

ARTUR JOSE GONÇALVES FAYA

AVALIAÇÃO NEUTRÔNICA DE "BLANKETS " DE TÓRIO
METÁLICO EM REATORES RÁPIDOS REFRIGERADOS POR GÁS

Orientador: Prof. Dr. Willem Jan Oosterkamp

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

São Paulo, 1975

A Su-Chiang

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Rómulo Ribeiro Pieroni, Superintendente do Instituto de Energia Atômica por ter proporcionado as condições para a realização deste estudo.

Ao Prof. Eng. Pedro Bento de Camargo, Coordenador Geral da Coordenadoria de Engenharia Nuclear pelo apoio recebido .

Ao Prof. Dr. Roberto Y. Hukai, pela orientação inicial, críticas, sugestões e constante incentivo .

Ao Prof. Dr. Willem Jan Oosterkamp, meu Orientador, por sua dedicação e auxílio no desenvolvimento deste estudo e interpretação dos resultados.

Aos operadores e analistas do Centro de Processamento de Dados pela ajuda prestada na execução dos programas.

S Srtta, Creusa Moreira Diniz pelo trabalho de datilografia.

Aos colegas da Coordenadoria de Engenharia Nuclear pelo apoio e interesse demonstrados.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO	1
1.2 - Estudos anteriores	4
2. MODELO UTILIZADO	7
2.1 - Introdução	7
2.2 - reator GCFR de 300 MW(e)	8
2.3 - Elementos combustíveis	10
2.4 - Geometria do GCFR de 300 MW(e)	12
2.5 - Frações de volume	12
2.6 - Administração de combustível	15
3. MÉTODO DE CÁLCULO	17
3.1 - Preparação das secções de choque	17
3.1.1 - Método do fator de autoblindagem	17
3.1.2 - Interpolação dos fatores de autoblindagem	22
3.1.3 - Condensação das secções de choque	26
3.3 - Erros e incertezas na avaliação	27
3.3.1 - Método de cálculo	27
3.3.2 - Constantes nucleares	31
3.3.3 - Conclusão	34

4 . RESULTADOS	36
4.01 - Introdução.....	36
4.2- Consistência das constantes nucleares.....	36
4.2.1 - O reator GCFR de referência ("benchmark").....	36
4.2.2 - Resultados obtidos na avaliação do GCFR de referência.....	36
4.3 - Avaliação do cobertor radial: Th vs. UOg.....	38
4.3.1 - Enriquecimento no caroço do reator e comporta- mento do fator de multiplicação.....	38
4.3.2 - Balanceamento de neutrons.....	41
4.3.3 - Produção de material fissil	46
4.3.4 - Razão de conversão interna e distribuição de potência.....	50
4.3.5 - Produção de U-232	51
4.4- Cobertor radial de ThO ₂	53
4.5 - Cobertor radial de Th com uma única fileira de ele- mentos	57
5. CONCLUSÕES	59
APÊNDICE A - Hipótese para o calculo do GCFR de referência.....	63
APÊNDICE B - Secções de choque efetivas de captura e fissão dos isótopos U-238 e Th-232 em 30 grupos de energia	67
APÊNDICE C - Balanceamento de neutrons do GCFR protótipo com cober- tor de Th em 12 e em 4 grupos de energia.....	68
APÊNDICE D - Programa COLLAPSE.....	71
APÊNDICE E - Referências	

RESUMO

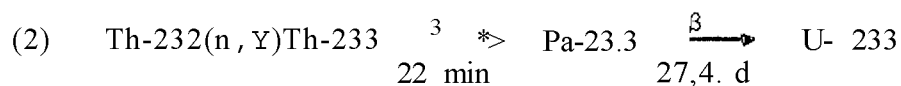
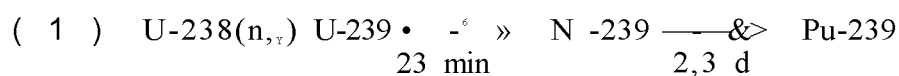
Apresenta-se neste estudo uma avaliação neutrônica de um "blanket" de tório metálico a ser usado em reatores rápidos refrigerados por gás. Compara-se o comportamento do tório metálico com os de UO_2 e ThO_2 com base nos valores dos principais parâmetros integrais. Em relação ao UO_2 (ou ThO_2) o tório metálico proporciona vantagens substanciais principalmente no que se refere a produção de material fissil.

1 . INTRODUÇÃO

1 . 1 - Prefacio

O grande esforço atualmente dispendido na pesquisa e desenvolvimento de reatores rápidos visa, acima de tudo, atender a crescente demanda de energia de uma maneira economicamente viável. Reatores nucleares, de um modo geral, vem se tornando competitivos para a geração de energia elétrica devido ao baixo custo de seus ciclos de combustível em relação aos de combustíveis fósseis. Reatores rápidos, em particular, tem a possibilidade de produzir maior quantidade de material fissil do que consomem. Neste caso, uma fonte praticamente inesgotável de combustível nuclear pode ser obtida. As reservas seriam limitadas apenas por fatores econômicos, à medida que se torne muito cara a extração de urânio e tório de outras fontes como as próprias rochas/35/.

Em reatores rápidos, a regeneração (breeding) de material fissil é conseguida envolvendo-se o caroço (core) por cobertores (blankets) nos quais está presente o material fértil. Os isótopos férteis, U-238 e/ou Th-232, são convertidos em isótopos físséis, Pu-239 e/ou U-233, respectivamente, através de transmutações induzidas por neutrons:



Existe uma série de fatores que tornam atrativa a **con**versão fértil-**fTssil** representada pelo esquema (2), a saber :

1. Considerando-se o mesmo custo de extração, as reservas de tório são da mesma ordem de grandeza das de urânio /35/. Não é o aspecto económico que deve ser ressaltado aqui, porém, o de que a utilização do tório em reatores nucleares possibilita, a priori , a conservação das reservas de urânio por um tempo mais longo /34/ .

2. Num espectro térmico, o U-233 produz mais neutrons por neutron absorvido (fator eta) do que o Pu-239 ou o U-235. A Tabela 1.] ilustra este fato.

Tabela 1.1 - Valores de eta para os principais isótopos **fTsseis**

Isótopo	2200 m/s	Espectro térmico (LWR)	Espectro rápido (FBR)
U-233	2,29	2,2	2,3 - 2,4
U-235	2,07	2,0	2,0 - 2,2
Pu-239	2,09	1,9	2,4 - 2,7

3. Num espectro térmico, a produção de neutrons pelo U-233 é praticamente insensível i temperatura enquanto para o U-235 e Pu-239 ela decresce com o aumento de temperatura /34/ .

4. As propriedades físicas do tório permitem que este material apresente melhor estabilidade a irradiação e maiores tempos

de exposição a radiação do que o urânio /5/. Esta é uma vantagem econômica pois traduz-se em menores custos para reprocessamento e fabricação por unidade de energia produzida.

5. Estudos recentes /19,38/ indicam que o U-233 possuirá um valor entre 1,5 e 2 vezes maior que aquele do Pu-239 nos próximos 30 anos, pelo menos.

A utilização do tório em reatores nucleares é de particular interesse para o Brasil cujas otimistas reservas estimadas /23/ de minérios de tório proporcionariam uma significativa fonte potencial de divisas.

O objetivo deste estudo é realizar uma avaliação neutrônica de um cobertor de tório metálico para reatores tipo G C F R (Gas-Cooled Fast Breeder Reactors). Esta é uma alternativa interessante para os cobertores inicialmente propostos pela General Atomics (GA), que são de dióxido de urânio (UO_2) ou dióxido de tório (ThO_2). Em relação a estes, o tório metálico possui uma densidade maior e, além disso, elementos combustíveis metálicos resultam numa fração de volume maior a ser ocupada pelo material fértil; os dois fatos combinados fazem prever uma maior produção de material fissil no cobertor.

