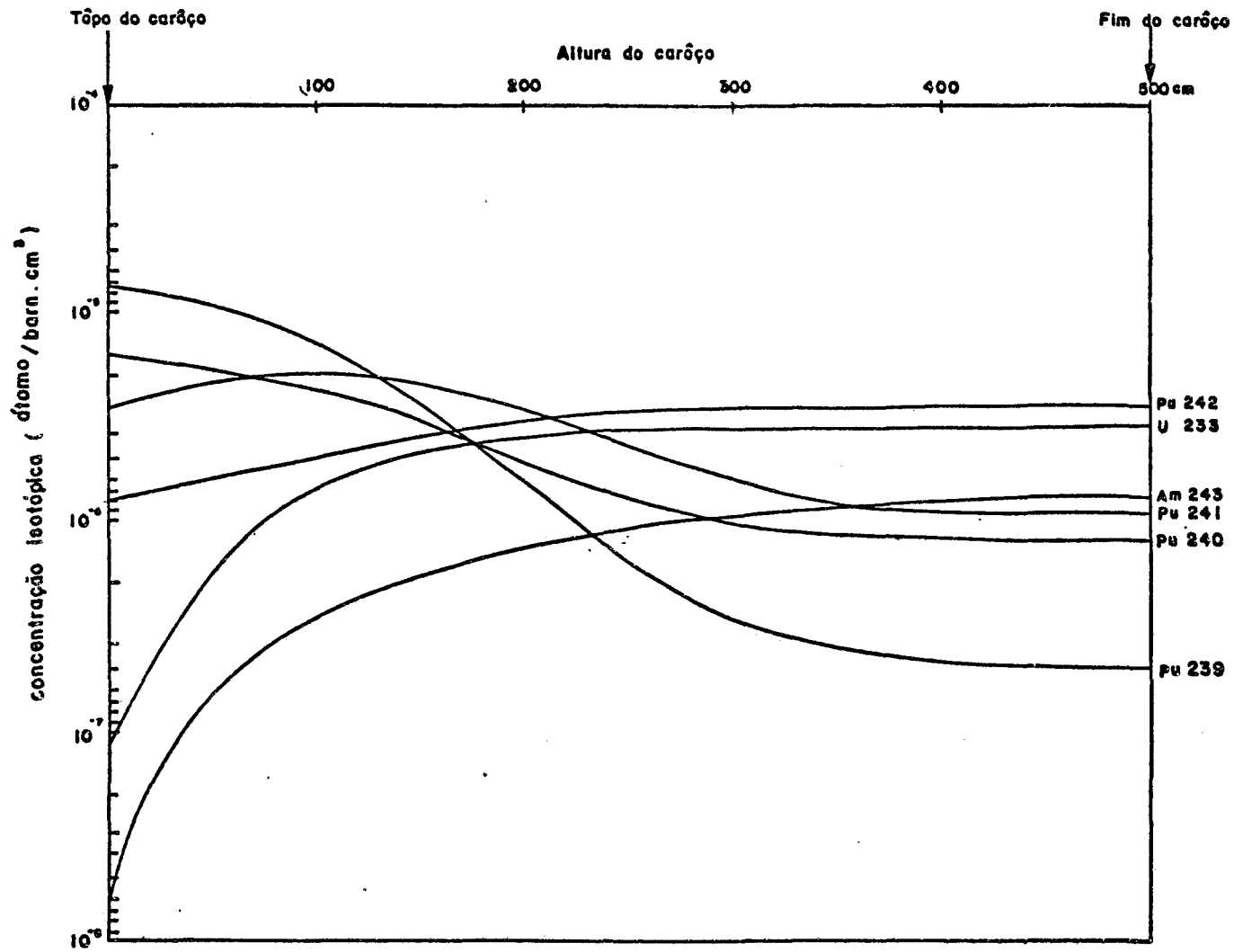


Fig. 4.3 - Variação axial das concentrações atômicas dos isótopos pesados no eixo central do núcleo .

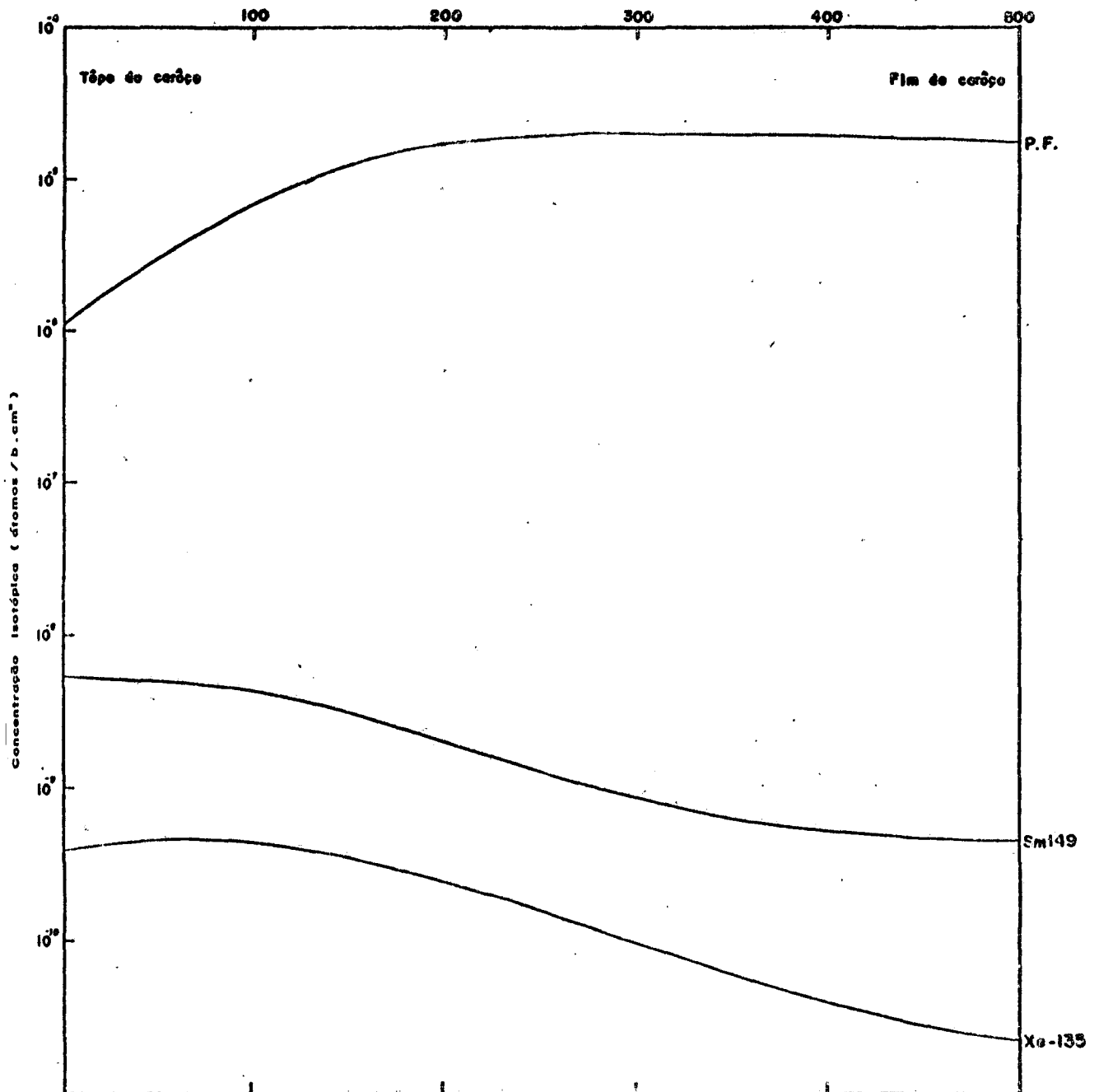


Fig.4.4 — Variação axial da concentração dos venenos no eixo central do reator.

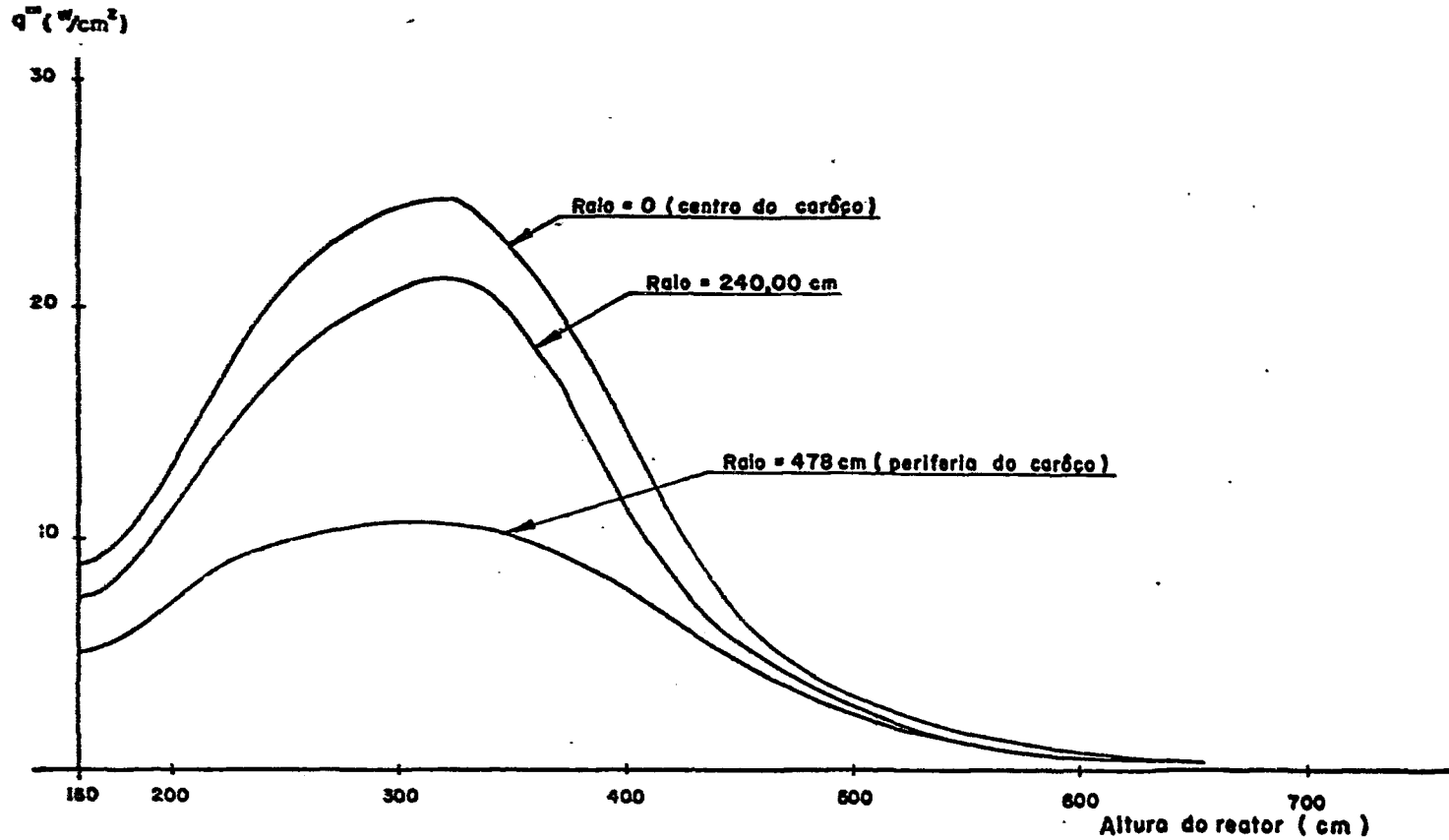


Fig. 4.5 - Variação axial no reator de densidade de potência.

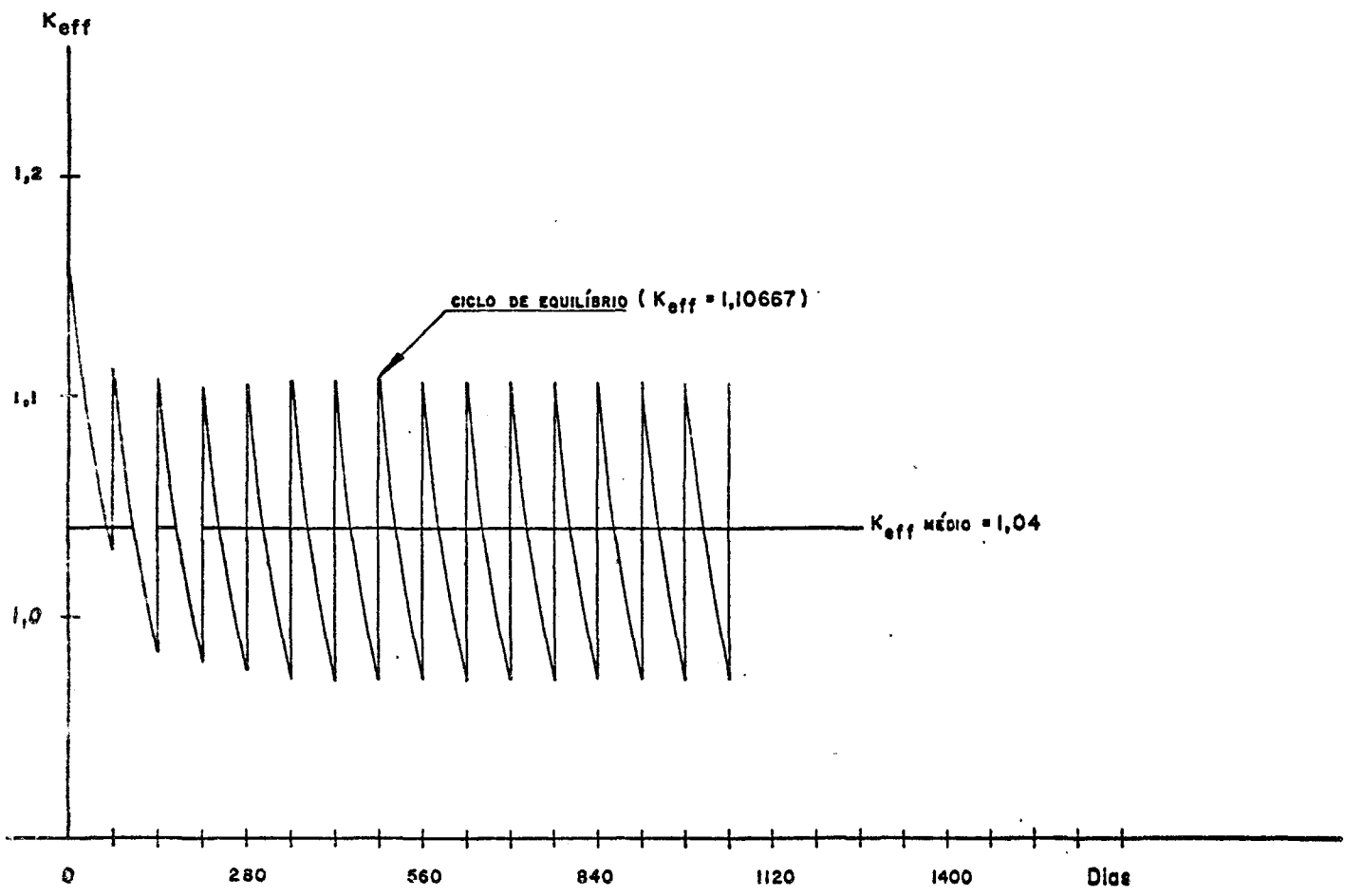


Fig.4.6 - Variação do fator de multiplicação efetivo ao longo dos ciclos de recarga .

5. CÁLCULO TERMOHIDRÁULICO DO REATOR

5.1- Introdução

Este Capítulo trata do comportamento termohidráulico do reator OTTO-HTR cujo caroço ativo é composto por um leito fluidizado de esferas combustíveis e através dos vazios existentes entre as esferas flui o refrigerante hélio.

Os seguintes parâmetros influem no comportamento termohidráulico do reator OTTO-HTR:

- a) Geometria do caroço e do elemento de combustível.
- b) Condições termodinâmicas do refrigerante hélio.
- c) Distribuição espacial da densidade de potência.
- d) Propriedades físicas do refrigerante hélio e dos componentes da esfera combustível (grafita e $\text{ThO}_2 + \text{PuO}_2$).

Nesta etapa do estudo, tanto a geometria do caroço como do elemento de combustível já foram definidos nos capítulos anteriores. A presente análise tem por finalidade calcular os parâmetros termohidráulicos do reator e verificar a viabilidade técnica desses parâmetros em consonância com a neutrônica do reator. A viabilidade pode ser analisada por critérios associados a vínculos tecnológicos como a temperatura máxima admissível nas partículas de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$ e o

máximo gradiente de temperatura possível de ser suportado pela esfera e partícula de combustível dentro do presente estado de arte de fabricação desses combustíveis. Outro importante vínculo é a fração da potência térmica total necessária para manter circulando o refrigerante hélio (potência de bombeamento).