Um reator modelo, projetado pela GA, é descrito no Capítulo 2. No Capítulo 3 apresenta-se o método de cálculo utilizado, dando-se ênfase ao esquema de preparação das constantes nucleares. Em seguida, no Capítulo 4, são apresentados e discutidos os valores obtidos para os principais parâmetros neutrônicos, considerando-se os três materiais férteis para uso no cobertor: Th^* , UO_2 , e

ThC[^]. As conclusões sobre este estudo formam o Capítulo 5.

1.2- Estudos anteriores

A grande maioria dos estudos encontrados /14,19,22,28 , 38/ consideram a utilização de tório em reatores tipo LMFBR (Liquid Metal Fast Breeder Reactor). Estudos semelhantes para reatores GCFR são escassos /9,30/ e dão ênfase ao aspecto econômico da utilização do tório.

Numa antiga publicação /22/, Loewenstein e Okrent estudaram o comportamento dos ciclos Pu-239/U-238/Pu-239 e U-233/Th-232 / U-233* em reatores LMFBR. Os autores chegaram a resultados que indicavam para o ciclo do urânio uma razão de regeneração (breeding ratio) 20 a 30% superior a do ciclo do tório.

Outros estudos /14, 28/ mostraram que a única vantagem significativa do ciclo do tório residia no aspecto de segurança do reator. O ciclo do tório permite coeficientes de reatividade mais negativos em relação ao ciclo do urânio, em reatores LMFBR.

* Nesta notação, o primeiro isótopo é o isótopo fTssil inicialmente predominante para a geração de energia; o segundo é o isótopo fértil predominante; o terceiro é o isótopo fTssil predominantemente formado. O isótopo fértil, central, dá nome ao ciclo.

Tendo em vista este último aspecto, Leipunski /20/ sugeriu um reator LMFBR no qual o caroço operaria num ciclo misto, isto é, o combustível consistiria numa mistura dos isótopos Th-232, U-233, U-238 e Pu-239. ThO₂ seria utilizado como material fértil no cobertor. Para este cobertor, Leipunski encontrou uma razão de regeneração inferior em 2 a 3% ao valor obtido para o reator operando no ciclo do urânio.

Lang /19/ usou um modelo antigo de LMFBR para efetuar seus cálculos. Naquele modelo os cobertores radiais estão presentes tanto na parte externa como na região central do reator (projeto da Allis-Chalmers de 1964 /15/). Para um cobertor de tório metálico a razão de regeneração calculada mostrou-se praticamente igual a obtida no caso de um cobertor de UO₂.

Wood e Driscoll /738/ realizaram um extenso estudo sobre a utilização de ThO₂ em cobertores de reatores LMFBR. Consideraram tres sistemas (combustível na forma de Óxido):

- (1) Caroço e cobertor no ciclo do urânio
- (2) Caroço no ciclo do urânio, cobertor no ciclo do tório
- (3) Caroço e cobertor no ciclo do tório.

O ultimo sistema mostrou-se inferior aos dois primeiros no que se refere a massa físsil necessária no caroço, razão de regeneração e queima (burnup) media de combustível no caroço. A comparação entre os dois primeiros sistemas dependeu do esquema de administração de combustível (fuel management) do cobertor radial. O ThCL mostrou-se superior caso o

esquema adotado admitisse, ao fim de cada ciclo do reator, o deslocamento dos combustíveis da fileira que ocupam para a fileira adjacente exterior (in-out fuel shuffle management).

Em /9/ Oosterkamp, Faya e Shu estudaram o comportamento de um cobertor de tório metálico para reatores LMFBR e GCFR . Atribuindo os preços de U\$ 10/g e U\$ 16,7/g para os isótopos físicos Pu-239 e U-233, respectivamente, concluíram que o tório metálico oferece uma vantagem económica atrativa, em relação ao UO₂ » de cerca de um milhão de dólares por-ano, para um reator de 1000 MW(e).

Num estudo mais recente /30/ , Oosterkamp comparou o comportamento neutrônico de diversos materiais a serem usados em cobertores de reatores LMFBR e GCFR, incluindo materiais puramente refletivos como o berilo (BeO), níquel, carbono e, também misturas de material fértil com material puramente refletivo. O enriquecimento no caroço foi estabelecido de modo a permitir uma alta taxa de conversão interna. Para o GCFR, o tório metálico apresentou um comportamento ligeiramente superior em relação ao UO₂ e ThO₂, no que se refere a produção anual de material físsil (8 e 10% maior em relação ao UO₂ e ThO₂ , respectivamente) e razão de regeneração (2% maior). Oosterkamp concluiu que reatores com cobertores puramente refletivos não oferecem boas perspectivas tendo em vista os valores obtidos para a razão de regeneração . Quanto a misturas de material fértil com outros puramente refletivos estas apresentaram o mesmo comportamento que o material puramente fértil. Foi destacada também a vantagem económica em se produzir U-233 em lugar de Pu-239.

∞ MODELO UTILIZADO

2.1 - Introdução

Na última década, estudos realizados na Europa e Estados Unidos mostraram que o uso de hélio como refrigerante para reatores rápidos é uma boa alternativa para a refrigeração por metal líquido. Algumas das principais vantagens do hélio em relação ao metal líquido são enumeradas:

(1) O hélio interage muito pouco com neutrons, o que implica em maiores taxas de regeneração e menor excesso de reatividade para o reator operar.

(2) O hélio é um gás inerte. Assim, as consequências de um possível vazamento e posterior contato do hélio com o vapor do circuito secundário, não são comprometedoras para a segurança da usina pois o nível de radioatividade do hélio é muito baixo e consequência única de impurezas presentes no gás. Além disso, os dois fluidos não interagem quimicamente.

(3) Os serviços de manutenção de um reator rápido refrigerado por hélio são, relativamente, de fácil execução. Além de inerte e não radioativo, o hélio não é inflamável dispensando os cuidados de uma atmosfera inerte para o vaso de contenção .

(4) O hélio não atravessa mudança de fase nas temperaturas de operação de reatores . Inexiste, assim, o problema de instabilidades no processo de transferência de calor decorrentes da evaporação do refrigerante.

Por seu lado, um refrigerante metálico líquido apresenta uma série de vantagens em relação ao hélio entre as quais destacam-se:

(1) A energia necessária para bombear o próprio refrigerante é menor.

(2) Alto coeficiente de transferência de calor.

Outra razão que levou a escolha do GCFR como modelo para os cálculos é o interesse do Instituto de Energia Atômica, mais particularmente, a Coordenadoria de Engenharia Nuclear, em estudos de reatores refrigerados a gás.

2-2 - O Reator GCFR de 300 MW(e)

Trata-se de um reator protótipo projetado pela General Atomic com o objetivo de demonstrar a viabilidade da refrigeração a gás para reatores rápidos, em condição de operação. A GA faz uso do avanço adquirido na tecnologia de componentes do sistema de refrigeração do HIGR (High Temperature Gas-Cooled Reactors) e do desenvolvimento atingido nos últimos anos pela tecnologia de elementos combustíveis de reatores LMFBR e de Física de Reatores Rápidos.

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

O projeto original /31/ é baseado no ciclo do urânio. Entretanto, em estudos mais recentes /27,11/ a GA tem proposto o uso de Óxido de tório como material fértil para o cobertor

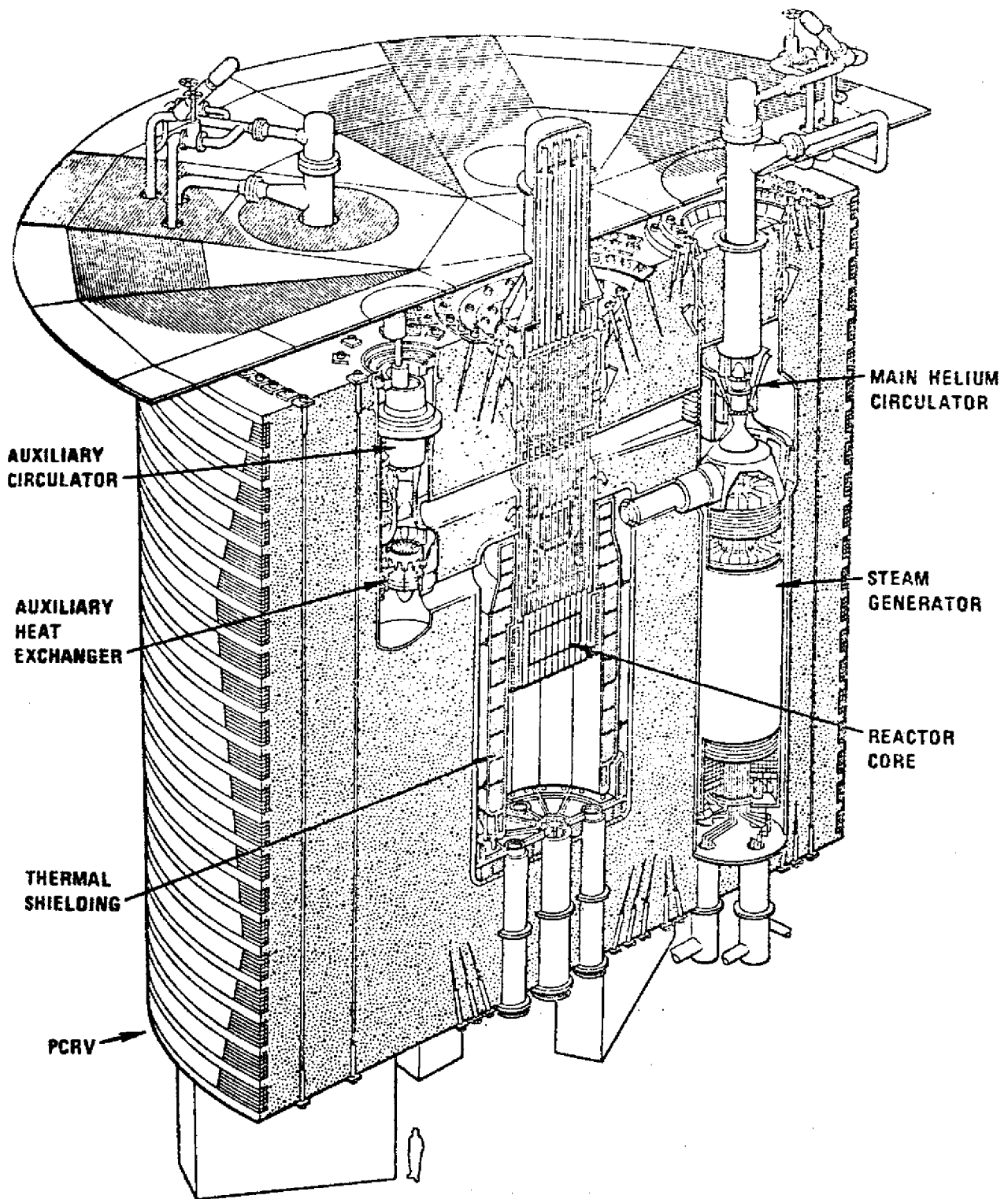


Figura 2.1 - Perspectiva do GCR prototipo

radial. Abaixo são apresentados os principais dados de projeto da central nuclear de 300 MW(e).

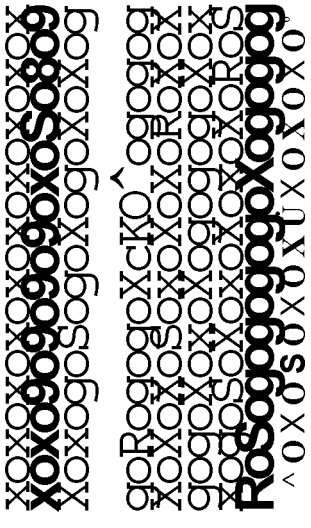
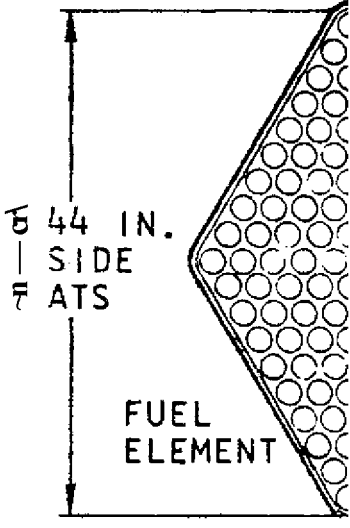
Potência térmica do reator, MW(e).....	804
Potência elétrica bruta, MW(e).....	304
Potência elétrica líquida , MW(e).....	300
Eficiência da central.....	36%

2.3 - Elementos de combustíveis

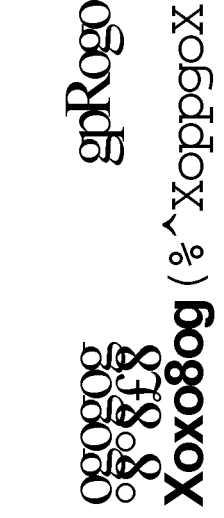
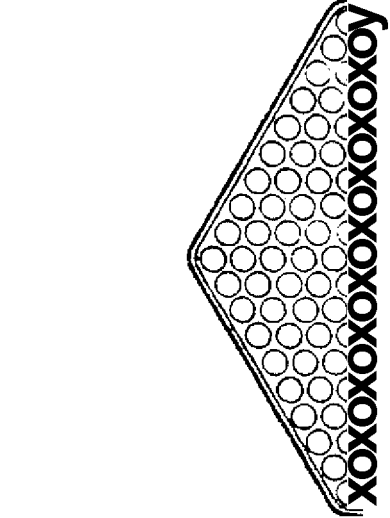
O combustível é uma mistura de UO_2 e PuO_2 fabricados na forma de pastilhas (pellets) que são empilhadas dentro de tubos de aço tipo 316 (cladding) . Um tubo destes preenchido com combustível constitui uma vareta de combustível (fuel rod) cujo comprimento é a própria altura do reator. Assim, considerando-se o sentido de cima para baixo , a coluna de pastilhas dentro do tubo consiste em: 45,2 cm de pastilhas de UO_2 (cobertor axial superior), 100,4 cm de pastilhas de UO_2 misturado com PuO_2 e 45,2 cm de pastilhas de UO_2 (cobertor axial inferior). Um elemento combustível constitui-se de 270 varetas de combustível arranjadas em geometria triangular dentro de prismas hexagonais de aço 316 como pode ser observado na Figura 2.2 . As varetas de combustível do cobertor radial contem somente pastilhas de material fértil e um elemento combustível daquela região comporta 126 varetas.

Neste estudo sugere-se , como alternativa, prismas hexagonais de tório metálico perfurados por canais de refrigeração para o cobertor radial. Outro estudo* associado a este mostra que o número de canais de refrigeração necessário é pequeno - quatro ou cinco canais de 1 cm de diâmetro - de modo que consegue-se uma alta fração volumétrica de material fértil

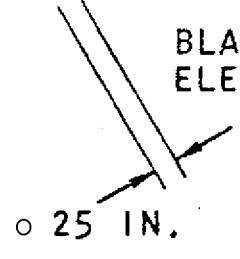
* Shu-Faya, S.C., Tese de Mestrado, a ser publicada.