Experiências realizadas com partículas de óxidos de metal pesado (UO_2 , PuO_2 , ThO_2) mostraram que as partículas não apresentavam problemas estruturais até uma temperatura de $1900^\circ C$. / 16 /.

Quanto a potência de bombeamento, tomamos como referência, para comparação, alguns valores típicos da relação (W_c/P_T), onde W_c é a potência de bombeamento e P_T é a potência térmica total, para os reatores refrigerados por gás já existentes, como está mostrado na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Potência de bombeamento típico de alguns reatores refrigerados por gás / 3 /					
Reator	Tipo	Refrigerante	Potência térmica (MWt)	Potência de bombeamento	W_c/P_T
Hinkley Point-B	AGR	CO_2	3000 MWt	120 MWt	4%
Peach Bottom	HTGR	He	115 MWt	3,45 MWt	3%
Fort St Vrain	HTGR	He	337 MWt	16,85 MWt	5%

A distribuição espacial da densidade de potência foi obtida a

partir dos cálculos dos parâmetros neutrônicos descritos no capítulo anterior e foi tomado a distribuição do ciclo de equilíbrio como referência para os cálculos termohidráulicos.

O refrigerante hélio possui características relativamente pobres de transferência de calor, necessitando grandes áreas de troca de calor e grandes vazões que podem resultar em excessivas perdas de carga durante o escoamento. Por outro lado, ele apresenta melhores características do ponto de vista neutrônico pois não absorve nêutrons nem tampouco se torna radioativo, o que o torna mais seguro. Além disso, o hélio permanece gasoso em toda faixa de temperatura de operação e pode operar em altas temperaturas sem necessidade de grandes pressões.

Para escoamento de gases através de um leito de esferas, a área de troca de calor é grande e as condições de turbulência são boas o que geralmente resulta em altos coeficientes de películas.

No nosso estudo, as variáveis de estado do hélio foram relacionadas pela equação da lei dos gases perfeitos e as demais propriedades do hélio foram obtidas das tabelas da referência / 17 /.

A condutibilidade térmica da grafita diminui com o aumento do tempo de irradiação por nêutrons rápidos e a sua variação situa-se na faixa de 0,16 - 0,31 (W/cm°C). Para os nossos cálculos usou-se o valor de 0,28 W/cm°C.

A condutibilidade térmica dos óxidos de metal pesado são baixos comparados com os valores correspondentes para os metais. A Ta-

bela 5.2 apresenta alguns valores da condutibilidade térmica dos óxidos de metal pesado ./ 3 /.

Temperatura (°C)	UO ₂	PuO ₂	ThO ₂
94	0,078	0,062	0,13
760	0,028	0,027	0,036
1000	0,022	0,022	0,029

Os valores dados na Tabela 5.2 são para materiais não irradiados, sendo que a condutibilidade térmica dos óxidos decresce com a queima. No caso de óxido de urânio em PWR, o decréscimo atinge a 60% do valor original. Nos nossos estudos utilizamos o valor de 0,024 W/cm°C para a condutibilidade do óxido misto PuO₂+ThO₂ durante toda a vida do combustível.

As condições termodinâmicas de entrada e saída do hélio no caroço foram definidas pelas características do circuito primário. No caso da utilização do hélio quente como fonte de calor para processos industriais, as temperaturas de entrada e de saída do caroço adotadas no projeto alemão do HTR são, respectivamente, 250°C e 950°C / 14 /.

5.2- Método de Cálculo

Para determinação das várias grandezas termohidráulicas que nos interessam, estabeleceu-se um modelo de procedimento de cálculo e, para sua execução, escrevemos um programa de computação que foi batizado HOTDOG.

Este programa resolve, especificamente, o problema termohidráulico de reatores tipo "pebble-bed", de leito cilíndrico, cujo refrigerante é hélio, a partir de uma distribuição de densidade de potência previamente calculado.

O modelo para o cálculo baseia-se em duas hipóteses principais :

a) O escoamento do fluido através dos vazios do leito de esferas pode ser representado pelo escoamento do fluido no interior de um duto cilíndrico equivalente. / 3 /.

b) Desprezou-se os efeitos de escoamento transversal e a vazão axial foi suposto constante no sentido radial do reator.

O diâmetro do cilindro equivalente pode ser calculado pela seguinte equação:

$$D_c = 4 \frac{\text{volume de vazio do caroço}}{\text{área superficial total das esferas}} = \frac{\alpha_p}{1,5(1-\alpha_p)D}$$

Eq. 5.1

onde, α_p = fração de vazio do caroço,

D = diâmetro externo da esfera combustível.

A vazão total no reator pode ser calculado pela seguinte equação:

$$\dot{m} = \frac{P_T 10^6}{C_p (t_s - t_e)} \quad \text{Eq. 5.2}$$

onde,

- \dot{m} = vazão total do hélio no caroço (kg/s)
- P_T = potência térmica total do caroço (MWt)
- C_p = calor específico a pressão constante do hélio (J/kg°C)
- t_s = temperatura de saída do hélio no caroço (°C)
- t_e = temperatura de entrada do hélio no caroço (°C)

5.2.1- Cálculo da Distribuição de Temperatura

Podemos calcular a distribuição de temperatura do hélio no reator pela Equação 5.3 abaixo, uma vez que a potência acumulada no refrigerante hélio ao longo do seu escoamento axial é dado proveniente do cálculo do reator realizado pelo programa CITATION.

$$t_f(r,z) = t_e + \frac{A_T \int_0^z q'''(r,z) dz}{\dot{m} C_p} \quad \text{Eq. 5.3}$$

onde,

- (r,z) = coordenadas de um ponto do caroço
- t_f = temperatura do fluido refrigerante (°C)
- $\int_0^z q'''(r,z) dz$ = potência acumulada no refrigerante (W/cm²)
- A_T = área total transversal do caroço (cm²)

Para a determinação da densidade de hélio, utilizamos a equação de estado para gases perfeitos:

$$\rho(r,z) = \frac{P \cdot M_H \cdot 10^4}{R^* [t_f(r,z) + 273,0]} \quad \text{Eq.5.4}$$

onde,

$\rho(r,z)$ = densidade do hélio (kg/cm³)

R^* = constante universal dos gases

M_H = massa molecular do hélio

P = pressão interna do caroço (bar)

Calculou-se , a seguir, os parâmetros adimensionais do escoamento a pressão constante .

$$Re(r,z) = \frac{G_e D_e}{\mu(r,z)} \quad \text{Eq.5.5}$$

onde,

G_e = vazão real por unidade de área (kg/s.cm²)

μ = viscosidade absoluta do hélio (kg/s.cm)

$Re(r,z)$ = número de Reynolds no ponto (r,z) e

$$Pr(r,z) = \frac{C_p \cdot \mu(r,z)}{K_H(r,z)} \quad \text{Eq.5.6}$$

onde,

K_H = condutibilidade térmica do hélio (W/cm C).

Robinson / 3 / sugeriu a seguinte correla o para o cálculo do coeficiente de película para escoamentos de gases em leitos de esferas:

$$h(r,z) = 0,43 G_e C_p Re(r,z)^{0,30} Pr(r,z)^{0,66} \quad \text{Eq.5.7}$$

Uma vez calculado o coeficiente de película, podemos resolver

a distribuição de temperatura dentro da esfera. A equação geral de condução de calor pode ser escrita como :

$$\nabla^2 T + \frac{q'''}{K} = \frac{1}{\alpha} \frac{dT}{dt} \quad \text{Eq.5.8}$$

O nosso problema pode ser esquematizado como está mostrado na Figura 5.1.

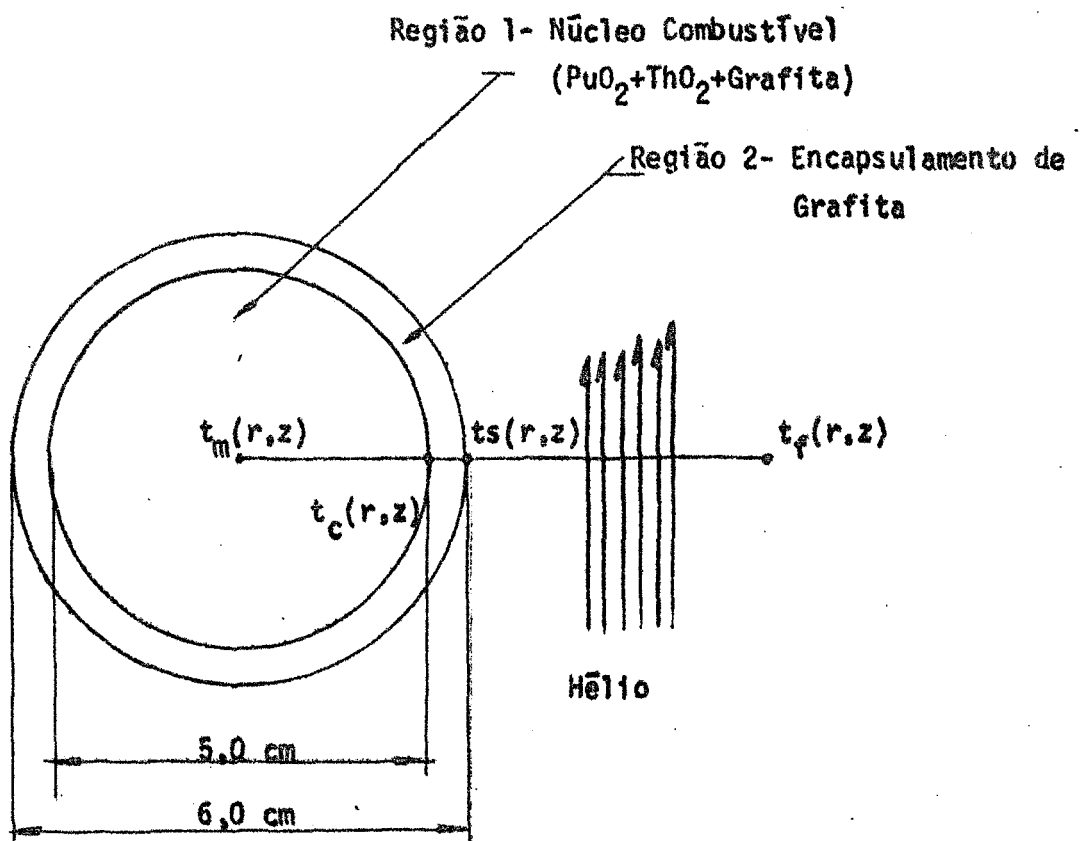


FIG. 5.1 -Esquema do modelo do problema de condução unidimensional em regime permanente na esfera combustível.

Na solução do problema de condução na esfera foram feitas as seguintes considerações:

1) O núcleo combustível (Região 1, Fig.5.1) foi considerado homogêneo, i.é, a potência gerada em cada ponto em todo o volume é constante, desprezando-se o caráter discreto da distribuição das partículas.

2) Para uma avaliação da temperatura na partícula, considerou-se a densidade de potência gerada por partícula, ou seja, a densidade de potência homogênea do núcleo combustível foi multiplicada pela relação entre o volume do núcleo e o volume total ocupado pelas partículas no núcleo. E, como condição de contorno, considerou-se a temperatura na superfície da partícula igual a temperatura no centro do núcleo combustível.

Então, em vista das duas considerações feitas acima, o problema de condução de calor em regime permanente na esfera pode ser dividida em dois: primeiro, a solução da equação geral de condução unidimensional com duas regiões (Fig.5.1) tendo como condição de contorno a temperatura do fluido hélio que circula em seu redor; segundo, a solução da equação geral de condução unidimensional para a partícula de (PuO_2+ThO_2) com a densidade de potência correspondente, tendo como condição de contorno a temperatura na superfície da partícula suposta ser igual a temperatura do centro do combustível, resultante do cálculo anterior.

A temperatura na superfície da esfera pode ser escrita como

sendo

$$t_s(r,z) = t_f(r,z) + \frac{q_H'''(r,z)}{h(r,z)} \frac{R_1^3}{R_2^3} \quad \text{Eq.5.9}$$

$$K_e = r_p^3 K_p K_c \left[\frac{1}{2R_p^2 K_p (R_p + r_p) + r_p R_p^2 K_c} \right] \quad \text{Eq. 5.12}$$

A Eq. 5.12 foi obtida, igualando-se o calor transferido por uma partícula homogênea e uma partícula heterogênea como pode ser visto na Figura 5.2.

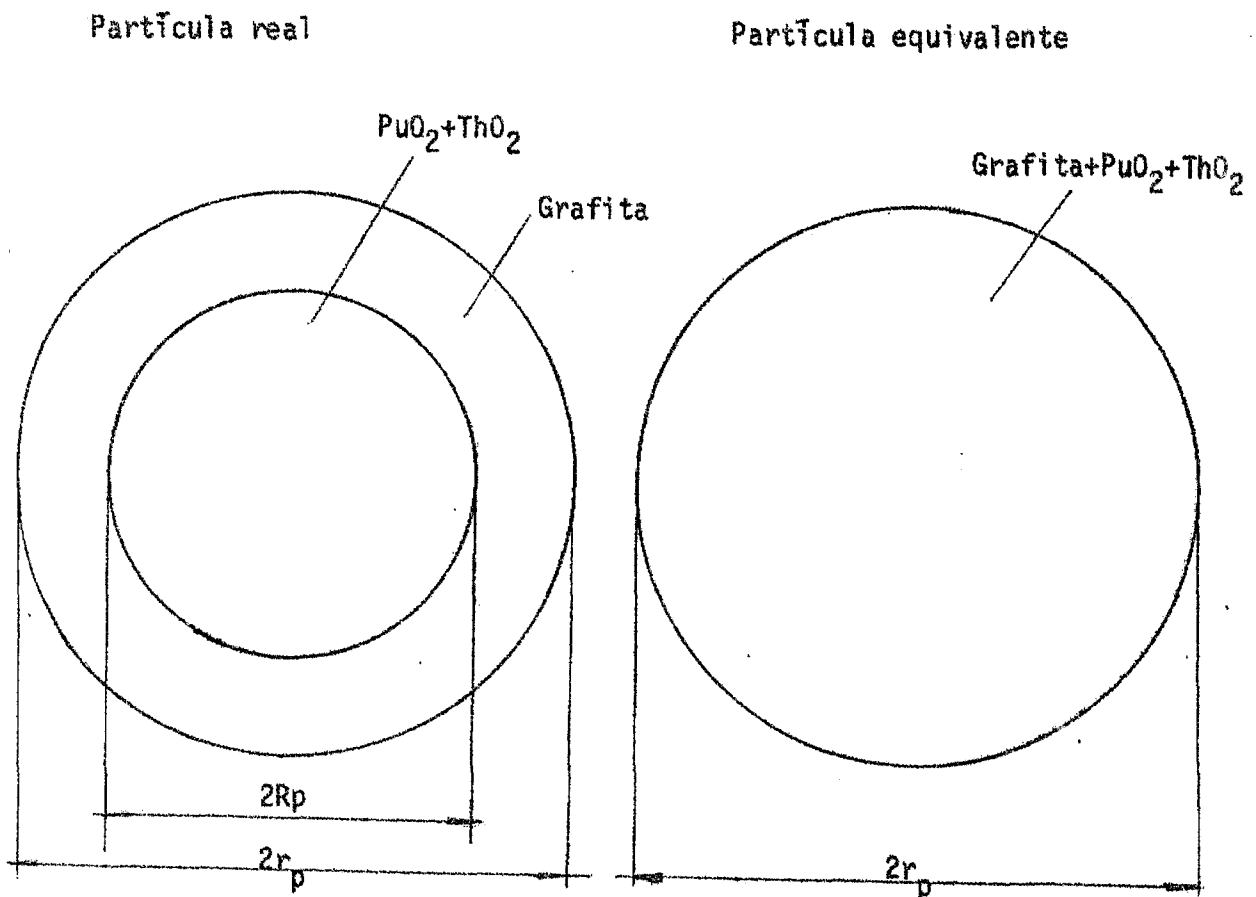


FIG.5.2 - Modelo para cálculo de condutibilidade equivalente do núcleo combustível.

Onde r_p é o raio, em centímetro, da partícula quando consideramos em sua volta uma camada de grafita correspondente ao volume total da grafita existente no núcleo da esfera dividido pelo número de partículas na esfera.

R_p = raio da partícula de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$, (cm).

K_p = condutibilidade térmica do óxido misto $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$, (W/cm°C).