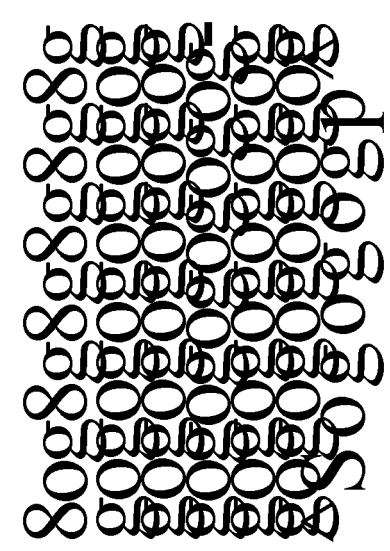
^8r8r8ORQ



^ogogog



BLANKE ELEMEN



a o
2 cm

foxoN-

2.4 - Geometria do 6CFR de 300 MW(e)

Os elementos combustíveis são dispostos num arranjo de tal maneira que a forma do reator se aproxima de um cilindro quadrado. A Figura 2.3 mostra um corte horizontal do reator a altura média do caroço.

Para efeitos de cálculo, o reator real foi simulado por um reator cilíndrico. No reator "cilindrizado" o volume de uma determinada zona é mantido igual ao volume da zona correspondente do reator real. Um quarto do reator "cilindrizado" é mostrado na Figura 2.4 com as dimensões representativas do reator operando a plena potência.

2.5 - Frações de volume

O caroço do reator é dividido em quatro zonas com enriquecimentos diferentes. O objetivo é a obtenção de um perfil aproximadamente plano para a curva de distribuição de potência no sentido radial.

As frações de volume ocupadas pelos diversos materiais que constituem o reator são indicadas na Tabela 2.2.

Tabela 2.2 - Frações de volume no caroço (cobertor axial) e no cobertor radial

	Zona 1	Zona 2	Zona 3	Zona 4	Cobertor UO ₂ (ThO ₂)	radial Th
Combustível	0,2785	0,2714	0,2705	0,2861	0,4257	0,85
Refrigerante	0,5610	0,5681	0,5691	0,5534	0,4266	0,10
Estrutura e Encamisamento	0,1604	0,1605	0,1604	0,1605	0,1477	0,05

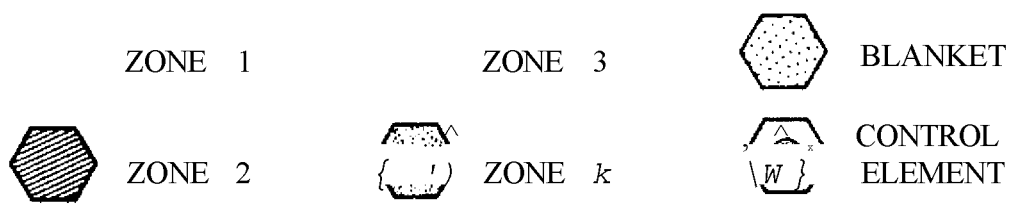
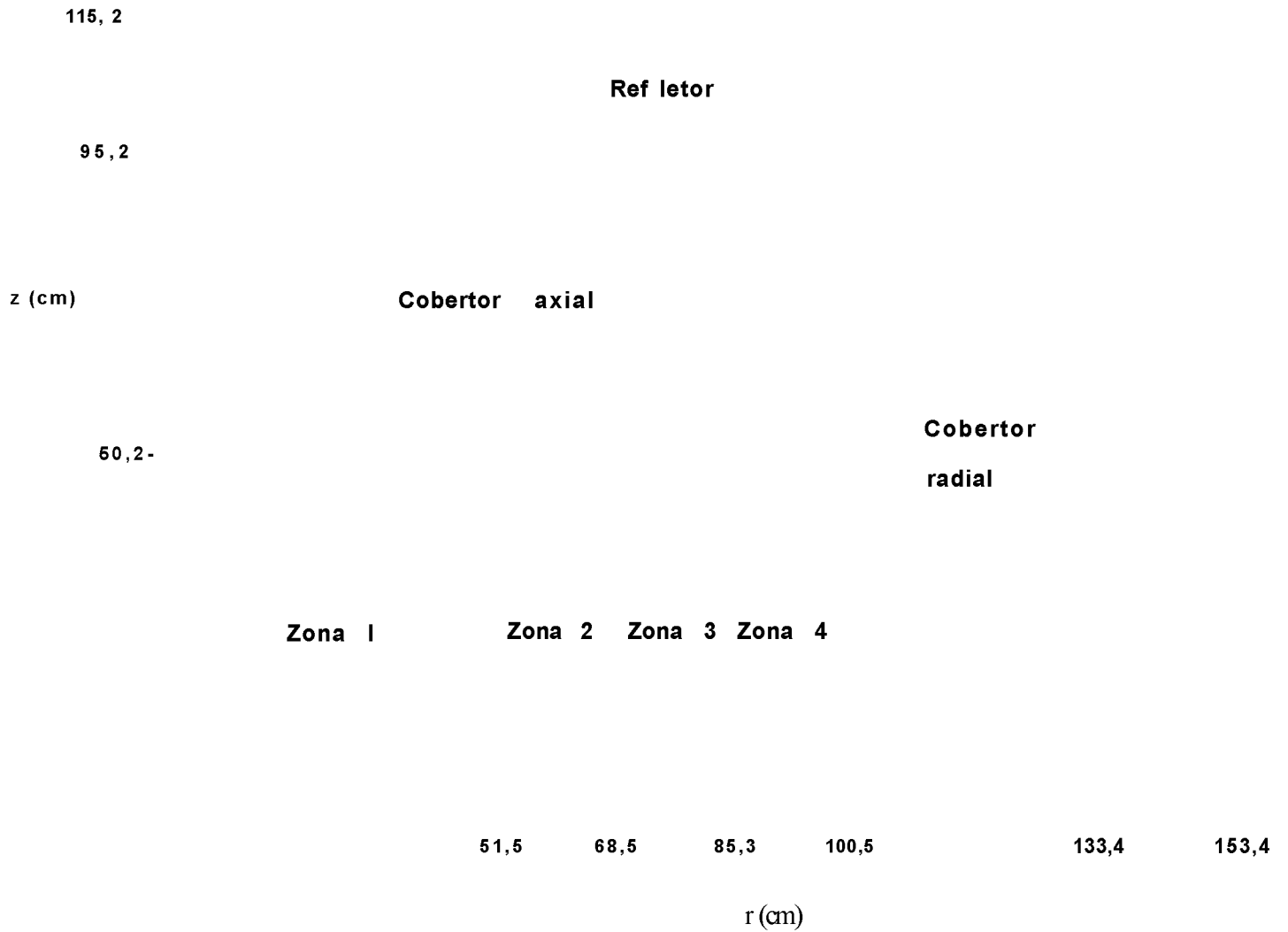


Figura 2.3 - Seccao horizontal do reator a altura do caroco



**FIG 2.4 - Dimensões de um quarto do reator
cilindrizado equivalente ao CGFR de 300MW(e)**

A densidade do combustível no caroço ($UO_2 + PuO_2$) é 87% da densidade teórica e no cobertor radial, 91%. A estrutura e o encamisamento são de aço 316 SS com a seguinte composição : 67,5% Ferro, 17,5% Cromo, 12,4% Niquel, 2,6% Molibidinio. A composição isotópica do plutônio usado para alimentar o reator é típica do combustível descarregado de um reator de água leve : Pu-239/Pu-240/Pu-241/Pu-242 = 55/25/14/6.

2.6 - Administração de combustível

Um terço dos elementos combustíveis do caroço é trocado a intervalos anuais, o que corresponde a 250 dias do reator operando em plena potência. Cada elemento de combustível, portanto, permanece no caroço por um período de 750 dias de operação. O mesmo esquema é seguido para a primeira linha de elementos combustíveis do cobertor radial. Existem razões físicas e econômicas para a escolha de um certo esquema de administração de combustível.

No caroço, a medida que o combustível é queimado, o reator perde paulatinamente seu excesso de reatividade e as barras de controle são retiradas passo a passo para compensar a perda. A substituição anual de um terço dos elementos combustíveis queimados por elementos novos é suficiente para que o reator retome o excesso de reatividade necessário para sua operação por 250 dias. Os elementos de combustível permanecendo no caroço por um período de 750 dias atingem queimas médias de 100 MWD/kg, um valor economicamente atrativo pois corresponde, aproximadamente, a queima de 10% de todo material -

fissionável presente no elemento novo. Em termos de comparação, a queima de combustível em reatores de água leve não ultrapassa 30 MWD/kg

No cobertor radial o esquema é idêntico ao proposto pela GA. Vários esquemas diferentes poderiam ser testados e um estudo econômico detalhado [25,38] mostraria o mais interessante entre eles. Entretanto, isto está fora dos objetivos deste trabalho.

3, MÉTODO DE CALCULO

3.1 - Preparação das secções de choque

3.1.1 - Método do fator de autoabstração

Devido aos valores relativamente baixos de secções de choque da maioria dos materiais para neutrons rápidos, os efeitos de heterogeneidade em reatores rápidos são pequenos. O caminho livre médio dos neutrons é grande comparado as dimensões das pastilhas de combustível, distancia entre varetas de combustível, etc. Em estudos paramétricos como este pode-se considerar o reator como composto de zonas homogêneas. Em outros termos, numa região do reator onde a composição se mantém fixa, as constantes nucleares das funções da energia de neutron incidente, exclusivamente.

No método do fator de autoabstração um conjunto de constantes nucleares necessários é compilado num número discreto de grupos de energia (30 - 50), a partir de uma biblioteca de constantes nucleares como, por exemplo, o DF/B-III (ENDF para Evaluated Nuclear Data File, compilado pelo Brookhaven National Laboratory). Para efetuar esta compilação e adotada uma certa forma padrão para o espectro de neutron, o espectro padrão deve ser tal que resulte nos menores erros possíveis para os cálculos onde as constantes compiladas serão utilizadas.

O espectro padrão $-p(E)$ usado como função ponderado

ra para a compilação e dado por :

$$\begin{aligned} \phi_0(E) &= J - \frac{J}{E} \quad \text{para } 0 < E < 2,23 \text{ MeV} \\ &= \sqrt{E} \cdot e^{-E/\lambda} \quad \text{para } E > 2,23 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3.1)$$

A constante λ depende do isótopo físsil predominante.

Quando um isótopo acha-se presente num meio em baixas concentrações, o comportamento de sua secção de choque, porventura apresentando ressonâncias, não afeta o espectro de neutrons $\phi(E)$ do meio. Diz-se que o isótopo acha-se "infinitamente diluído". A secção de choque microscópica do isótopo j , infinitamente diluído, para a reação α , no grupo g , é dada por:

$$\sigma_{\alpha, j} = \frac{\int_{g} \sigma_{\alpha, j}(E, T_{\alpha}(E)) dE}{\int_{g} \phi_0(E) dE} \quad (3.2)$$

Ambas as integrações são realizadas entre os limites de energia que definem o grupo g .

Quando a concentração do isótopo é significativa e sua secção de choque para uma ou mais reações apresenta ressonâncias, sua presença afeta sobremaneira o espectro de neutrons. Para o cálculo das secções de choque efetivas $\sigma_{\alpha, j}^*$ assumida a aproximação de ressonância estreita. O fluxo assume a forma

$$\phi^*(E) = \frac{\phi_0(E)}{z_{\alpha, j}(E)} \quad (3.3)$$

secção de choque macroscópica total do meio.

As secções de choque efetivas são então calculadas através

$$\sigma_{oi} = \int \sigma_{tj} \cdot N_j \cdot dE \quad (3.4)$$

A utilização da equação (3.4) para o cálculo de secções de choque efetivas implicaria em excessivo tempo de computação. Abagyan/1/ introduziu o conceito de fator de autoblindagem que ajusta a secção de choque do isótopo infinitamente diluído:

A dependência de σ_{oi} em relação a composição do meio é reduzida a uma única variável, a $\sigma_{tj}(E,T)$, secção de choque de fundo (background). É definida por:

$$\sigma_{oi}(E,T) = \frac{1}{N_i} \sum_{j \neq i} N_j \cdot \sigma_{tj}(E,T) \quad (3.6)$$

onde

N_i densidade atômica do isótopo i

σ_{tj} secção de choque microscópica total do isótopo j .

Usando-se as equações (3.2), (3.3), (3.4), (3.5) e (3.6) é possível estabelecer uma fórmula para o cálculo do fator de autoblindagem:

$$a_{t,j}(E, T) \approx \frac{\langle \sigma_{t,j}(E) \rangle}{\sigma_{t,j}(E, T)} \approx \frac{\int \sigma_{t,j}(E) \phi(E) dE}{\int \sigma_{t,j}(E, T) \phi(E) dE} \quad (3.7)$$

onde

$\langle \sigma_{t,j}(E) \rangle$ valor médio de $\sigma_{t,j}(E, T)$ no grupo g .

A equação (3.7) é usada para calcular os fatores de autoblindagem para fissão, captura e espalhamento. O fator de autoblindagem para a secção de choque microscópica total é deduzido a seguir.

O coeficiente de difusão D presente na equação de difusão de neutrons é inversamente proporcional a secção de choque microscópica total :

$$D = \frac{1}{3 \Sigma_{t,j}(E, T)} \langle \sigma_{t,j}(E) \rangle \phi(E) dE = \frac{1}{3 \Sigma_{t,j}(E, T)} \int \sigma_{t,j}(E) \phi(E) dE \quad (3.8)$$

Mas,

$$4_t = N_{1, a_{ti}} * N_{1, a_{01}} \quad (3.9)$$

Substituindo-se (3.9) e (3.3) em (3.8) tem-se

$$;?i \quad a_{ti}(E, T) \quad dE \quad (3.10)$$

$$M^E \quad dE$$

De (3.10), (3.2) e (3.3) vem

$$a_{ti}(E, J) \quad dE$$

$$c \quad oí$$

$$/ \quad a_{ti}(E, T) + a_{oi}^? \quad dE$$

$$/ \quad V^E \quad dE$$

$$f \quad c_{ti}(E, T) * \cdot(E) \quad dE \quad (3.11)$$

As compilações de secções de choque baseadas neste método

apresentam geralmente tabelas dos fatores f^* calculados para cinco ou seis valores de a_0 e tres ou quatro valores de temperatura. RA valores intermediários faz-se necessária uma interpolação dos fatores tabelados. O esquema de interpolação usado neste estudo e objeto da Secção 3.1.2.

Deve-se notar que o método é aplicado NÃO SOMENTE a ISO TOPOS QUE APRESENTEM ressonâncias PARA ALGUNS TIPOS DE interações COM NEUTRONS MAS, TAMBÉM» AQUELES CUJA secção de choque é uma função FRACAMENTE dependente da energia do neutron incidente. NESTE CASO, ENTRETANTO, os fatores de autoblindagem são iguais ou muito próximos a UNIDADE.

3.1.2 - Interpolação dos fatores de autoblindagem

Esta Secção trata da interpolação dos fatores de autoblindagem para o caso do valor calculado de a_0 situar-se entre dois VALORES consecutivos TABELADOS, O QUE NORMALMENTE ACONTECE. Para isto será CONSIDERADA UMA MISTURA homogênea de isótopos, na qual um DOS isótopos presentes, i_0 , apresenta uma ressonância de absorção isolada. PRÓXIMO à ressonância, a secção de choque total, σ_{t0} , E A DE ABSORÇÃO, σ_{a0} , SÃO DADAS PELAS fórmulas DE BREIT - WIGNER /8/ :

VA

σ_{t0}

$$k^2 (E - E_0)^2 + (r/2)^2$$

+

$$k (E - E_0)^2 + (r/2)^2$$

+

$$4TTR^2$$

(3.12)

$$\sigma_{\text{res}} = \frac{4\pi}{k^2} \frac{|J|^2}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (3.13)$$

onde,

k número de onda do neutrón nas coordenadas do centro-de-massa do sistema neutrón-núcleo;

fator estatístico de "spin" :

$$\frac{2J + 1}{2(2I + 1)}$$

J número quântico de "spin" do núcleo composto (neutrón-núcleo alvo);

I número quântico de "spin" do núcleo alvo ;

E energia do neutrón incidente;

E_0 energia na qual a secção de choque de absorção é máxima;

Γ largura de ressonância : largura de nível do neutrón, radiativa e total , respectivamente ;

R raio do núcleo .