Finalmente, podemos calcular a temperatura na partícula de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$:

$$t_p(r,z) = t_m(r,z) + \frac{q_p'''(r,z)R_p^2}{6K_p} \quad \text{Eq.5.13}$$

e

$$q_p'''(r,z) = q''' \frac{\text{volume do núcleo combustível}}{\text{H volume de uma partícula x número total de partículas}}$$

Eq.5.14

5.2.2 - Cálculo da perda de Carga e Potência de Bombeamento

A perda de carga para escoamento em dutos cilíndricos

pode ser expresso pela fórmula de Darcy :

$$\Delta_p(r) = \bar{f}(r) \frac{H_e}{D_e} \frac{G_e^2}{\rho^2(r)} \quad \text{Eq.5.15}$$

onde, Δ_p é a perda de carga em um duto de diâmetro D_e , expresso em bar.

$\bar{f}(r)$ é o coeficiente de atrito médio e que pode ser expresso por,

$$\bar{f}(r) = \frac{\int_0^H f(r,z) dH}{H} \quad \text{Eq.5.16}$$

e, segundo Robinson / 3 /, o coeficiente de atrito pode ser calculado para este caso pela expressão abaixo:

$$f(r,z) = \frac{67,5}{Re(r,z)^{0,27}} \quad \text{Eq.5.17}$$

Na equação 5.15, H_e é a altura equivalente, que segundo Carman / 3 / pode ser calculado por:

$$H_e = \sqrt{2H} \quad \text{Eq.5.18}$$

Uma vez calculada a perda de carga total no caroço, podemos calcular a potência de bombeamento necessária pela seguinte expressão:

$$W_c = \frac{\dot{m} C_p t_e}{10^6} \left[1 - \frac{1}{\left(\frac{P}{P-\Delta P}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right] \quad \text{Eq. 5.19}$$

onde, $\gamma = \frac{C_p}{C_r}$, relação entre calores específicos.

5.3 - Resultado dos Cálculos

Os principais resultados do cálculo termohidráulico, estão resumidos na Tabela 5.3

Tabela 5.3 - Características termohidráulicas do reator OTTO-HTR

Potência térmica do reator	3000 Mw
Altura ativa do caroço	510 cm
Raio ativo do caroço.....	485 cm
Densidade de potência média ($q'''_{\text{médio}}$)	8 W/cm ³
Fator de pico de potência ($q'''_{\text{máx.}}/q'''_{\text{médio}}$)	3,10
Fator de forma radial.....	1,56
Fator de forma axial.....	2,22
Máxima potência por esfera	2,8 Kw
Temperatura média de entrada do hélio no caroço....	2509C
Temperatura média de saída do hélio do caroço.....	10309C
Vazão total de hélio	825,29 kg/s
Pressão do hélio.....	40 atm
Perda de carga do refrigerante.....	1,5 atm
Potência de bombeamento do hélio.....	15,55 Mw
Temperatura máxima do refrigerante.....	12159C
Temperatura máxima na interface casca e núcleo da esfera.....	12199C
Temperatura máxima no centro da esfera combustível..	12239C
Temperatura máxima na partícula de PuO ₂ + ThO ₂	13829C
Máximo gradiente de temperatura na esfera.....	829C/cm
Máximo gradiente de temperatura na partícula.....	7609C/cm

Podemos notar que a temperatura máxima na partícula de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$ está abaixo do limite máximo permissível. Além disso, comparando-se a fração da potência térmica total do caroço que é necessário para circular o hélio através do reator OTTO-HTR (0,6%) com os valores apresentados na Tabela 5.1 notamos que está bem abaixo da média para os reatores refrigerados por gás. Embora não tenhamos considerado as perdas de carga nos dutos, mas apenas no caroço, o reator OTTO-HTR deve necessitar uma potência de bombeamento menor por causa da menor temperatura de entrada no caroço, relativamente pequena vazão fluxo refrigerante, e também da maior temperatura de saída do caroço do hélio. (Veja Eq. 5.19). Isto faz com que a potência de bombeamento deste reator seja menos sensível a aumentos de perda de carga do que em outros reatores. Na Fig. 5.3 podemos comparar a sensibilidade do reator OTTO-HTR para aumentos de perda de carga com a sensibilidade de um reator AGR de 3000 MWt (Hinckley Point-B).

Nas Figuras 5.4, 5.5, 5.6, 5.7 podemos ver a variação axial no reator da temperatura do refrigerante hélio, da temperatura entre o núcleo combustível da esfera e o revestimento de grafita, da temperatura no centro da esfera e da temperatura na partícula de $(\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2)$, respectivamente, para três posições radiais diferentes.

Em todas as curvas, podemos notar um comportamento comum que é a formação de um patamar nos últimos 150 cm do reator. Este fato é causado pelo rápido decréscimo da densidade de potência nesta região, causando por isso uma acentuada diminuição dos gradientes de temperatura que tende a zero nos últimos centímetros do reator como podemos verificar pela Figura 5.8.

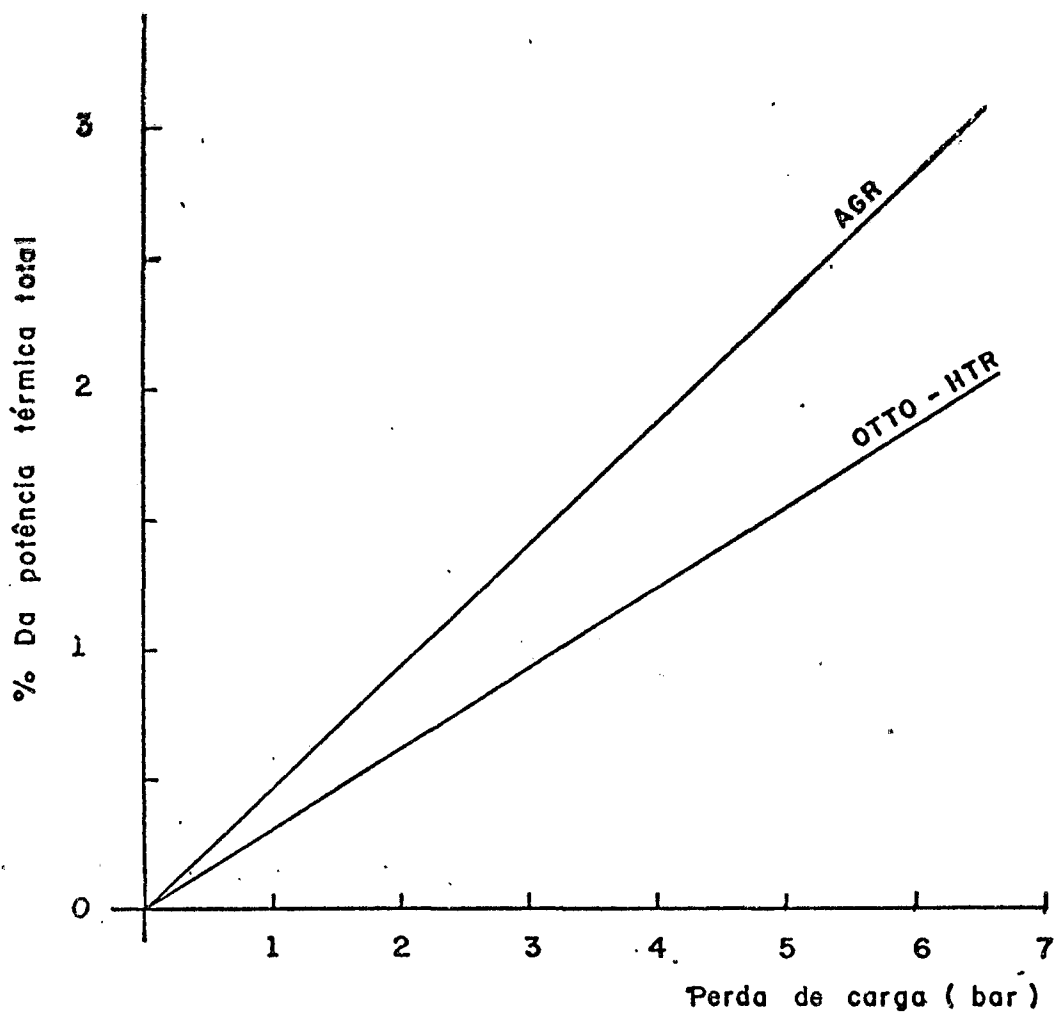


Fig. 5.3 - Porcentagem de potência térmica total do reator necessário para compressão do gás em função da perda de carga .

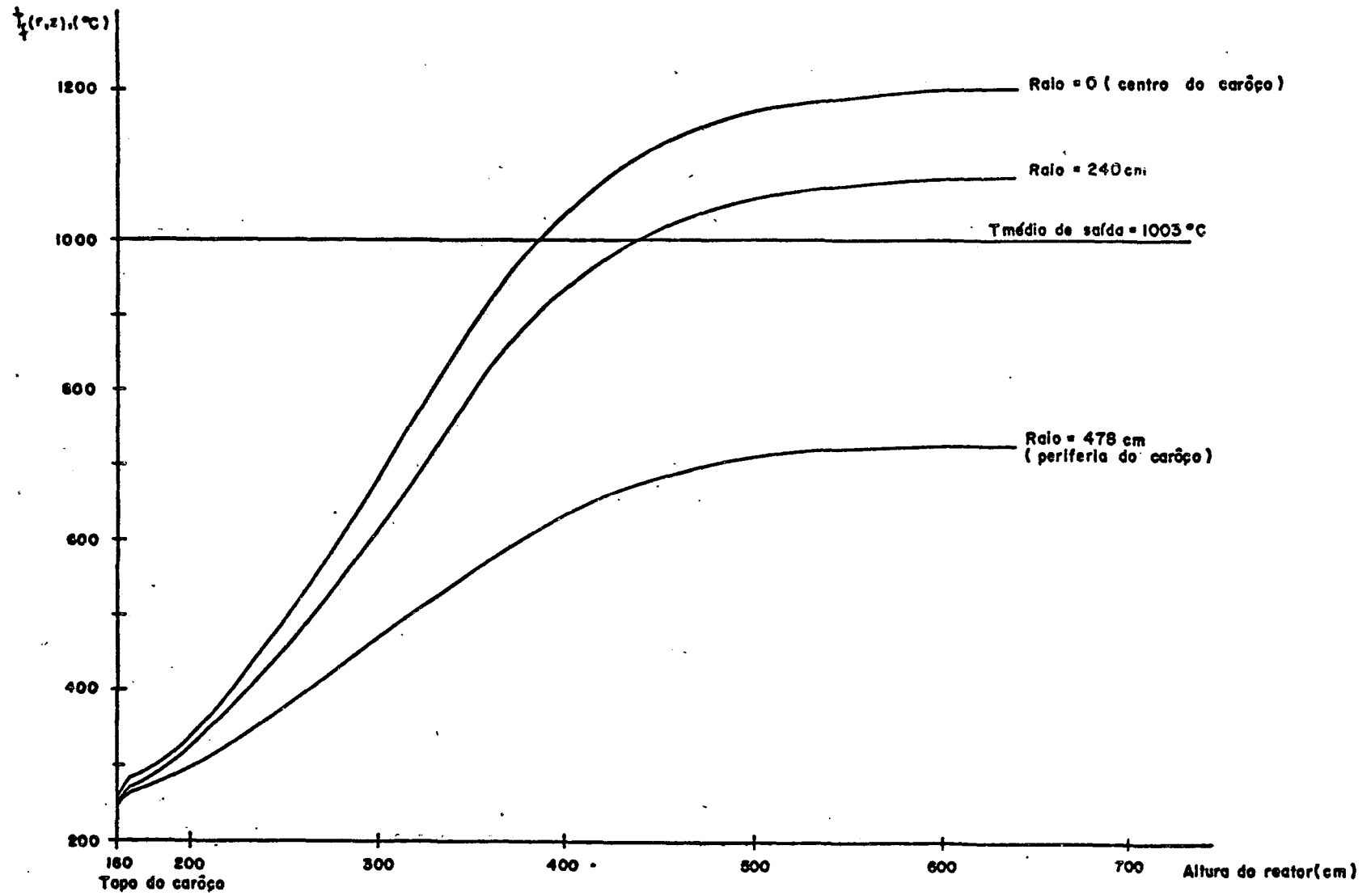


Fig. 5.4 - Variação axial no reator da temperatura do hélio.

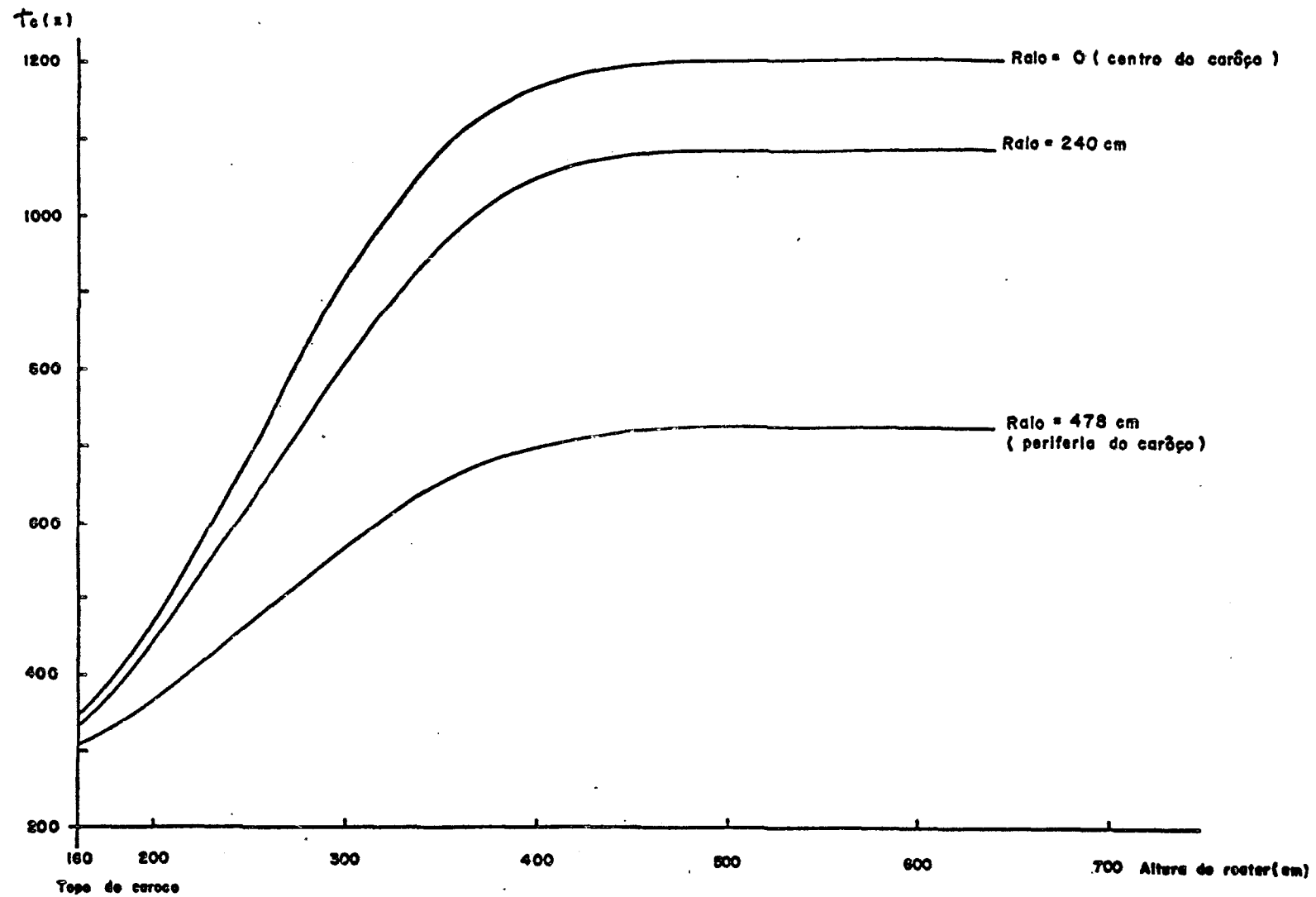


Fig.55 - Variação axial da temperatura entre o núcleo combustível da esfera e o na casca de grafita .