Usando-se as definições

$$h = V a_i$$

$$Z_i = N \cdot a_{i1} + N \cdot 0_{i1}$$

$$a_{i1} = 4\pi R^2$$

$$p = V \cdot \rho_i \cdot \pi_i$$

a integral de ressonância , I , pode ser calculada por

$$N_i = \frac{S}{1 - r} \left(\frac{1 - r}{1 - r} \right)^t \quad (3.14)$$

Definindo-se ainda

$$b = \frac{1 - r}{1 - r}$$

onde b é o valor máximo de $\frac{1 - r}{1 - r}$, obtém-se

onde b_m é o valor máximo de $\frac{1 - r}{1 - r}$, obtém-se

$$N_i = \frac{S}{1 - r} \left(\frac{1 - r}{1 - r} \right)^t + e^{-rt} \quad (3.15)$$

Se o isótopo i estiver presente em concentrações muito baixas na mistura $e \gg 1 - r$, a equação (3.15) se reduz a

$$N_i = \frac{S}{1 - r} - \frac{1 - r}{1 - r} \quad (3.16)$$

Dividindo-se (3.15) por (3.16)

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{S + 1 - r}{S + 1 - r} \left(\frac{1 - r}{1 - r} \right)^t \quad (3.17)$$

onde

$$b = \rho_{pi} + \rho_m (1 - r)$$

A equação (3.17) dá origem a um algoritmo de interpolação do fator de autoblindagem para valores de a_0 não tabelados.

Sejam f^k e $a_{0,k}$ os valores do fator de autoblindagem correspondentes respectivamente a a_0^k e $a_{0,k}$, tabelados consecutivamente. Deseja-se calcular f correspondente a a_0 tal que $a_{0,k} < a_0 < a_{0,k+1}$. Usando a equação (3.17), sendo a_{-} e b_{-} desconhecidos.

O valor de a_{-} , seção de choque de espalhamento potencial, é constante na ressonância e em suas vizinhanças. Pode-se dizer praticamente o mesmo em relação a b_{-} . Uma boa aproximação é

$$b_{-} = b_{k-1} + b_{k+1} \quad (3.18)$$

De (3.17) e (3.18) obtém-se

$$b_{-} = \frac{a_{0,k+1} f_{k+1} - a_{0,k} f_k}{f_{k+1} - f_k} \quad (3.19)$$

$$b_{-} = \frac{a_{0,k+1} f_{k+1} - a_{0,k} f_k}{f_{k+1} - f_k} \quad (3.19)$$

3.1.3 - Condensação das secções de choque

Tendo-se obtido as secções de choque efetivas em 30 grupos de energia, é realizado um cálculo do reator modelo, através do programa de difusão CITATION (Secção 3.2.) , para as condições iniciais . O programa fornece como um dos resultados o espectro de neutrons em cada zona do reator. Este espectro é então utilizado como função ponderadora para condensar as secções de choque de 30 para 4 grupos de energia (programa COLLAPSE - Apêndice D), com cada zona do reator possuindo seu conjunto de secções de choque. Quatro é um número de grupos de energia recomendado para estudos paramétricos c£mo este, tendo-se em vista o compromisso entre precisão e tempo de computação /31/ .

A Tabela 3.1 define os grupos segundo a faixa de energia que ocupam.

Tabela 3.1 - Definição dos grupos de energia

<u>Grupo</u>	<u>Limite superior , eV</u>
1	1,00 x 10 ⁷
2	8,21 x 10 ⁵
3	6,74 x 10 ⁴
4	5,53 x 10 ³

3.2 - Programa utilizado

O programa CITATION /IO/, escrito em linguagem FORTRAN IV, tem por objetivo resolver problemas da teoria de difusão de neutrons na representação por diferenças finitas. Entre suas principais características destacam-se :

- (1) possibilidade de resolver problemas de até três dimensões;
- (2) cálculo do comportamento temporal do reator;
- (3) vários esquemas possíveis para a administração de combustível.

3.3 - Erros e incertezas na avaliação

³-3.1 - Método de cálculo

O método do fator de auto blindagem tem-se revelado uma técnica simples e rápida para a compilação de constantes nucleares. Resultados obtidos pela aplicação deste método concordam com os produzidos por técnicas mais sofisticadas [17,21]. Num meio em que se ache presente um isótopo com ressonâncias em sua seção de choque de absorção, a hipótese de densidade de colisão constante, isto é,

$$E_i(u) \langle \sigma_j(u) \rangle \sim \text{constante}$$

exige a condição de que a perda média de energia do neutron por colisão deva ser muito maior que a largura total da ressonância Γ . Pode-se expressar matematicamente esta condição através da desigualdade [5]

$$(1 - \alpha_k) E_0 \gg \Gamma$$

onde E_0 é a energia em que ocorre o máximo da ressonância, r é a largura da ressonância e $a_s = [(A-1)/(A+1)]^2$, sendo A o número de massa do isótopo ressonante. Para isótopos férteis (que predominam no reator) esta condição é satisfatória na faixa resolvida onde as ressonâncias são estreitas e suficientemente espaçadas. Em energias mais altas aparece o problema de sobreposição de ressonâncias agravado pelo efeito Doppler. Para isótopos fissionáveis o problema acentua-se pois o espaçamento entre ressonâncias é, em média, muito menor. Este fenômeno, contudo, é considerado na preparação das seções de choque através do programa ETOX-III.

De um modo geral a aproximação de densidade de colisões constante é satisfatória para reatores GCFR pois estes possuem espectros de neutrons mais duro do que outros reatores o que diminua a influência das ressonâncias.

Um problema pode ocorrer com o método do fator de autoblindagem quando da definição de β_0 . Esta pode tornar-se ambígua se mais de um isótopo espalhador ressonante está presente no meio. Isto não foi considerado no estudo pois implicaria apenas em modificar ligeiramente algumas seções de choque efetivas de um ou dois grupos dos 30 grupos de energia iniciais. Sua influência nos parâmetros integrais, portanto, seria desprezível. Esta ambiguidade pode ser contornada se para o cálculo de β_0 for escolhido um processo iterativo simples [17]:

$$\beta_{0,i}^{v+1} = \sum_{j \neq i} N_j (f_{c,j}^v \langle \sigma_{c,j} \rangle + f_{f,j}^v \langle \sigma_{f,j} \rangle) + f$$

onde v é o índice da iteração.

O esquema de interpolação dos fatores de autoblindagem tabelados em /16/ apresentou resultados concordantes com o esquema proposto por R. B. Kidman /18/, puramente matemático. A Tabela 3.2 apresenta os valores dos fatores interpolados em função de a_{of} segundo cada esquema de interpolação, para a Secção de choque total e de captura do U-238 na faixa de energia 25 KeV a 41 KeV.

O método usado para condensar as secções de choque de 30 para 4 grupos de energia baseia-se numa sugestão apresentada em /2/. O uso de diferentes conjuntos de Secções de choque para cada linha de elementos do cobertor radial, procura levar em conta os efeitos de dependência espacial nesta região. Uma grande vantagem do método decorre da pouca sensibilidade dos resultados do cálculo de difusão em relação ao número de grupos de energia utilizados. Realizou-se um cálculo deste tipo em 12 grupos de energia, considerando o reator protótipo envolto em cobertor de tório metálico.