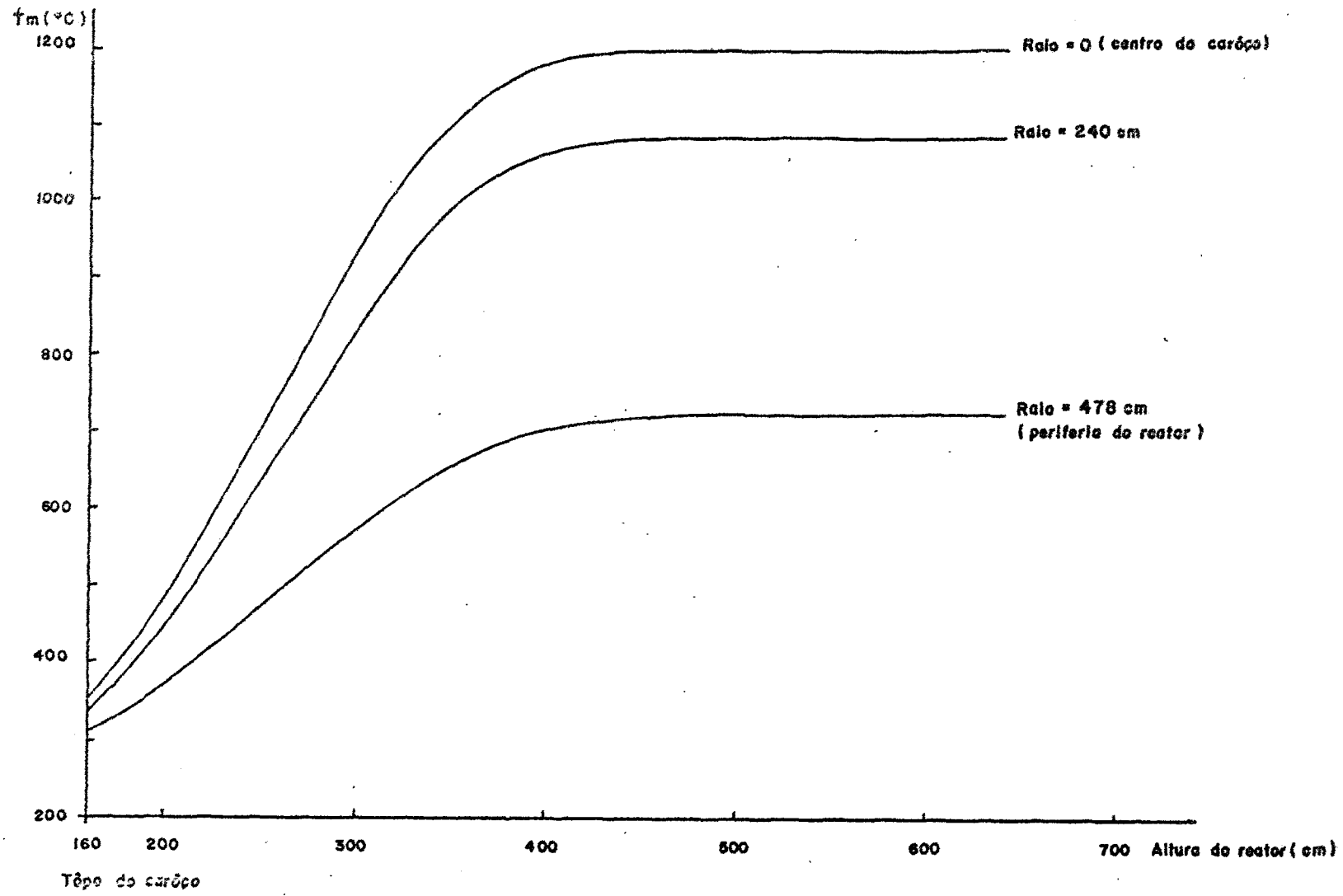


Fig. 5.6 — Variação axial da temperatura no centro da esfera combustível.

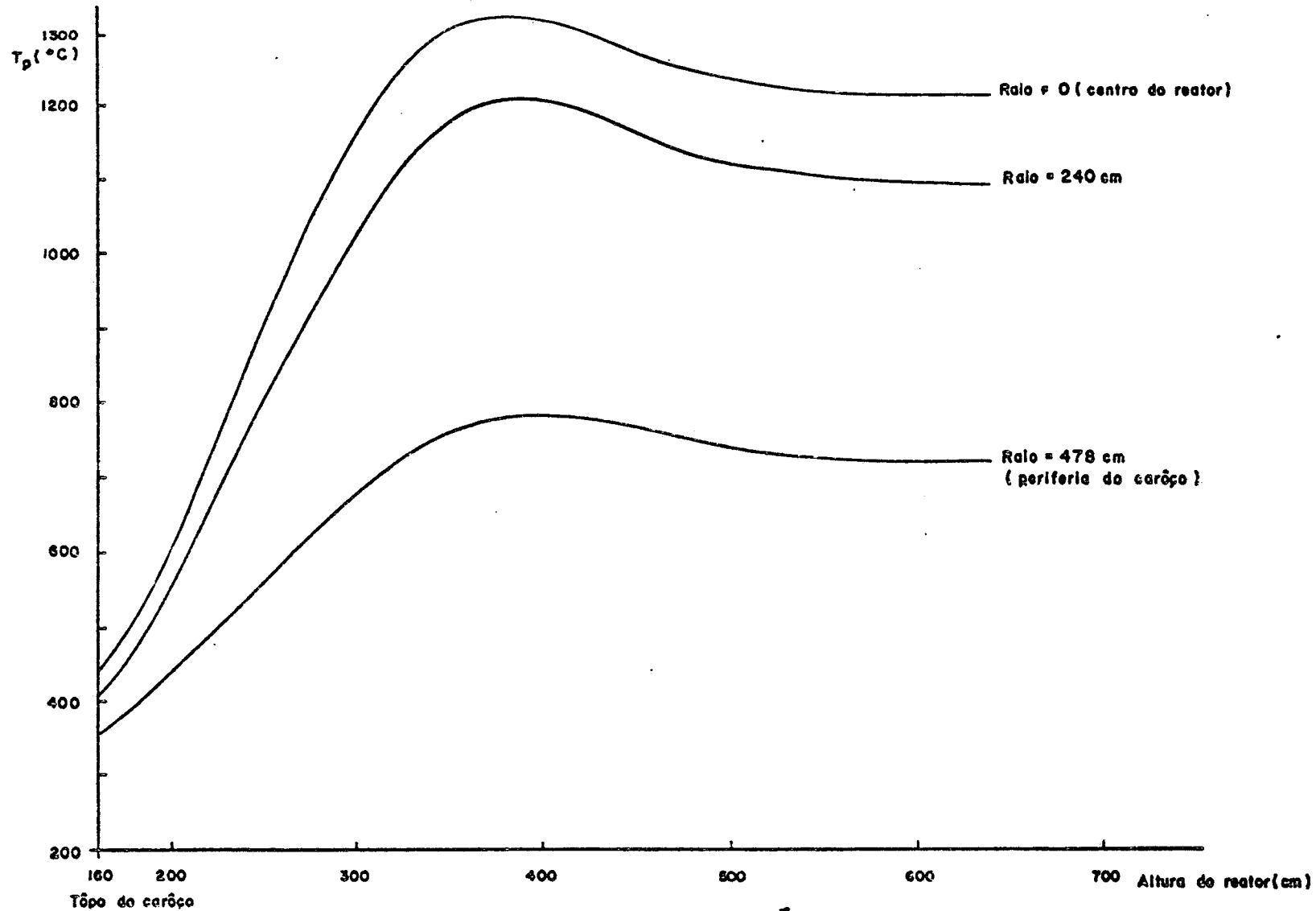


Fig. 5.7 – Variação axial da temperatura na partícula ($P_2O_5 + ThO_2$).

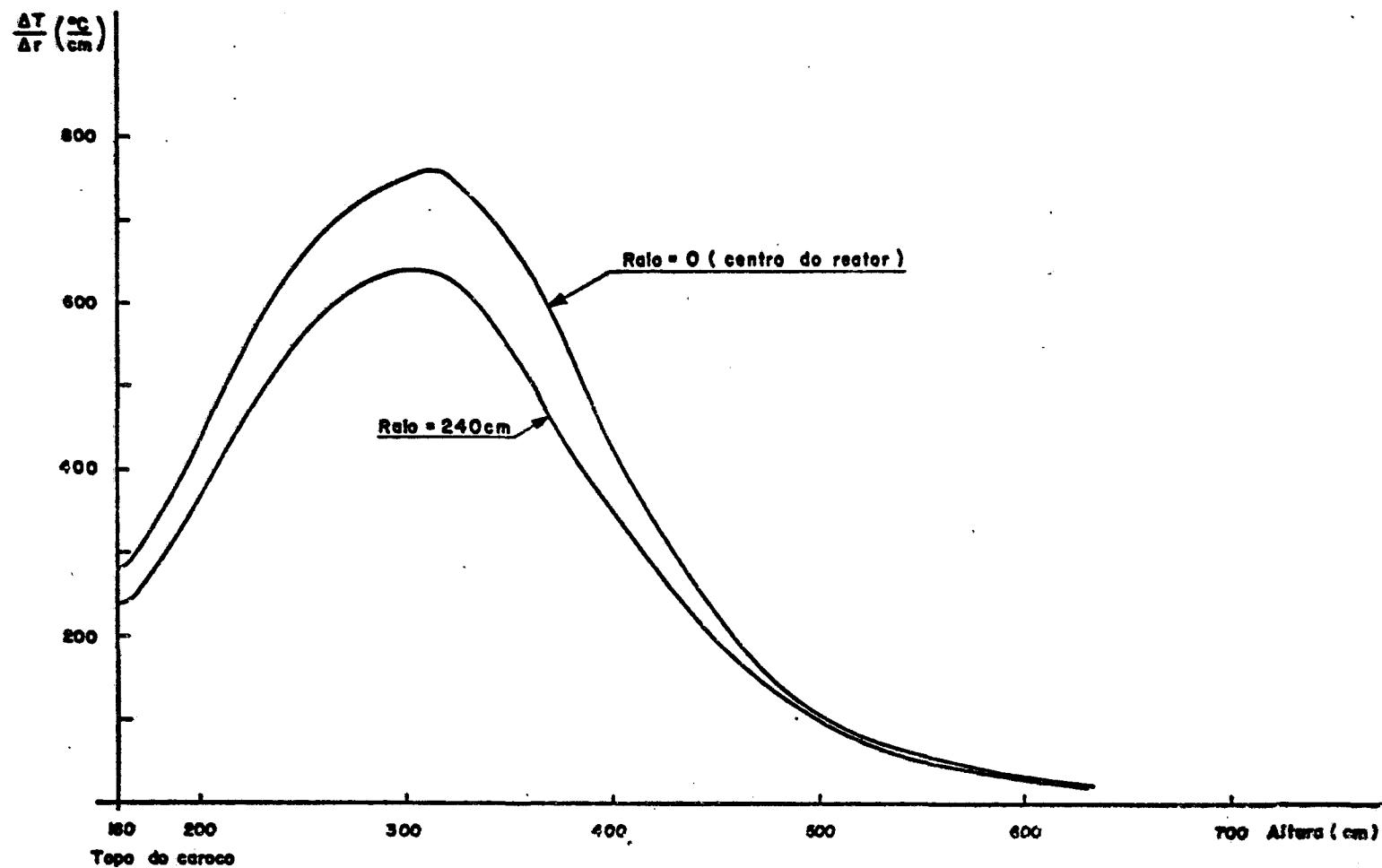


Fig. 5.8 - Variação axial do gradiente de temperatura partícula de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$.

Esta característica é uma vantagem apresentada pelos reatores que operam no ciclo OTTO, pois há um "acoplamento" entre o gradiente de temperaturas e a fluência dos materiais componentes da esfera, fazendo com que as tensões térmicas sejam reduzidas numa região onde as esferas já estão queimadas e cuja resistência mecânica está enfraquecida pela longa irradiação de nêutrons rápidos a que foram submetidas durante o percurso no trecho superior do caroço.

Na Fig.5.9, podemos visualizar melhor este efeito, onde estão superpostos, a variação axial das temperaturas mais significativas e a densidade de potência para a posição radial central, i. é, no canal mais quente do reator. O desacoplamento entre a densidade de potência e a vida do elemento combustível é conseguido automaticamente sem necessidade de um particular esquema de administração de combustível.

Finalmente, podemos ver na Fig. 5.10 a variação radial da temperatura do refrigerante, da temperatura no centro da esfera, da temperatura da partícula de $(\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2)$ e da densidade de potência.

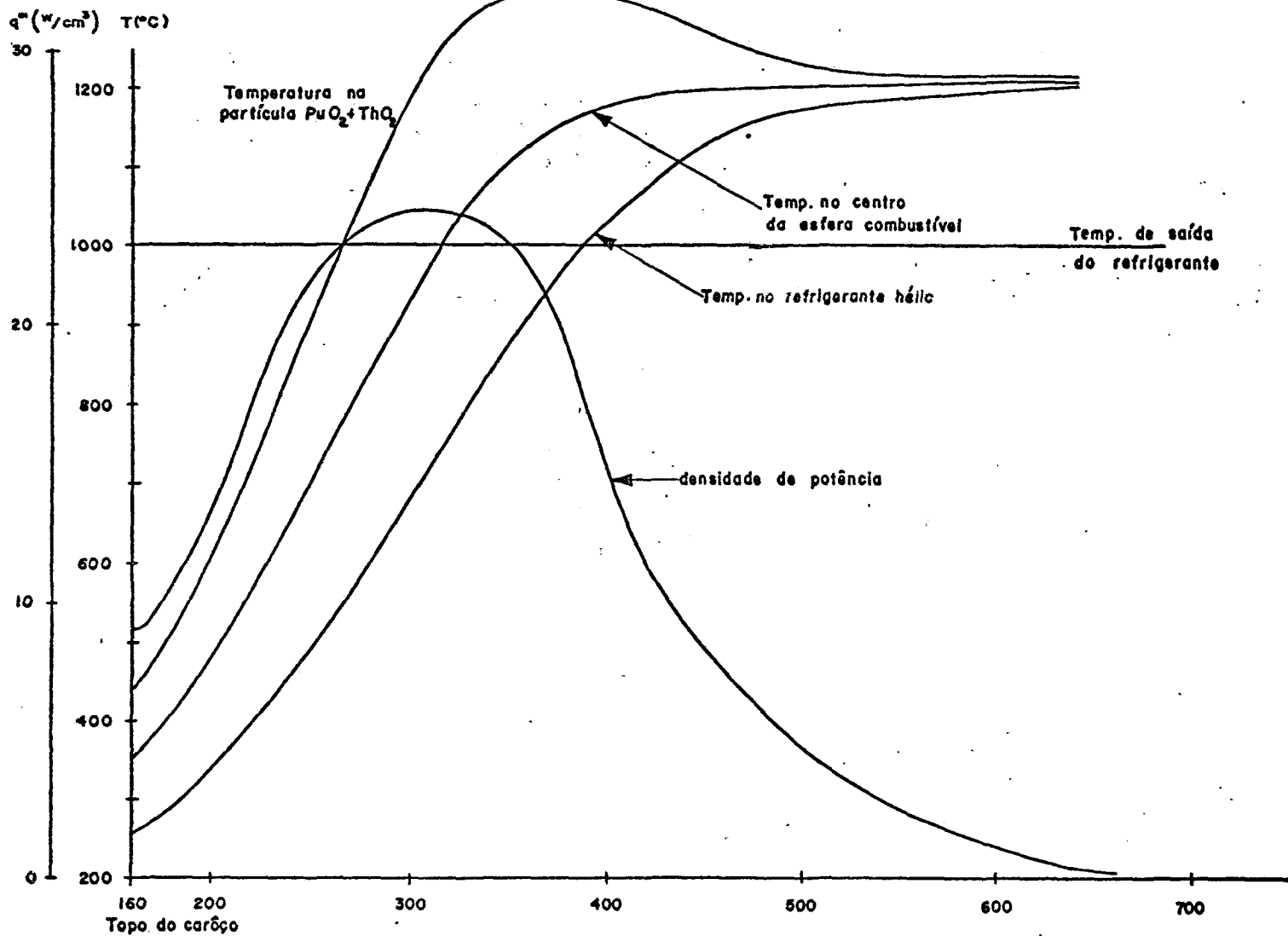


Fig. 5.9 - Variação axial no canal mais quente do reator da densidade de potência e da temperatura do refrigerante, no centro da esfera e na partícula (PuO_2+ThO_2).

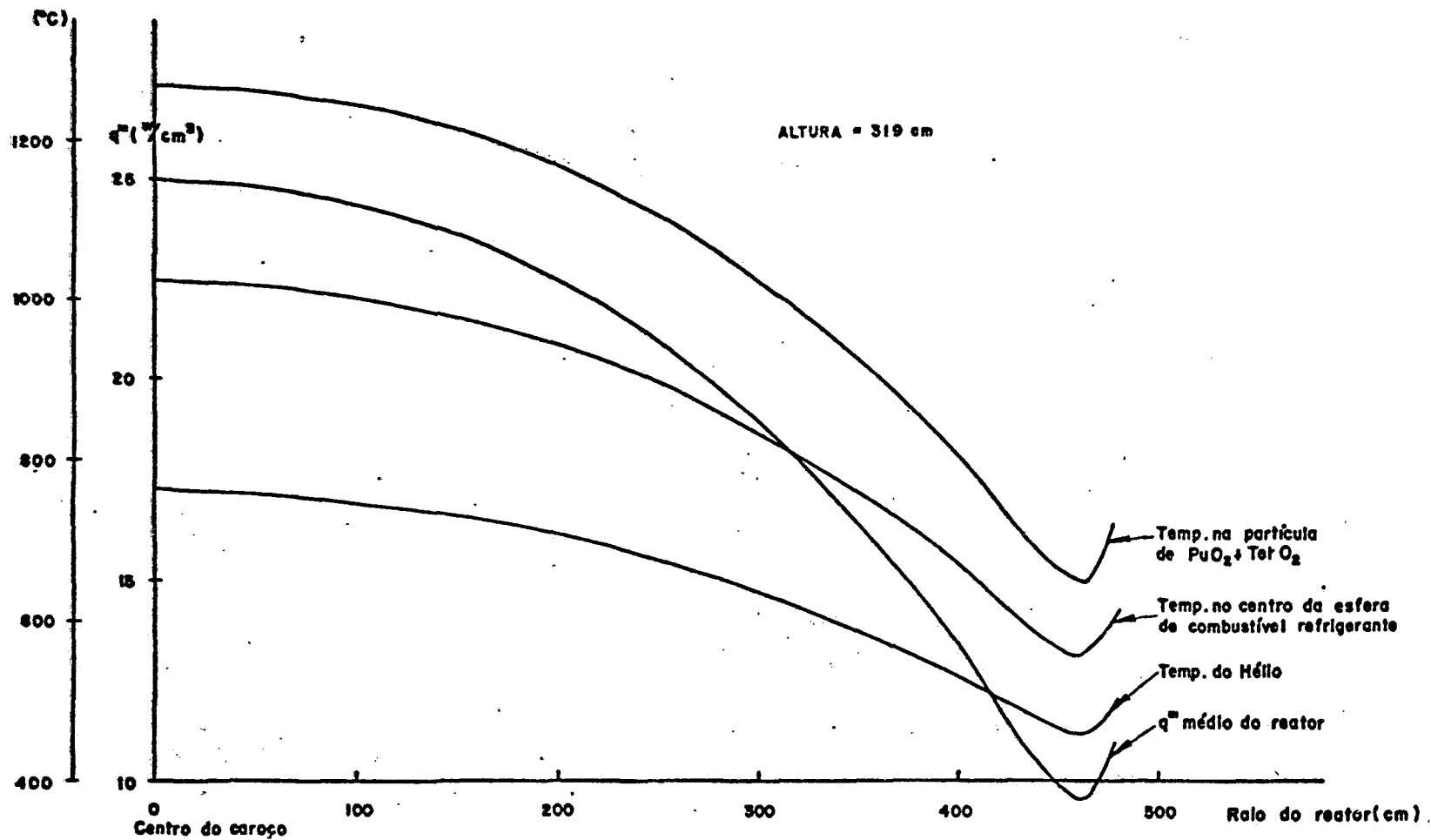


Fig. 5.10 - Variação radial da densidade de potência no reator e de algumas temperaturas da esfera na altura de máxima densidade de potência.

APÊNDICE A - DESCRIÇÃO DOS PROGRAMAS DE COMPUTAÇÃO UTILIZADOS

A. 1 - Introdução

É finalidade deste apêndice apresentar uma descrição suscinta dos vários programas de computação utilizados nas várias etapas do estudo. Para a obtenção de maiores detalhes sobre esses programas assim como uma descrição detalhada dos dados de entrada dos programas XSDRN, HAMMER, CITHAM e CITATION deve-se recorrer a bibliografia referida em cada item. Para os programas FAB e HOTDOG escritos durante o estudo está mostrado também uma listagem do programa assim como uma descrição dos cartões de entrada necessários.

A.2 - Programa XSDRN - Programa para Cálculo de Transporte de Nêutrons Unidimensionais em Multigrupo e Ordenadas Discretas

O programa XSDRN utiliza o tratamento de Nordheim, ressonâncias estreitas ou a aproximação de massa infinita do absorvedor para calcular os dados das ressonâncias a partir de uma biblioteca primária de seções de choque e daí obter seções de choque microscópicas efetivos - para 123 grupos de energia e um grande número de isótopos. O programa usará, então, estas seções de choque em um cálculo independente para calcular fluxos, fator de multiplicação, dimensões críticas, etc., usando ordenadas discretas e teoria de difusão ou teoria de meios infinitos.

Os fluxos obtidos em 123 grupos são usados para reduzir as seções de choque para um número menor de grupos de energia a fim de serem utilizados em outros programas de computação.

Nos principais cálculos feitos por XSDRN (cálculos de ressonância e de fluxos) são utilizados métodos numéricos de diferenças finitas.

Para o cálculo de ressonância é utilizado uma integração numérica pelo método de Simpson para calcularmos a densidade de colisão na região de ressonância.

Os cálculos dos fluxos empregam uma estrutura multigrupo de energia, uma estrutura espacial e uma quadratura angular dadas, sendo que todos eles são utilizados nas várias etapas de integração e diferenciação.

O XSDRN pode calcular seções de choque efetivas e gravá-los em fitas e tambores magnéticos em formato adequado para futuras utilizações - nos programas ANISN, DOT, CITATION, ROD ou EXTERMINATOR.

Na Fig. A.1 está mostrado o conjunto de dados de entrada utilizados nos cálculos feitos na Seção 2.4 (Cálculos dos Fatores de Autoblindagem) para a célula referência, i.é., $R_M = 45000$, $e = 4,0$, $R_p = 300 \mu$, $R_n = 2,5 \text{ cm}$, $R_B = 3,0 \text{ cm}$.

A.3 - Programa HAMMER - Análise de Sistemas Heterogêneos pelo Método de Multigrupo / 15 /.

Este programa calcula também seções de choque efetivas para

*** REACTOR QUITO PLUTONIO **

15 ARRAY 13 ENTRIES READ
 25 ARRAY 10 ENTRIES READ
 35 ARRAY 15 ENTRIES READ
 45 ARRAY 6 ENTRIES READ
 50 ARRAY 12 ENTRIES READ

T

115 ARRAY 9 ENTRIES READ
 135 ARRAY 9 ENTRIES READ
 145 ARRAY 9 ENTRIES READ
 155 ARRAY 9 ENTRIES READ
 165 ARRAY 9 ENTRIES READ
 180 ARRAY 60 ENTRIES READ

T

*** REACTOR QUITO PLUTONIO **

GENERAL PROBLEM DESCRIPTION

IBL 0/1 = REGULAR/ADJOINT	0	IBL 0/1/2/3 = VACUUM/REFL/PER/WHITE	1
ICVT 0/1/2/3/4/5/6=C/K/ALPHA/G/L/H	1	IBR RIGHT BOUNDARY CONDITION	3
ISCT ORDER OF SCATTERING	3	ICM NUMBER OF ZONES	2
IFLU 0/1/2=BOTH/LINEAR/STEP	0	IM NUMBER OF SPATIAL INTERVALS	10
ISN QUADRATURE ORDER	4	IIM INNER ITERATION MAXIMUM	20
IGE 1/2/3 = PLANE/CYLINDER/SPHERE	3	ICM OUTER ITERATION MAXIMUM	25
		ICLC -1/0/N--FLAT RES/SN/OPT	-1

DATA PERTAINING TO CROSS SECTIONS

IGM NUMBER OF ENERGY GROUPS	123	MXT MATERIALS FROM WEIGHTED TAPE	0
IFTG NUMBER OF FIRST THERMAL GROUP	105	MCK MATERIALS FROM CARDS	0
MSCM EXTRA 1-D X-SECT POSITIONS	0	MAX NUMBER OF MIXTURES	2
MXT MATERIALS FROM MASTER LIBRARY	9	MS MIXING TABLE LENGTH	9
MAT MATERIALS FROM WORKING TAPE	0	IKES NUMBER OF RESONANCE NUCLIDES	4

SPECIAL OPTIONS

ICM VOLUMETRIC SOURCES (0/N=NO/YES)	0	IAZ 0/N = NONE/N ACTIVITIES BY ZONE	0
IPM BOUNDARY SOURCES (0/N=NO/YES)	0	IAI 0/1=NONE/ACTIVITIES BY INTERVAL	0
IPP INPUT ZERO	0	IPVT PARAMETRIC SHCH 0/1/2=NU/K/ALPHA	0
IFG 0/1 = NONE/WEIGHTING CALCULATION	1	IGTL 0/1/2/3=NU/XSECT/SRCE/FLUX-TAPE	0
IFN 0/1/2 = INPUT 34*/33*/USE LAST	1	ID1 0/1/2/3=NO/PRT NO/PCH N/BOTH	0
IPN -1/N=REAC/USE NTH F-SPEC	1	IPRT -1/0/1/2/3=(OUTPUT OPTION)	2
IFM 0/1 = NONE/DENSITY FACTORS 38*	0	ITMX MAXIMUM TIME (MINUTES)	0
		IFCT 0	0

WEIGHTING DATA (IFG=1)

CCN -1/C/1=CELL/ZCNE/REGION WEIGHT -1 NUSF MAX ORCER CR TABLE LENGTH 0
 GMF NUMBER BROAD GROUPS 50 NDSF FILE NUMBER OR PSN G-G 1
 HTF TCIAL XSECT PSN IN BRD GP TABLES 7 ITP 0/10/20/30/40 (OPT TAPE) 11

FLOATING POINT PARAMETERS

EV EIGENVALUE GUESS 0.0 PV IPVT=1/2--K/ALPHA 0.0
 EYM EIGENVALUE MODIFIER 0.0 EPS. OVERALL CONVERGENCE 1.00000E-04
 BF BUCKLING FACTOR=1.420892 0.0 PTC POINT CONVERGENCE 1.00000E-03
 BY CYL/PLA HT FOR BUCKLING 0.0 XNF NGRMALIZATION FACTOR 1.00000E 00
 BZ PLANE DEPTH FOR BUCKLING 0.0 EQL EV CHANGE EPS FOR SEARCH 0.0
 BSC VOID STREAMING CORRECTION 0.0 XNPM NEw PARAM MOD FOR SEARCH 0.0

*** REACTOR OTTO PLUTONIO **

	MATERIALS REQUESTED	EXTRA 1-D X-SECT ID'S	MIXING TABLE			SPECIAL TAPE ID
			MIXTURE	COMPONENT	NO.DENSITY	
1	942393		1	-942393	9.07300E-06	14
2	942400		1	942400	3.82900E-06	15
3	942410		1	942410	2.23300E-06	16
4	942420		1	942420	7.97000E-07	17
5	00009		1	00000	5.10500E-04	5
6	00000		1	00009	8.43300E-02	5
7	00000		1	922350	1.72500E-06	23
8	922380		1	922380	2.37600E-04	10
9	922380		2	00000	3.38900E-02	12

***A NEGATIVE COMPONENT NUMBER CHOOSES
 A FISSION SPECTRUM FOR A MIXTURE

ELAPSEC TIME 0.0 MIN.

XSDRN TAPE 0

SUPER-XSDRN LIBRARY--LAST DIGITS OF IC #'S ARE CODED AS FOLLOWS--
 0-500K,6-800K,7-350K,8-750K,9-1000K,ANYTHING ELSE IS PRECISELY THAT--IF
 THESE THERMAL TEMPERATURES ARE DESIRED, CALL C.W. CRAVEN, JR. OR
 M. GREENE---ALL THERMAL DATA IS PC (IFIG=94). ALSO J. WILSON DATA
 AND 3 1/V NUCLIDES JULY, 1968

NUCLIDES FROM XSDRN TAPE

1	URANIUM-235	BR0WA - ST. JOHN KERNEL TEMP. = 1165.0 K	922350
2	URANIUM-238-R	BR0WA - ST. JOHN KERNEL TEMP. = 1165.0 K	922380
3	PLUTONIUM-240-K	BR0WA - ST. JOHN KERNEL TEMP. = 1165.0 K	942400
4	PLUTONIUM-241	BR0WA - ST. JOHN KERNEL TEMP. = 1165.0 K	942410
5	PLUTONIUM-242-R	BR0WA - ST. JOHN KERNEL TEMP. = 1165.0 K	942420
6	PLUTONIUM-239K ENDF DATA--THERMAL TEMP=293 K		942393
7	CARBON NATURAL SIGS=4.53 THERMAL TEMPERATURE= 800.0 K		00000
8	CARBON NATURAL SIGS=4.53 THERMAL TEMPERATURE= 1000. K		00009
9	OXYGEN NATURAL BR0WA - ST. JOHN KERNEL TEMP. = 1165.0 K		00000

células heterogêneas em sistemas infinitos. A diferença básica entre o XSDRN e HAMMER está na apresentação dos resultados, pois o XSDRN pode gravar os resultados em tantos grupos de energia (até 123 grupos) quanto forem necessários enquanto que o HAMMER grava seus resultados invariavelmente em quatro grupos. O HAMMER apresenta porém outras vantagens que são: necessita menor volume de memória no computador, utiliza dez vezes menos tempo de processamento e, finalmente, apresenta maior funcionalidade nos cartões de entrada e maiores opções para listagens de saída.

Em resumo, quando estamos interessados em obter um grande detalhamento do espectro do fluxo de nêutrons e/ou dos parâmetros neutrônicos de célula devemos recorrer ao XSDRN, caso contrário, o programa HAMMER é mais funcional.

Este programa compreende cinco subprogramas combinados que calculam, por métodos de transporte em multigrupos, parâmetros de um reator - constituído pela repetição infinita de células unitárias idênticas, colocando-os em forma conveniente para o cálculo de criticalidade segundo os métodos de difusão. Os subprogramas são os seguintes:

- a) CAPN - Interpretação dos dados de entrada e coordenação dos programas posteriores.
- b) THERMOS - Calcula a distribuição do fluxo térmico ($E < 0,625\text{eV}$) pela teoria integral unidimensional de transporte, fornecendo na saída as seções de choque média dos grupos, os parâmetros de difusão e as taxas de reação. Os cálculos são feitos em 30 grupos de energia de amplitude variável e os resultados são condensados em um único grupo (grupo 4).

- c) HAMLET - Executa os mesmos cálculos que o anterior, no intervalo de energia compreendido entre 0,625 eV e 10 MeV. Além dos parâmetros da região rápida correspondente aos fornecidos pelos THERMOS, este programa calcula as probabilidades de escape da ressonância, os fatores de fissão rápida e o "buckling" da célula unitária. Os cálculos são executados em 54 grupos de energia e condensados para 3 grupos na saída.

Os quatro grupos de energia do programa HAMMER estão mostrados na Tabela 4.6 do capítulo 4.

- d) FLOG - Utiliza as seções de choque calculadas por THERMOS e HAMLET para cálculo de criticalidade do reator finito. Este subprograma não foi utilizado no presente estudo.
- e) DIED - Utiliza os resultados dos programas anteriores para preparar os balanços dos nêutrons, permitindo a comparação das frações dos que escapam do reator, dos que são absorvidos nos vários isótopos, e dos que induzem fissões.

A.4- Programa CITHAM

CITHAM é um programa de queima celular que prepara seções de choque no formato do CITATION, em quatro grupos de energia.

CITHAM é uma versão modificada do HAMMER com uma rotina que modifica a entrada do HAMMER para cálculos de queima. O HAMMER é um programa de cálculo de reatores térmicos já testado e tem sido usado ex tensivamente para análises exponenciais e conjuntos críticos moderados por água. (Ver item anterior). O programa utiliza o método de equivalência de Nordheim na região epitérmica.

As seguintes cadeias de reações estão incluídas nas equações de queima:

a) Th-232 → Pa-233 → U-233 → U-234 → U-235 → U-236 → Np-237 → Pu-238

b) U-238 → Pu-239 → Pu-240 → Pu-241 → Pu-242 → Am-243 → Cm-244

c) Be-Li6-Li7.

Durante o cálculo, foram incluídos todos os isótopos dessas cadeias a fim de evitar um acúmulo de um dos isótopos pela inexistência do isótopo seguinte na cadeia de modo que ele possa decair.

Este programa possui uma característica especial que é a possibilidade de mudança das concentrações isotópicas por meio de um dado de entrada externo, podendo portanto, simular mudanças de concentrações ou reciclagens, como do B-10, por exemplo.

Três produtos de fissão são considerados: Xe-135, Sm-245 e um produto de fissão fictício que possui as características médias de todos os outros produtos de fissão agrupados. O Xe-135 é sempre considerado em equilíbrio, exceto em caso de um reator no início de operação.

A.5- Programa CITATION / 6 /

O CITATION resolve problemas envolvendo a representação por diferenças finitas do tratamento por teoria de difusão até tres dimensões com um número arbitrário de espalhamento de um grupo para ou -tro . Geometrias X-Y-Z, θ -R-Z, hexagonal Z e trigonal Z podem ser tratadas . Resolve problemas de queima de combustível com análise do sistema de recarregamento em multi-ciclos . Trata de problemas de perturbação de primeira ordem quando são fornecidos dados microscópicos e concentrações dos núclídeos.