Apresenta-se no Apêndice C os resultados obtidos para o balanceamento de neutrons. Comparando-se com os resultados apresentados na Secção 4.3, obtidos através de um cálculo em 4 grupos de energia, nota-se que as discrepâncias são bastantes pequenas, menores que 1% para as taxas de reação de isótopos físseis e férteis.

O efeito de canalização de neutrons (neutron streaming) não foi considerado. No reator protótipo cerca de 45% do volume do elemento combustível do caroço é ocupado pelo refrigerante que, por se tratar de hélio, pouco interage com os neutrons podendo ser consi_

derado um "vazio" para os mesmos. Além disso, 12% do volume do caroço devem ser somados para levar em conta os interstícios entre elementos combustíveis e espaços a serem ocupados por barras de controle. Portanto, 57% do volume do caroço é ocupado por canais que se estendem no sentido axial dentro dos quais os neutrons praticamente não interagem. Os neutrons podem assim difundirem-se mais facilmente, aumentando sua fuga do caroço e, conseqüentemente, diminuindo o fator de multiplicação efetivo.

Tabela 3.2 - Comparação de dois esquemas de interpolação para o fator de autoblindagem

	Ref.718/ este estudo	Ref./18/ Este estudo
1 (tabelado)	0,904	0,874
2	0,911	0,880
6	0,930	0,898
10 (tabelado)	0,943	0,911
20	0,960	0,933
60	0,982	0,965
100 (tabelado)	0,988	0,976

Este fenômeno é, por natureza, um efeito de transporte de neutrons, e, como tal,, requer um tratamento calculacionai através da teoria de transporte. A técnica de probabilidades direcionais de colisão poderia ser utilizada. Basicamente é realizado um cálculo de célula do reator onde os parâmetros de difusão são obtidos para cada direção , axial e radial, e empregados posteriormente no cálculo de difusão do reator homogeneizado. Resultados obtidos por Pellaud /31 / mostram que, ao levar-se em conta este efeito, sua influência sobre parâmetros integrais, como fator de multiplicação efetivo, taxa de conversão do caroço e taxa de regeneração, é pequena, com correções menores que VL

3.3.2 - Constantes nucleares

As constantes nucleares são atualmente a mais importante causa de incertezas no cálculo de reatores rápidos. A faixa de energias coberta pelo espectro destes reatores se estende de 100 eV a 10 MeV geralmente. Portanto, a previsão das propriedades físicas de reatores rápidos depende de um conhecimento detalhado das constantes nucleares microscópicas em função da energia o que, infelizmente, não é a regra geral.

Para alguns isótopos a discrepância entre medidas experimentais de autores diferentes chega a ser maior que a incerteza individual de cada medida. A Tabela 3.3 ilustra este fato. Um dos motivos mais comuns destes problemas é a inconsistência na normalização para medidas relativas. Medidas absolutas são bastantes difíceis principalmente as de seções de choque de captura e fissão de isóto-

pos de número atômico elevado. Normalmente estas constantes são medidas em relação a uma secção de choque padrão. Se experiências diferentes usam padrões diferentes e se, além disso, as secções de choque*padrões possuem incertezas significantes, é claro que haverá grandes discrepâncias entre os valores de cada experiência. Uma das medidas tomadas como padrão é a secção de choque de fissão do U-235. Medidas recentes /36,37/ deste padrão revelaram discrepâncias entre, si de até 15 % para energias superiores a 100 KeV. Outra causa de erros mais sérios, por ser de detecção difícil, provem de erros sistemáticos cometidos nas experiências.

Tabela 3.3 - Várias medidas de secções de choque de captura do U-238 para um neutron de 30 KeV

$\sigma_a (n, Y), \text{mb}$	Autores (referências em /7/)
470 ± 38	de Saussure, Weston et al.
473 ± 74	Gibbons et al.
479 ± 14	Manlove, Pönitz
467 ± 18	Pönitz
549 ± 55	Modin, Gibbons, Posma
373 ± 77	Hanna, Rose
420 ± 30	Moxon

A Tabela 3.4 extraída da referência /12/ lista as incertezas nas principais secções de choque dos isótopos U-238 e Pu-239 .

Tabela 3.4 - Incertezas nas secções de choque dos isótopos U-238 e Pu-239

Dado Nuclear	Energia do neutron incidente	incerteza %
U-238 $\sigma(n,j)$	1 a 100 KeV	10
	> 100 KeV	10
U-238 $\sigma(n,n')$	0,1 a 1 MeV	15
	> 1 MeV	20
U-238 $\sigma_a(n,f)$	> T MeV	6
U-238 ν	> 1 MeV	3
Pu-239 $\sigma_a(n,f)$	0,1 a 20 KeV	10
	20 a 300 KeV	10
	> 300 KeV	6
Pu-239 $\sigma_0(n,j)$	0,2 a 20 KeV	20
	20 a 80 KeV	20
	> 80 KeV	20
Pu-239 ν	> 0,1 KeV	2
Pu-239 $\sigma(n,n')$	> 10 KeV	40

Em vista das discrepâncias experimentais a politica adotada em relação a constantes nucleares foi a de criar grupos de físicos avaliadores. A função destes grupos é reunir o maior número de medidas nucleares obtidas por físicos experimentais baseando-se em toda informação experimental disponível, julgar a confiabilidade das medidas e, finalmente produzir uma biblioteca de constantes nucleares avaliadas.

Os dados avaliados são testados através de medidas de parâmetros integrais realizados em experiências de montagens críticas. Para verificar a precisão das avaliações são usadas montagens críticas de diversas geometrias, composições e distribuições espectrais de neutrons.

3.3.3 - Conclusão

Os métodos de calculo empregados para a previsão de propriedades físicas de reatores tem atingido nos últimos anos um desenvolvimento tal que os erros cometidos devido a defeitos na teoria de reatores tornaram-se muito menores que os erros introduzidos por incertezas nos dados nucleares. Entretanto, técnicas calculacionais mais sofisticadas devem ser desenvolvidas para a previsão do comportamento neutrônico de cobertores de reatores rápidos", onde os efeitos de heterogeneidade podem ser importantes.

O projeto e avaliação neutrônica de reatores rápidos - são muito sensíveis a incertezas nas constantes nucleares. Fazem-se necessárias medidas mais precisas de secções de choque microscópicas de captura, fissão e espalhamento inelastico de isótopos físseis e férteis. São constantes fundamentais para a determinação do comportamento do reator.

Finalmente, a Tabela 3.5 apresenta uma estimativa das incertezas nos principais parâmetros de reatores rápidos 712/ como reflexo das incertezas nas constantes nucleares.

Tabela 3.5 - Incerteza nos principais parâmetros físicos de reatores rápidos devido a incertezas nos dados nucleares,,

Parâmetros	Incerteza
Massa físsil no caroço, \pm % (Pu-239 + Pu-241)	8
Taxa de regeneração, \pm	0,10
Coefficiente de Doppler, \pm %	20
Reatividade de barras de controle, \pm %	15
<u>Densidade de potência máxima</u> , \pm % Densidade de potência media no caroço	5

4 . RESULTADOS

4-1 - Introdução

O objetivo deste Capítulo é apresentar e discutir os valores obtidos para os principais parâmetros neutronicos pela aplicação do método de cálculo descrito no Capítulo 3. Inicialmente, é realizada uma avaliação da consistência das constantes nucleares utilizadas com as usadas por outros laboratórios. Em seguida é avaliado um cobertor de tório metálico para o reator modelo. Os resultados são comparados com os obtidos para outros dois tipos de cobertores em consideração pela GA, UO_2 e ThO_2 . Um dos resultados faz sugerir um cobertor de tório metálico de menores dimensões e cuja avaliação completa o Capítulo.