Resolve problemas de perturbação, em problemas estáticos, isto é, sem queima , se forem fornecidos os dados macroscópicos.

O método de solução das equações de difusão é numérico; as equações são escritas em diferenças finitas e a solução obtida por iteração através do cálculo dos resíduos (relaxação). Os problemas de auto-valor do fluxo são solucionados por iterações diretas quando está-se calculando o fator de multiplicação ou a determinação da criticalidade do sistema pela variação da concentração de núclídeos, durante os ciclos de queima.

As cadeias de isótopos que podem ser tratados pelo CITATION está mostrado nas Fig. A.2 e A.3 .

Na Figura A.4 está mostrado o conjunto de cartões de dados de entrada utilizados no cálculo do reator OTTO-HTR descrito no capítulo 4.

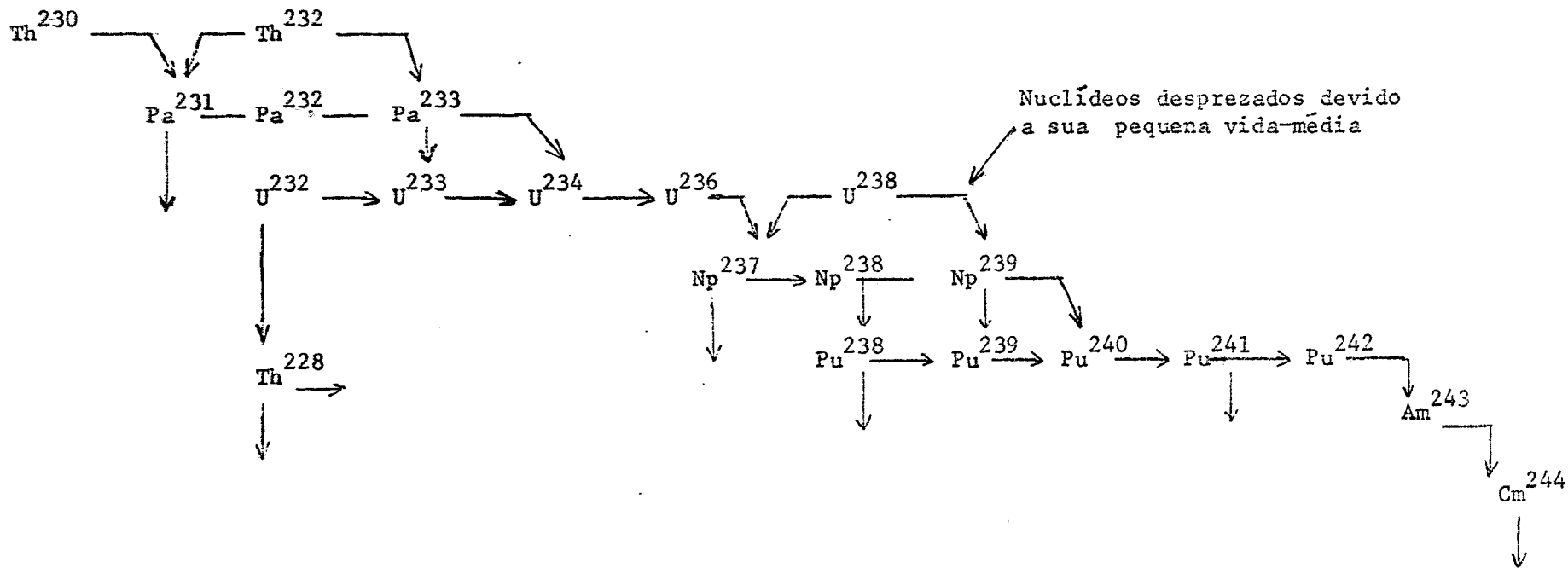
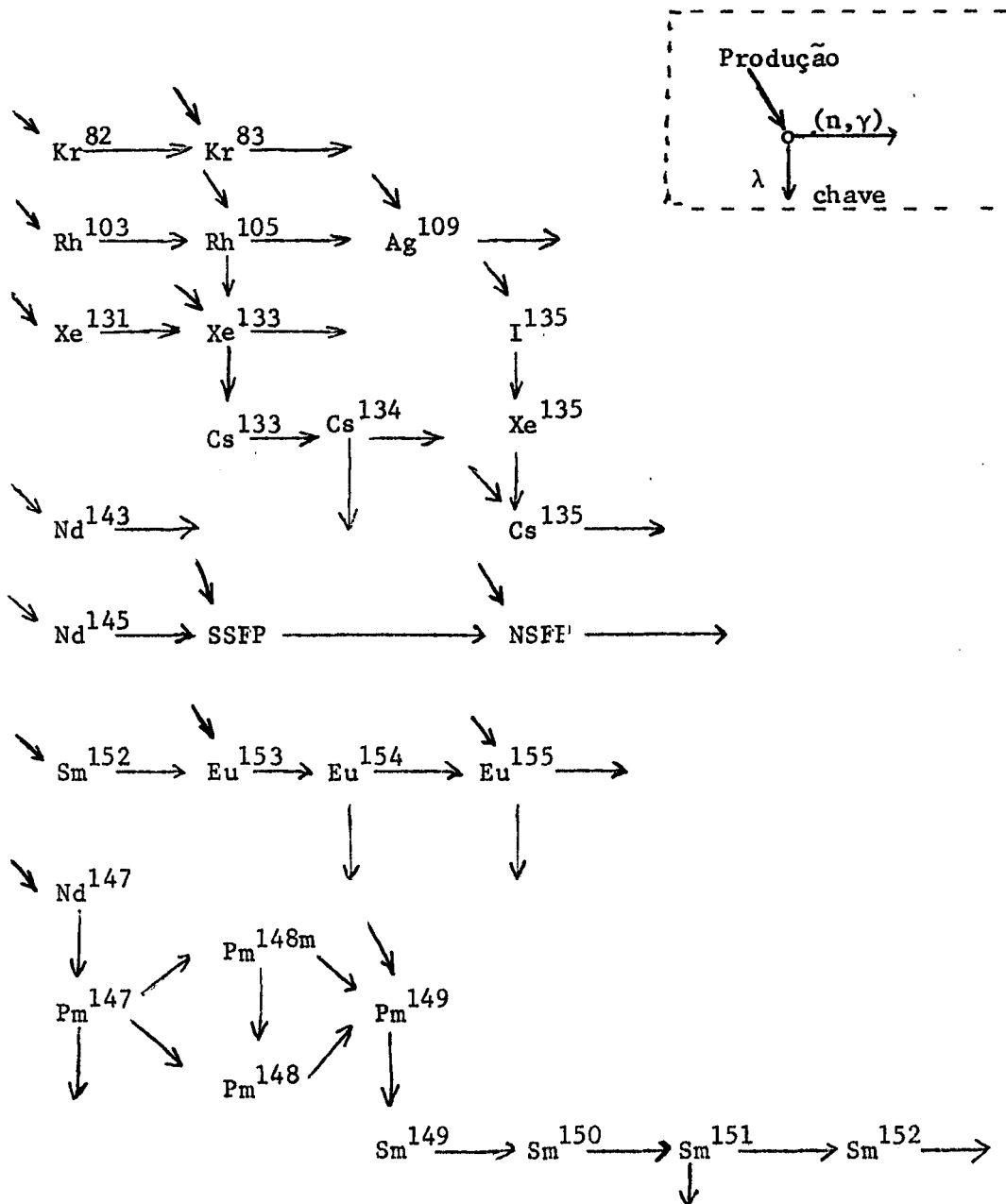


FIG. A.2 - Cadeias de Nuclídeos dos Metais Pesados.

110



SSP = Produtos de fissão que atingem o equilíbrio vagorosamente

NSFP = Produtos de fissão que não atingem o equilíbrio

FIG. A-3 - Cadeias de Nuclídeos dos Produtos de Fissão


```

8 2.264E-6 9 4.049E-7 10 1.401E-7 6 9.531E-5 75 2.092E-5 67 3.54E-10
5 8.485E-2 23 2.584E-4 58 5.62E-12
54 54
14 3.831E-7 15 8.947E-7 16 1.453E-6 17 2.579E-6 20 1.169E-6 7 2.812E-7
6 2.629E-6 9 2.721E-7 10 6.327E-8 6 9.729E-5 75 1.898E-5 67 8.43E-10
5 8.485E-2 23 2.584E-4 58 5.62E-12
55 55
14 2.702E-8 15 2.741E-7 16 2.989E-7 17 2.379E-6 20 1.545E-6 7 4.009E-7
8 2.264E-6 9 4.049E-7 10 1.401E-7 6 9.531E-5 75 2.092E-5 67 3.54E-10,
5 8.485E-2 23 2.584E-4 58 5.62E-12
56 56
14 1.319E-7 15 5.441E-7 16 7.707E-7 17 2.546E-6 20 1.349E-6 7 3.267E-7
8 2.513E-6 9 3.345E-7 10 9.328E-8 6 9.641E-5 75 2.017E-5 67 5.62E-10
5 8.485E-2 23 2.584E-4 58 5.62E-12
57 57
14 2.702E-8 15 2.741E-7 16 2.989E-7 17 2.379E-6 20 1.545E-6 7 4.009E-7
8 2.264E-6 9 4.049E-7 10 1.401E-7 6 9.531E-5 75 2.092E-5 67 3.54E-10
5 8.485E-2 23 2.584E-4 58 5.62E-12
58 58
14 1.319E-7 15 5.441E-7 16 7.707E-7 17 2.546E-6 20 1.349E-6 7 3.267E-7
8 2.513E-6 9 3.345E-7 10 9.328E-8 6 9.641E-5 75 2.017E-5 67 5.62E-10
5 8.485E-2 23 2.584E-4 58 5.62E-12
59 59
14 2.702E-8 15 2.741E-7 16 2.989E-7 17 2.379E-6 20 1.545E-6 7 4.009E-7
8 2.264E-6 9 4.049E-7 10 1.401E-7 6 9.531E-5 75 2.092E-5 67 3.54E-10
5 8.485E-2 23 2.584E-4 58 5.62E-12
60 64
14 2.702E-8 15 2.741E-7 16 2.989E-7 17 2.379E-6 20 1.545E-6 7 4.009E-7
8 2.264E-6 9 4.049E-7 10 1.401E-7 6 9.531E-5 75 2.092E-5 67 3.54E-10
5 8.485E-2 23 2.584E-4 58 5.62E-12
65 65
5 6.031E-2
66 66
5 1.606E-2 67 3.106E-4
024
091
4 4 4 67 75 6 8 7 9 10 15 16 23 14 15 16 23
17 20 58 67 75 6 8 7 9 10 15 16 23
1 4 091
2 4 091
3 4 091
4 4 091
1 1 1 0.0 0.0 0.0 7 091
2 2 2 0.0 0.0 0.0 7 091
3 3 3 0.0 0.0 0.0 7 091
4 4 4 0.0 0.0 0.0 7 091
1 0.0 9 091
2 10 091
3 10 091
4 10 091
093 10 091
5 10 091
100000.
1 1 1 1 1 1 5 9 13 17 21 25 29 33 37 41 6 093
45 2 2 2 2 2 1 2 6 10 14 18 22 26 30 34 38 42 6 093
46 49 52 3 3 3 3 3 1 3 7 11 15 19 23 27 31 35 39 43 6 093
47 50 53 55 57 59 4 4 4 4 4 1 4 8 12 16 20 24 28 32 36 40 44 6 093
48 51 54 56 58 60 61 62 63 64 5 093
999 1 999
2 999

```

A.6- Programa FAB - Cálculo de Fator de Autoblindagem

O programa FAB calcula fatores de autoblindagem em partículas de combustíveis que são consideradas como uma segunda heterogeneidade (microscópica) em uma célula maior que apresenta uma heterogeneidade macroscópica. Ela utiliza um modelo simplificado, baseado na probabilidade de colisão, de que um nêutron nascido no interior de uma das partículas venha a colidir com um átomo do moderador existente entre as partículas. O método e o procedimento de cálculo está descrito no Capítulo 3. Aqui apresentaremos apenas os detalhes dos dados de entrada e também apresentar a listagem do programa principal como pode ser visto na Figura A.5 .

As seções de choque efetivas da célula homogênea calculadas pelo XSDRN, e que serão utilizados pelo FAB, podem ser divididas no máximo em 100 grupos de energia e devem ser gravados em um arquivo no formato próprio para CITATION. O programa FAB, após calcular as novas seções de choque, grava-os em outro arquivo, também em 100 grupos de energia e ainda no formato adequado para entrada do CITATION.

Recomenda-se utilizar durante os cálculos com o FAB, sempre , um grande número de grupos de energia a fim de que os resultados sejam mais precisos e detalhados. Caso o cálculo posterior utilizando os resultados do FAB devem ser feitos em um menor grupo de energia, as seções de choque efetivas podem ser reduzidas com o programa COLLAPSE, escrito por Faya e Oosterkamp / 4 /.

FCRTRAN IV G LEVEL 21

PAIN

DATE = 76212

11/58/32

PAGE 0001

```

C*****
C  PROGRAMA FAB -- CALCULO DE FATORES DE AUTOBLINDAGEM
C  ESCRITO POR DANIEL K. S. TING -- INSTITUTO DE ENERGIA ATOMICA
C*****
C
0001      DIMENSION ID(100),CHI(100),ET(100),EN(100),RU(100),DL(100),GE(100)
0002      DIMENSION NI(10,5),ICIS(15,6),A(15,6C),SA(9,100),SF(9,100)
0003      DIMENSION SIR(5,100),SNU(9,100),SX(9,100),SMT(9,100,100)
0004      DIMENSION DENS(15),XT(100),FAB(100)
0005      DOUBLE PRECISION B
0006      READ(5,20)INSET,MCC,NP,C,R,CEN
0007      20 FORMAT(3I3,3E12.6)
0008      DO 1 NS=1,NSET
0009      READ(20)(ID(K),K=1,18)
0010      WRITE(21)(IC(K),K=1,18)
0011      WRITE(6,10)(ID(K),K=1,18)
0012      10 FORMAT(1X,1EA4)
0013      READ(20)NT,NN,NG,NC,NU,NZ
0014      READ(5,21)(DENS(I),I=1,NN)
0015      21 FORMAT(6E12.8)
0016      WRITE(21)NT,NN,NG,NC,NU,NZ
0017      WRITE(6,11)NT,NN,NG,NC,NU,NZ
0018      11 FORMAT(1X,'NT=',I4,3X,'TYPE OF DATA',/,1X,'NN=',I4,3X,'NUMBER OF N
*UCLIDES',/,1X,'NG=',I4,3X,'NUMBER OF ENERGY GROUPS',/,1X,'ND=',I4,
*3X,'NUMBER OF CROSS-SECTION',/,1X,'NL=',I4,3X,'NUMBER OF LPS-SECTION',/
*,1X,'NZ=',I4)
0019      READ(20)(CHI(IG),IG=1,NG),(ET(IG),IG=1,NG),(EN(IG),IG=1,NG),(RU(IG
*) ,IG=1,NG),(DL(K),K=1,10),(GE(K),K=1,10)
0020      WRITE(21)(CHI(IG),IG=1,NG),(ET(IG),IG=1,NG),(EN(IG),IG=1,NG),(RU(IG
*) ,IG=1,NG),(DL(K),K=1,10),(GE(K),K=1,10)
0021      DO 2 IG=1,NG
0022      WRITE(6,12)CHI(IG),ET(IG),EN(IG),RU(IG)
0023      12 FORMAT(1X,'CHI=',E12.6,3X,'ET=',E12.6,3X,'EN=',E12.6,3X,'RU=',E12.
*6)
0024      2 CONTINUE
0025      DO 3 N=1,NN
0026      READ(20)(NI(N,K),K=1,5),(ICIS(N,M),M=1,6),(A(N,M),M=1,6C)
0027      READ(20)(SA(N,IG),SF(N,IG),STR(N,IG),SNU(N,IG),SX(N,IG),IG=1,NG),(
*(SMT(N,IG,KG),KG=1,NG),IG=1,NG)
0028      3 CONTINUE
0029      DO 111 IG=1,NG
0030      XT(IG)=0.0
0031      DO 112 N=1,NN
0032      XT(IG)=XT(IG)+(SX(N,IG)+SMT(N,IG,IG))*DENS(N)
0033      112 CONTINUE
0034      B=R*XT(IG)
0035      X1=1.00+C0*(DEN*SX(PCD,IG)/XT(IG))
0036      P=(3.00 C0/(8.0*B**3))*((2.0*B**2-1.0+(1.0+2.0*B))*(1.0/DEXP(2.0*B
*))
0037      P=PC/(1.0-X1*(1.0-PC))
0038      FAL=P*((1.0-C)/(1.0-C+2.0*C*R*XT(IG)*P))
0039      FAB(IG)=FAL
0040      111 CONTINUE
0041      NA=NN-NN
0042      DO 113 N=1,NA
0043      DO 114 IG=1,NG
0044      SA(N,IG)=SA(N,IG)*FAB(IG)
0045      SF(N,IG)=SF(N,IG)*FAB(IG)

```

FORTRAN IV G LEVEL 21

MAIN

DATE = 76212

11/58/32

PAGE 0002

```

CC46      STR(N,IG)=STR(N,IG)*FAB(IG)
CC47      SX(N,IG)=SX(N,IG)*FAE(IG)
CC48      114 CONTINUE
CC49      113 CONTINUE
CC50      DO 6 N=1,NN
CC51      WRITE(6,13)NI(N,1),NI(N,2),NI(N,3),NI(N,4),NI(N,5)
CC52      13 FORMAT(1H1,'N1=',11C,3X,'ELEMENT IDENTIFICATION NUMBER',/,1X,'N2='
      *,11C,3X,'BASIC LIBRARY REFERENCE NUMBER',/,1X,'N3=',11C,3X,'CROSS
      *SECTION INDICATOR',/,1X,'N4=',11C,3X,'CROSS SECTION EXPANSION CODE
      *K',/,1X,'N5=',11C)
CC53      WRITE(6,1000){IDIS(N,M),M=1,6}
CC54      1000 FORMAT(/,5X,'IDIS(CP=',6A4)
CC55      WRITE(6,16)
CC56      16 FORMAT(/,1X,'GP',3X,'ABSCRCAC',5X,'FISSAC',4X,'TRANSPORTE',5X,'NU
      *',5X,'REPCAC',2X,'FATOR DE AUTCLINAGEM')
CC57      DO 116 IG=1,NG
CC58      WRITE(6,17)IG,SA(N,IG),SF(N,IG),STR(N,IG),SNU(N,IG),SX(N,IG),FAB(I
      *G)
CC59      17 FORMAT(13,6E12.4)
CC60      116 CONTINUE
CC61      WRITE(21){NI(N,K),K=1,5},{ICIS(N,M),M=1,6},{A(N,M),M=1,6C}
CC62      WRITE(21){SA(N,IG),SF(N,IG),STR(N,IG),SNU(N,IG),SX(N,IG),IG=1,NG},
      *{(SPT(N,IG,KG),KG=1,NG),IG=1,NG)
CC63      6 CONTINUE
CC64      1 CONTINUE
CC65      READ(20)
CC66      NEGAC=-1
CC67      WRITE(21)NEGNO,(K,K=2,20)
CC68      STOP
CC69      END

```

Os arquivos utilizados pelo programa FAB tem os seguintes números de identificação:

ARQUIVO 20 - arquivo gravado pelo programa XSDRN (100 grupos, no máximo) e que é lido pelo programa FAB.

ARQUIVO 21 - arquivo gravado pelo FAB, pode ser lido por programas que tenham a entrada no formato adequado ao programa CITATION.

O tempo de processamento é sempre menor que 1 minuto e a memória utilizada é de 700 K, tanto na "link" edição como na execução.

O programa foi escrito em FORTRAN (FORTGCLG)

A.6.1 - Cartões de Dados do Programa FAB

O programa FAB lê apenas dois tipos de cartões de dados, além do arquivo gravado pelo XSDRN:

CARTÃO 1: (3I3, 3E12,0)

Variável	Colunas	Descrição
NSET	1 - 3	Número de conjuntos de seções de choque (diferentes casos), geralmente = 1
NMOD	4 - 6	Número total de isótopos presentes no arquivo de seções de choque gravadas pelo XSDRN
NM	7 - 9	Número de isótopos moderadores presentes no arquivo
C	10 -21	Fator de Dancoff da partícula (Ver capítulo 3)
R	22 -33	RAio da partícula de metal pesado (cm)
DEN	34 -45	Densidade do isótopo moderador presente na partícula (geralmente carbono ou oxigênio, quando o composto é UC ₂ , PuO ₂ , UO ₂ , etc.) em átomos/barn.cm ³

CARTÃO 2 : (6E12.0), DENS(I), I = 1, número de isótopos.

Dar a concentração dos isótopos na partícula (átomos/barn.cm³) de todos os isótopos presentes na célula maior. Quando um isótopo que esteja presente na célula maior e não está presente na partícula, colocar - valor zero. Usar quantos cartões forem necessários.

Importante: colocar as densidades na mesma ordem com que XSDRN grava o arquivo de seções de choque. Esta ordem pode ser conseguida na listagem de saída do programa XSDRN. Notar, também, que as densidades que entram aqui são densidades isotópicas considerando apenas o volume da partícula, diferente da densidade utilizada no XSDRN.

A.7 - Programa HOT-DOG - Cálculo Termohidráulico do Reator OTTO-HTR

O programa HOT-DOG calcula a distribuição em regime permanente, da temperatura do refrigerante dentro do caroço, a distribuição de temperaturas dos vários pontos do elemento de combustível assim como do gradiente de temperatura na esfera de combustível e na partícula de PuO₂+ThO₂ .

É calculado também, as perdas de carga do refrigerante nas várias regiões do reator que são somados, fornecendo a perda de carga total e, conseqüentemente, a potência de bombeamento do refrigerante .

O programa executa os cálculos a partir dos seguintes dados de contorno:

- Temperatura de entrada e de saída do hélio
- Potência térmica total do reator .

- Dimensões do caroço do reator.
- Distribuição espacial da densidade de potência.

O modelo adotado para cálculo dos parâmetros do escoamento despreza os fluxos do refrigerante na direção radial e considera o fluxo axial de refrigerante através dos vazios do leito fluidizado representado por um escoamento equivalente através de um cilindro. Com esta simplificação é calculado os vários parâmetros adimensionais do escoamento que, somado a fórmula empírica proposta por Robinson / 3 / para o cálculo do coeficiente de película, descrevem as condições de troca de calor turbulento entre o combustível e o refrigerante nos vários pontos do reator. (Ver capítulo 5).

A partir da distribuição de temperaturas do refrigerante e do coeficiente de película já calculados, resolve-se a equação unidimensional de condução para corpos esféricos com geração interna de calor e em regime permanente, calculando a distribuição interna de temperatura numa esfera.

O caráter heterogêneo do núcleo combustível das esferas é desprezado e considerou-se a geração de calor uniformemente distribuída no volume correspondente. Calcula-se uma condutibilidade equivalente do núcleo considerando a presença do carbono e do $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$ assim como das dimensões dos mesmos.

Finalmente, calcula-se a temperatura de partícula de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$ a partir da temperatura máxima no centro de esfera, que é considerada como a temperatura na superfície de partícula, e cuja densidade de potência é multiplicada pela relação do volume ocupado pelas partículas e do volume total do núcleo.

A distribuição da densidade de potência é obtida a partir de um cálculo prévio com o programa CITATION que grava a distribuição de densidade de potência e a distribuição do calor acumulado no refrigerante em um arquivo no computador. Note-se que é necessário que o CITATION grave as duas distribuições.

Após os cálculos, o programa HOT-DOG grava vários resultados em arquivos no computador no mesmo formato que o CITATION grava as densidades de potência. Os arquivos utilizados são os seguintes:

ARQUIVO 22 - onde é gravado a distribuição de densidade de potência e a distribuição de calor acumulado no refrigerante, pelo CITATION e é lido pelo HOT-DOG.

ARQUIVO 32 - HOT-DOG grava nesse arquivo a distribuição de temperaturas no fluido.

ARQUIVO 33 - HOT-DOG grava nesse arquivo, a distribuição de temperaturas no centro da esfera.

ARQUIVO 34 - HOT-DOG grava nesse arquivo, a distribuição de temperatura na partícula de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$.

ARQUIVO 35 - HOT-DOG grava nesse arquivo a distribuição do gradiente de temperatura na esfera.

O programa foi escrito em linguagem FORTRAN (FORTGCLG), seu tempo de processamento é inferior a um minuto e ocupa 700 K de

memória. É necessário definir todos os arquivos mencionados acima nos cartões de controle.

A.7.1 - Cartões de Dados para HOTDOG

CARTÃO 1: (6I5)

Variável	Coluna	Descrição
N1	1 - 5	Número de "mesh-points" radiais do caroço ativo sem refletor
N2	6 -10	Número total de "mesh-points" radiais
M1	11 -15	Número de "mesh-points" do refletor axial superior
M2	16 -20	Número de "mesh-points" axial do caroço ativo mais o refletor axial superior
M3	21 --25	Número total de "mesh-points" axial
ICASOS	26 -30	Números de casos a serem calculados (geralmente = 1)

CARTÃO 2: (6E12.2)

Variável	Coluna	Descrição
R(1)	1 - 12	Raio do caroço ativo (cm)
R(2)	13 - 24	Raio total do caroço (refletor), (cm)
ALT	25 - 36	Altura do caroço ativo (sem refletores), (cm)

CARTÃO 3: (6E12.0)

Variável	Coluna	Descrição
D	1 - 12	Diâmetro da esfera combustível (cm)
R1	13 - 24	Raio do núcleo combustível (cm)
RP	25 - 36	Raio da partícula equivalente , cujo volume é igual ao volume de partícula de PuO_2+ThO_2 mais o volume total de grafita dividido pelo número de ² partículas (cm)
RK	37 - 48	Raio de partícula de PuO_2+ThO_2 (cm)
FV	49 - 60	Fração de vazio do caroço
XPART	61 - 72	Número de partículas de PuO_2+ThO_2 por esfera

CARTÃO 4: (3E12.0)

Variável	Coluna	Descrição
CP	1 - 12	Calor específico médio do hélio = 5193, J/kg°C
CTK	13 - 24	Condutibilidade térmica do PuO_2+ThO_2 W/cm°C
CTG	25 - 36	Condutibilidade térmica de grafita W/cm°C

CARTÃO 5: (4E12.0)

Variável	Coluna	Descrição
POT	1 - 12	Potência térmica total (MWt)
TE	13 - 24	Temperatura de entrada do refrigerante (°C)
T2	25 - 36	Temperatura de saída do refrigerante (°C)
P	37 - 48	Pressão interna do caroço (bar)

Na Figura A.6 abaixo está mostrado a listagem do programa fonte do HOT-DOG.

FORTRAN IV G LEVEL 21

MAIN

DATE = 76215

14/04/20

PAGE 0001

```

C*****
C  PROGRAMA HOT DOG -- CALCULO TERMOCRAULICO DE REATOR HTR-OTTO
C  - ESCRITO POR DANIEL K. S. TING - INSTITUTO DE ENERGIA ATOMICA
C*****
0001  DIMENSION TITL1(80),TITL2(80),DELTA(110),DELTAY(110),DELTAZ(110)
0002  DIMENSION R(5),AT(10),TF(59,110),TFS(110),RG(59,110),RGM(110)
0003  DIMENSION H(59,110),TK(59,110),TS(59,110),TC(59,110)
0004  DIMENSION RE(59,110),PR(59,110),F(59,110),REM(110),TK(59,110)
0005  DIMENSION PRM(110),FM(110),GELT(110),VE(110),DELTP(110)
0006  DIMENSION DPA(59,110),CPA(59,110),GRAGB(59,110),GRAOP(59,110)
0007  READ(5,130)N1,N2,M1,P2,P3,ICASGS
0008  130  FORMAT(6I5)
0009  READ(5,101)H(1),R(2),ALT
0010  101  FORMAT(6E12.2)
0011  READ(5,102)O,R1,RP,RK,FV,XPART
0012  102  FORMAT(6E12.0)
0013  READ(5,103)CP,CTK,CTG
0014  103  FORMAT(3E12.0)
0015  READ(5,104)PGT,TE,T2,P,VT
0016  104  FORMAT(5E12.0)
0017  GO 131 IU=1,ICASGS.
0018  READ(22)(TITL1(I),I=1,18),(TITL2(I),I=1,18),NUACS,JMAX,IMAX,KBMAX,
*NGC21,NGC7,(DELTA(J),J=1,JMAX),(DELTAY(I),I=1,IMAX),(DELTAZ(KB),K
*B=1,KBMAX)
0019  WRITE(6,95)(TITL1(I),I=1,18),(TITL2(I),I=1,18)
0020  95  FCKMAT(1X,18A4,/,1X,18A4)
0021  WRITE(6,96)NUACS,JMAX,IMAX,KBMAX,NGC21,NGC7
0022  96  FORMAT(/,1X,'GEGOMETRIA NC=',I4,/,1X,'NUMERO DE COLUNAS=',I4,/,1X,
*'NUMERO DE LINHAS=',I4,/,1X,'NUMERO DE PLANOS=',I4,/,1X,'DIRECAO D
*O FLUXO DE REFRIGERANTE=',I4,/,1X,'QFCAG DE GRAVACAO=',I4)
0023  WRITE(6,97)
0024  97  FORMAT(/,1X,'DIMENSAO DOS ESPACAMENTOS ENTRE MESH',/,3X,'DELTA
*X',5X,'DELTA Y',5X,'DELTA Z')
0025  WRITE(6,98)(DELTA(J),J=1,JMAX),(DELTAY(I),I=1,IMAX),(DELTAZ(KB),K
*B=1,KBMAX)
0026  98  FORMAT(1X,E8.3,2X,E8.3,2X,E8.3)
0027  READ(22)T,PCT,X
0028  WRITE(6,99)T,PCT,X
0029  99  FORMAT(/,1X,'TEMPO DE QUEIMA=',F7.2,'DIAS',/,1X,'POTENCIA TOTAL='
*,F7.2,'MW(T)',/,1X,'K-EFETIVO=',F7.5)
0030  READ(22)((DPA(J),I),J=1,JMAX),I=1,IMAX)
0031  IF(NGC7-1)22,201,202
0032  202  READ(22)((DPA(J),I),J=1,JMAX),I=1,IMAX)
0033  201  IF(T2)20,20,21
0034  20  IF(VT)22,22,23
0035  21  DE=(FV+D)/(1.5*(1.0-FV))
0036  UG=D-DE
0037  RZ=D/2.
0038  VBOLA=4.0*3.1416*(D/2.0)**3/3.0
0039  VNUCLE=4.0*3.1416*R1**3/3.0
0040  RVOL=VBOLA/VNUCLE
0041  CTE=RP**3*CFG*CTK/(12.0*RK**2*(RK+RP)+CTK)+(RP*CTG+RK**2)
0042  AE=3.1415*DE**2/4.
0043  AG=3.1415*DG**2/4.
0044  ZH=M3-M1
0045  ATDT=3.1416*R(1)**2
0046  DELTT=T2-TE
0047  26  V=PGT/ICP*DELTT*1.0E-06)

```

FORTRAN IV G LEVEL 21

MAIN

CATE = 76215

14/04/70

PAGE 0002

```

0048      VC=V/ATQT
0049      TFSM=0.
0050      DO 2 NC=1,N2
0051      DO 3 NL=1,M3
0052      TF(NC,NL)=TE+DPA(NC,NL)/(VC*CP)
0053      3 CONTINUE
0054      TFS(NC)=TF(NC,M2)
0055      TFSM=TFSM+TFS(NC)
0056      2 CONTINUE
0057      TFSM=TFSM/N1
0058      WRITE(6,194)TFSM
0059      194 FORMAT(1X,15F7.2)
0060      PC=0.
0061      DO 5 NC=1,N2
0062      R01=0.
0063      RE1=0.
0064      PR1=0.
0065      F1=0.
0066      DO 6 NL=1,M3
0067      KO(NC,NL)=(4.0*P*10000.0)/(847.7*(TF(NC,NL)+273.0))
0068      IF(TF(NC,NL)-500.0)30,30,31
0069      30 IF(TF(NC,NL)-300.0)32,32,33
0070      32 IF(TF(NC,NL)-200.0)34,34,35
0071      34 IF(TF(NC,NL)-150.0)36,36,37
0072      36 CTF=0.1929
0073      VISC=2.453E-05
0074      GO TO 60
0075      37 CTF=0.20
0076      VISC=2.610E-05
0077      GO TO 60
0078      35 IF(TF(NC,NL)-250.0)38,38,39
0079      38 CTF=0.22
0080      VISC=2.80E-05
0081      GO TO 60
0082      39 CTF=0.2370
0083      VISC=2.95E-05
0084      GO TO 60
0085      33 IF(TF(NC,NL)-400.0)40,40,41
0086      40 IF(TF(NC,NL)-350.0)42,42,43
0087      42 CTF=0.252
0088      VISC=3.15E-05
0089      GO TO 60
0090      43 CTF=0.263
0091      VISC=3.30E-05
0092      GO TO 60
0093      41 IF(TF(NC,NL)-450.0)44,44,45
0094      44 CTF=0.281
0095      VISC=3.50E-05
0096      GO TO 60
0097      45 CTF=0.295
0098      VISC=3.65E-05
0099      GO TO 60
0100      31 IF(TF(NC,NL)-700.0)46,46,47
0101      46 IF(TF(NC,NL)-600.0)48,48,49
0102      48 IF(TF(NC,NL)-550.0)50,50,51
0103      50 CTF=0.309
0104      VISC=3.82E-05
0105      GO TO 60

```

FORTRAN IV G LEVEL 21

MAIN

DATE = 76215

14/04/70

PAGE 0003

```

C106      51 CTF=0.32
C107      VISC=4.00E-05
C108      GO TO 60
C109      49 IF (TF(NG,NL)-650.0)52,52,53
C110      52 CTF=0.334
C111      VISC=4.142E-05
C112      GO TO 60
C113      53 CTF=0.347
C114      VISC=4.30E-05
C115      GO TO 60
C116      47 IF (TF(NG,NL)-800.0)54,54,55
C117      54 IF (TF(NG,NL)-750.0)56,56,57
C118      56 CTF=0.36
C119      VISC=4.48E-05
C120      GO TO 60
C121      57 CTF=0.37
C122      VISC=4.60E-05
C123      GO TO 60
C124      55 IF (TF(NG,NL)-850.0)58,58,59
C125      58 CTF=0.381
C126      VISC=4.75E-05
C127      GO TO 60
C128      59 CTF=0.39
C129      VISC=4.90E-05
C130      60 KE(NG,NL)=VC*DE*100.0/VISC
C131      PR(NG,NL)=CP*VISC/CTF
C132      F(NG,NL)=67.5/KE(NG,NL)**0.27
C133      H(NG,NL)=0.43*VC*CP*KE(NG,NL)**0.3*PR(NG,NL)**0.66
C134      TC(NG,NL)=TF(NG,NL)+RVLL*CP(NG,NL)*R1**3/(C/2.0)**2*H(NG,NL)
C135      TS(NG,NL)=TC(NG,NL)+RVCL*CP(NG,NL)*R1**2*(R1+R2)/(3.0*CTG*R2)
C136      TM(NG,NL)=TS(NG,NL)+RVCL*CP(NG,NL)*R1**2/(6.0*CTE)
C137      VN=4.0*3.1416*R1**3/3.0
C138      VK=4.0*3.1416*RK**3/3.0
C139      RDP=RVGL*VN/(VK*XPART)
C140      TK(NG,NL)=TM(NG,NL)+RDP*CP(NG,NL)*RK**2/(6.0*CTK)
C141      GRADB(NG,NL)=(TK(NG,NL)-TC(NG,NL))/(C/2.0)
C142      GRACP(NG,NL)=(TK(NG,NL)-TM(NG,NL))/RF
C143      K01=RC1+RC(NG,NL)
C144      RE1=RE1+RE(NG,NL)
C145      PR1=PR1+PR(NG,NL)
C146      F1=F1+F(NG,NL)
C147      6 CONTINUE
C148      RUM(NG)=R01/(ZM+1)
C149      REM(NG)=RE1/(ZM+1)
C150      PRM(NG)=PR1/(ZM+1)
C151      FM(NG)=F1/(ZM+1)
C152      VEL=VC/(RCM(NG)*AE)
C153      DELTP(NG)=(2.0*ALT)**0.5*FM(NG)*VEL**2/(2.0*DE)
C154      DELT(NG)=ATGT*DELTP(NG)*AE/(3.1416*9.0)
C155      PC=PC+DELT(NG)
C156      5 CONTINUE
C157      RELP=P/(P-PC)
C158      RAZ=(1.659-1.0)/1.659
C159      FAT3=1.0-1.0/RELP**RAZ
C160      W0MBE=V*CP*TE*FAT3/1.0E+06
C161      WRITE(32)(TITL1(I),I=1,18),(TITL2(I),I=1,18),NUAC5,JMAX,IMAX,K0MAX
      *,NGC21,NGC7,(DELTAX(J),J=1,JMAX),(DELTAY(I),I=1,IMAX),(DELTAZ(K0),
      *K0=1,K0MAX)

```

FORTRAN IV G LEVEL 21

MAIN

DATE = 76215

14/04/20

PAGE 0004

```

0162      WRITE(32)T,PQT,X
0163      WRITE(32)((IF(AC,AL),AC=1,N2),AL=1,M3)
0164      WRITE(33)(TITL1(I),I=1,18),(TITL2(I),I=1,18),NUACS,JMAX,IMAX,KBMAX
* ,NGC21,NGC7,(DELTAX(J),J=1,JMAX),(DELTAY(I),I=1,IMAX),(DELTAZ(KB),
* KB=1,KBMAX)
0165      WRITE(33)T,PQT,X
0166      WRITE(33)((IF(AC,AL),AC=1,N2),AL=1,M3)
0167      WRITE(34)(TITL1(I),I=1,18),(TITL2(I),I=1,18),NUACS,JMAX,IMAX,KBMAX
* ,NGC21,NGC7,(DELTAX(J),J=1,JMAX),(DELTAY(I),I=1,IMAX),(DELTAZ(KB),
* KB=1,KBMAX)
0168      WRITE(34)T,PQT,X
0169      WRITE(34)((IF(AC,AL),AC=1,N2),AL=1,M3)
0170      WRITE(35)(TITL1(I),I=1,18),(TITL2(I),I=1,18),NUACS,JMAX,IMAX,KBMAX
* ,NGC21,NGC7,(DELTAX(J),J=1,JMAX),(DELTAY(I),I=1,IMAX),(DELTAZ(KB),
* KB=1,KBMAX)
0171      WRITE(35)T,PQT,X
0172      WRITE(35)((GRAUB(AC,AL),AC=1,N2),AL=1,M3)
0173      GO TO 28
0174      23 DELT=PUT/(VT*CP)
0175      T2=DELT+TE
0176      28 WRITE(6,105)
0177      105 FORMAT(1H1,' ***** CALCUL TERMIDRAULICO DO REATOR HTR-QTT
* O * TIPO PEBBLE BEC *****',///,' *** DADOS DO REATOR ***')
0178      WRITE(6,106)PQT,TE,T2,P,VT
0179      106 FORMAT(1X,'PCTENCIA TERMICA (MW)=' ,E12.4,/,1X,'TEMPERATURA ENTRA='
* ,E12.4,/,1X,'TEMPERATURA SAICA=' ,E12.4,/,1X,'PRESSAO DO HELIO=' ,E1
* 2.4,/,1X,'VAZAE TCTAL=' ,E12.4)
0180      WRITE(6,107)ALT,R(1),C,FV
0181      107 FORMAT(1X,'ALTURA DO REATOR=' ,E12.4,/,1X,'RAIO DO CAROCO=' ,E12.4, /
* ,1X,'DIAMETRO DO COMBUST.' ,E12.4,/,1X,'FRACAO DE VAZIC=' ,E12.4, /)
0182      WRITE(6,313)
0183      313 FORMAT(1H1,' *** DISTRIBUICAO DE DENSIDADES DE POTENCIA - W/CC ***
* )
0184      CALL WRITER(OP,M1,P2)
0185      WRITE(6,314)
0186      314 FORMAT(1H1,' *** DISTRIBUICAO DE PCTENCIA ACUMULADA AO REFRIGERANT
* E - W/CM**2 ***')
0187      CALL WRITER(OPA,M1,P2)
0188      WRITE(6,302)
0189      302 FORMAT(1H1,' *** DISTRIBUICAO DE TEMPERATURA DO REFRIGERANTE - GRAU
* S CELCIUS ***')
0190      CALL WRITER(TF,M1,P2)
0191      WRITE(6,303)
0192      303 FORMAT(1H1,' *** DISTRIBUICAO DE TEMPERATURA NA SUPERFICIE DA ESFER
* A - GRAUS CELCIUS ***')
0193      CALL WRITER(TC,M1,P2)
0194      WRITE(6,304)
0195      304 FORMAT(1H1,' *** DISTRIBUICAO DE TEMPERATURA ENTRE O NUCLEO E O EN
* CAPSULAMENTO - GRAUS CELCIUS ***')
0196      CALL WRITER(TS,M1,P2)
0197      WRITE(6,305)
0198      305 FORMAT(1H1,' *** DISTRIBUICAO DE TEMPERATURA NO CENTRO DO COMBUSTIV
* EL - GRAUS CELCIUS ***')
0199      CALL WRITER(TM,M1,P2)
0200      WRITE(6,309)
0201      309 FORMAT(1H1,' *** DISTRIBUICAO DE TEMPERATURA NO KERNEL - GRAUS CELC
* IUS ***')
0202      CALL WRITER(TK,M1,P2)

```


6. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

As principais conclusões do presente estudo podem ser resumidas da seguinte forma:

a) A grande ressonância na seção de choque de absorção (10^5 barn) do Pu-240 na energia de 1,05 eV torna obrigatória levar em conta o efeito de autoblindagem nas partículas de $\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$. O efeito de uma segunda heterogeneidade, causada pelo núcleo de esfera combustível na qual são dispersas as partículas pode ser desprezada.

b) O combustível de ($\text{PuO}_2 + \text{ThO}_2$), para uma relação de enriquecimento igual a 4,0, é intrinsecamente seguro quanto a acidentes envolvendo aumentos bruscos de temperaturas, pois podemos obter valores suficientemente grandes ($5 \times 10^{-4} \Delta K/^\circ C$) dos coeficientes negativos de temperaturas.

A mistura do PuO_2 com ThO_2 numa mesma partícula proporciona uma transferência de calor imediata para o elemento tório, tornando a resposta do reator rápida a qualquer variação de temperatura.

c) As características do reator OTTO-HTR são adequadas para a finalidade de queimar o plutônio produzido por um PWR, pois consegue-se taxas de queima (burnup) bastante significativas (120.000 MWD/ton) de modo a praticamente exaurir o plutônio carregado.

Além disso, as necessidades de carga de plutônio para um reator OTTO-HTR de 3000 MWt é igual a descarga de plutônio de um PWR de 1300 MWe, o que caracteriza a viabilidade física de simbiose entre esses dois tipos de reatores.

d) Apesar da intensa produção do Pu-241 pela conversão do Pu-240 e o conseqüente efeito na reatividade média das esferas combustíveis que é praticamente constante durante a sua queima, o acoplamento entre o gradiente de temperatura na esfera e o seu tempo de residência no reator não é desfeito. O perfil da distribuição axial da densidade de potência depende fortemente da frequência de recarregamento nos reatores OTTO-HTR, que por sua vez está vinculado com o consumo desejado do combustível.

e) A potência de bombeamento do refrigerante hélio necessário é menor do que os correspondentes valores dos reatores AGR e HTGR que também são refrigerados por gás (CO_2 e He, respectivamente). Além disso, a potência de bombeamento no OTTO-HTR é menos sensível a variações da perda de carga do que seus congêneres por causa das condições termodinâmicas do refrigerante mais favoráveis.

As principais recomendações são:

1- Neste estudo não foram levados em consideração os parâmetros econômicos do reator. Um estudo de viabilidade somente seria conclusivo com a inclusão desses parâmetros. Poderia ser verificado, por exemplo, se o valor do plutônio é maior no caso de sua utilização em um OTTO-HTR ou no caso de sua reciclagem no próprio PWR. Em outras palavras, recomenda-se o estudo sobre a

viabilidade econômica de um sistema simbiótico PWR-OTTO-HTR .

2- Um outro aspecto a considerar seria o estudo detalhado do comportamento neutrônico em células com dupla-heterogeneidade a fim de se desenvolver um método de cálculo que considere a segunda heterogeneidade e integrá-lo ao sistema HAMMER-CITHAM para preparação de seções de choque efetivas para cálculos de reatores.

Este estudo é de grande importância e possui um caráter prático muito valioso para futuros cálculos e projetos de reatores do tipo HTR.

3- Seria válido, também, otimizar a relação de enriquecimento ($e = N_{Th}/N_{Pu}$) e/ou relação de moderação a fim de maximizar a razão de conversão do Th-232 em U-233, associando-se esta otimização com o custo do ciclo de combustível.

4- Um refinamento posterior, seria desejável no método de cálculo da distribuição de temperatura no interior de esfera combustível - considerando o caráter discreto da distribuição das partículas de combustível.

5- Finalmente, deveria ser avaliado a influência dos efeitos do escoamento transversal (cross flow mixing) do refrigerante hélio e se fosse necessário, aperfeiçoar o cálculo termohidráulico desse reator.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. BROGLI, D.H, DAHLBERG, R.C, GEORGE ,C.H. "Plutonium Utilization in HTGR", Trans.Am. Nuc.Soc., V.17, 298-9 (Nov. 1973).
2. EL-WAKIL, M.M. " Nuclear Heat Transport ", Toronto, International Textbook Co., 1971.
3. EL-WAKIL, M.M. "Nuclear Energy Conversion", Toronton, International Textbook Co1, 1971
4. FAYA, A.G. "Avaliação Neutrônica de "blanket" do GCFR"., Dissertação de Mestrado apresentada a Escola Politécnica da USP, 1975.
5. FERREIRA, A.C., "Efeito Granular nas Seções de Choque Efetivas nos Reatores tipos HTGR", São Paulo, IEA, Janeiro , 1975 (Informação IEA-39).
6. FOWLER, T.B. et alii, "Nuclear Reactor Core Analysis Code CITATION" Tennessee, Oak Ridge National Laboratory, 1971 (ORNL-TM2496,Rev.2)
7. GREENE, N.M. & CRAVEN, C.N. "XSDRN: A Discrete Ordinates Spectral Averaging Code", Oak Ridge National Laboratory, Tennessee, 1969 (ORNL-TM-2500).
8. LAMARSH, J.R. " Introduction to Nuclear Reactor Theory, reading, Mass., Addison-Wesley, 1966.
9. LOFTS, A.L. et alii, " Status of Thermal Reactor Fuel Manufacture in E.U.A", In Peaceful Uses of Atomic Energy, IAEA, 1972. A/CONF, 49/P/062, Vol.2 .

10. MALY, V. & TEUCHERT, E. "Separated Location of the Partially Depleted Fuel in the Pebble-Bed Reactor", paper presented at IAEA, Panel of Experts on Reactor Burnup Physics, Vienna, July, 1971
11. NORDHEIM, L.W. "The Theory of Resonance Absorption", in Appl. Math. Vol. XI, Nuclear Reactor Theory, pp.58-88, 1961
12. PESSINE, R.T, HUKAI, R.Y. " Nuclear Heat for Shale Oil Extraction" Publicação submetida a ANS, Julho 1976, IEA, São Paulo .
13. PUECHL, K. H. " The Potential of Plutonium as a Fuel in Near-Thermal Converter Reactors"; Nucl. Sci. Engng., New York, Vol.12, 135-150, 1962.
14. SCHULTEN, R. et alii, "The Pebble-Bed High Temperature Reactor as a Source of Nuclear Process Heat, Volume 1, Report JÜ1-1113-RG, KFA, (Oct. 1974).
15. SUICH, J.E. & HONECK , H.C. "Heterogeneous Analysis by Multigroup Method of Exponentials and Reactors - The HAMMER System", Aiken , South Caroline, Savannah River Lab., Jan. 1967 (TID-4500).
16. TEUCHERT, E. et alii, "The Pebble-Bed High Temperature Reactor as a Source of Nuclear Process Heat, volume 2", Report JÜ1-1114-RG KFA, (Oct. 1974).
17. VARADI, G. "Thermodynamische Stoffwert von Helium", Schweiz , Eidgenössisches Institut für Reaktorforschung, 1969 (TM-IN-410).
18. WAHL, D.J. , "The Use of Plutonium in Thermal High Temperature Reactors with Spherical fuel elements investigated for the THTR" Report JÜ1-970-RG, KFA, (Jul. 1973).

V. 32
1

E R R A T A

Na lista das figuras houve a seguinte errata

<u>Nº</u>	<u>Titulo</u>	<u>Pg.</u>
5.6 -	Varição do espectro de nêutrons, a 25 cm da fonte, com a umidade	50 leia-se pg. 56
5.7 -	CURVA A- Espectro de raios gama dos produtos de fissão rápido do Th-232	56 leia-se pg. 50
5.8 -	Espectro de raios gama do Th-232 não irradiado	57 leia-se pg 58
5.9 -	Espectro de raios gama do Th-233 obtido pela irradiação da amostra com nêutrons térmicos	58 leia-se pag 57
3.2 -	onde : XSDRN- Teoria de difusão leia-se XSDRN- Teoria de transporte	
Pg. 9-	onde : ThCB_3 ; leia-se ThOC_3	
Pg.38-	onde : /28/- ; leiasse /29/ onde : Np-233 ; leia-se Np-237	
Pg.63-	onde : U-23-6 ; leia-se U-235 coluna 4 - onde 2,07 leia-se 2,09	