4.2 - Consistência das constantes nucleares

4.2.1 - O reator GCFR de referência ("benchmark")

Trata-se de um reator hipotético cuja finalidade foi permitir uma verificação da consistência das constantes nucleares usadas na Europa e nos Estados Unidos. A GA especificou os dados necessários para o cálculo do reator (Apêndice A) enviando-os para diversos laboratórios internacionais e solicitando os resultados obtidos para os parâmetros mais importantes para fins de comparação.

4.2.2 - Resultados obtidos na avaliação do GCFR de referência

A Tabela 4.1 729/ inclui os resultados obtidos por vários laboratórios estrangeiros e por este estudo. O método de cálculo segue o

Tabela 4 = 1 - Resumo dos principais resultados para o GCFR de referencia

Parâmetros	Laboratórios				
	GFK	GA	CEA	IEA	UK
Fontes de constantes nucleares	KFKINR	ENDF/B-III	CAD-3	ENDF/B-III	FD-4
Fator de multiplicação, k	0,9878	0,9910	0,9966	0,9986	0,9815
Razão de conversão interna	0,720	0,715	0,705	0,705	0,717
Secções de choque medias no caroço, barn					
σ_{238}	0,256	0,266	0,239	0,263	0,261
σ_{f-238}	0,048	0,049	0,046	0,047	0,045
σ_{239}	0,310	0,441	0,385	0,425	0,392
σ_{f-239}	1,735	1,791	1,665	1,790	1,763
Ajuste para k = 1,0					
Razão de regeneração	1,43	1,44	1,43	1,45	1,46
Produção de Pu, kg/ano	316	344	330	325	328

OBSERVAÇÃO: GFK : Gesellschaft für Kernforschung Karlsruhe
CEA : Commissariat A L'Energie Atomique
GA : General Atomic
UK : Winfrith, Inglaterra

o mesmo esquema traçado no Capítulo 3 - apenas o número especificado de grupos de energia, sete, e maior. Note-se as diferentes bibliotecas de constantes nucleares usadas por cada laboratório. Isto se reflete notoriamente nos valores de seções de choque de captura e fissão, médias no caroço do reator, para os isótopos ^{239}Pu e ^{238}U . As discrepâncias chegam a ser consideráveis. Entretanto, para os parâmetros integrais como fator de multiplicação, razão de regeneração e razão de conversão interna os desvios são pequenos, menores que 2%.

4.3 - Avaliação neutronica do cobertor radial : Th vs. UC^{\wedge}

4.3.1 - Enriquecimento no caroço do reator e comportamento do fator de multiplicação

A variação de reatividade durante o ciclo do reator é resultado de dois fenômenos: o consumo de combustível e o consequente aumento da concentração dos produtos de fissão. Para compensar este efeito barras de material absorvedor, como o B-10, são usadas. A presença destas barras é danosa para a economia de neutrons do sistema pois neutrons por elas absorvidos estão perdidos ao invés de produzir material físsil. No programa de difusão este fenômeno é levado em conta dividindo-se o número médio de neutrons produzidos por fissão, ν , pelo fator de multiplicação do sistema, k .

Os enriquecimentos usados, embora baseados nos dados da GA, apresentam ligeiras variações em relação aqueles. Foram observadas duas hipóteses:

- 1) O fator de multiplicação do reator deve ser sempre superior a unidade no ciclo de equilíbrio.
- 2) Para os dois sistemas em estudo, β e β^0 , o fator de multiplicação deve ser aproximadamente o mesmo no fim do ciclo de equilíbrio.

A primeira hipótese é condição necessária para que o reator mantenha-se em operação. A segunda implica numa mesma margem de segurança para os casos em estudo. As comparações entre os parâmetros são realizadas na metade do ciclo de equilíbrio objetivando-se tomar a média dos mesmos.

Na Tabela 4.2 apresenta-se os enriquecimentos empregados nas zonas do caroço, para cada tipo de cobertor radial. A Figura 4.1 mostra o comportamento temporal do fator de multiplicação para cada sistema. Dois resultados interessantes podem ser observados: o cobertor radial de tório metálico requer maior enriquecimento no caroço do reator e apresenta maior queda de reatividade no ciclo de equilíbrio. Ambos são discutidos na Seção 4.3.2.

Tabela 4.2 - Enriquecimentos utilizados nas zonas do caroço do reator, %

Zona	Cobertor radial		
	Th	$^{235}\text{U}_2$	ThO_2
Zona 1	13,3	12,8	13,1
Zona 2	16,0	15,4	15,7
Zona 3	18,3	17,6	18,0
Zona 4	22,0	21,2	21,7

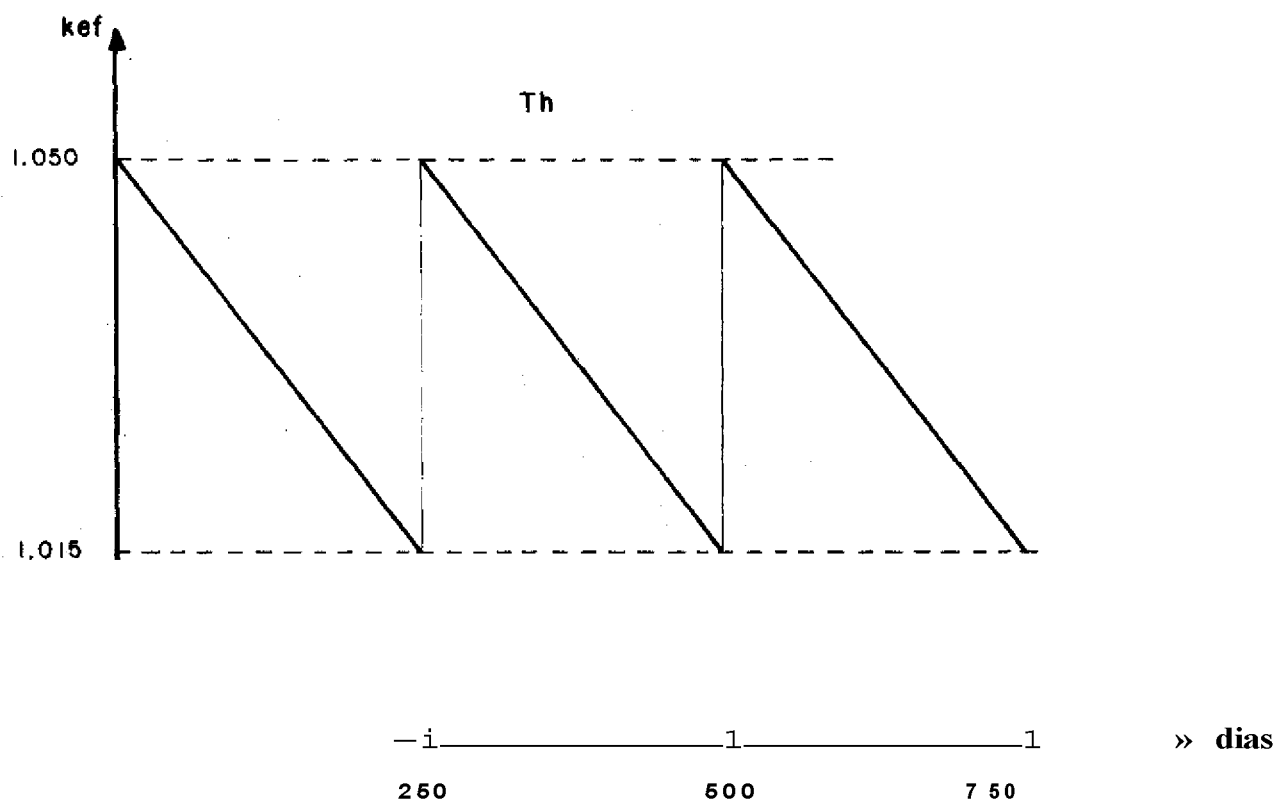
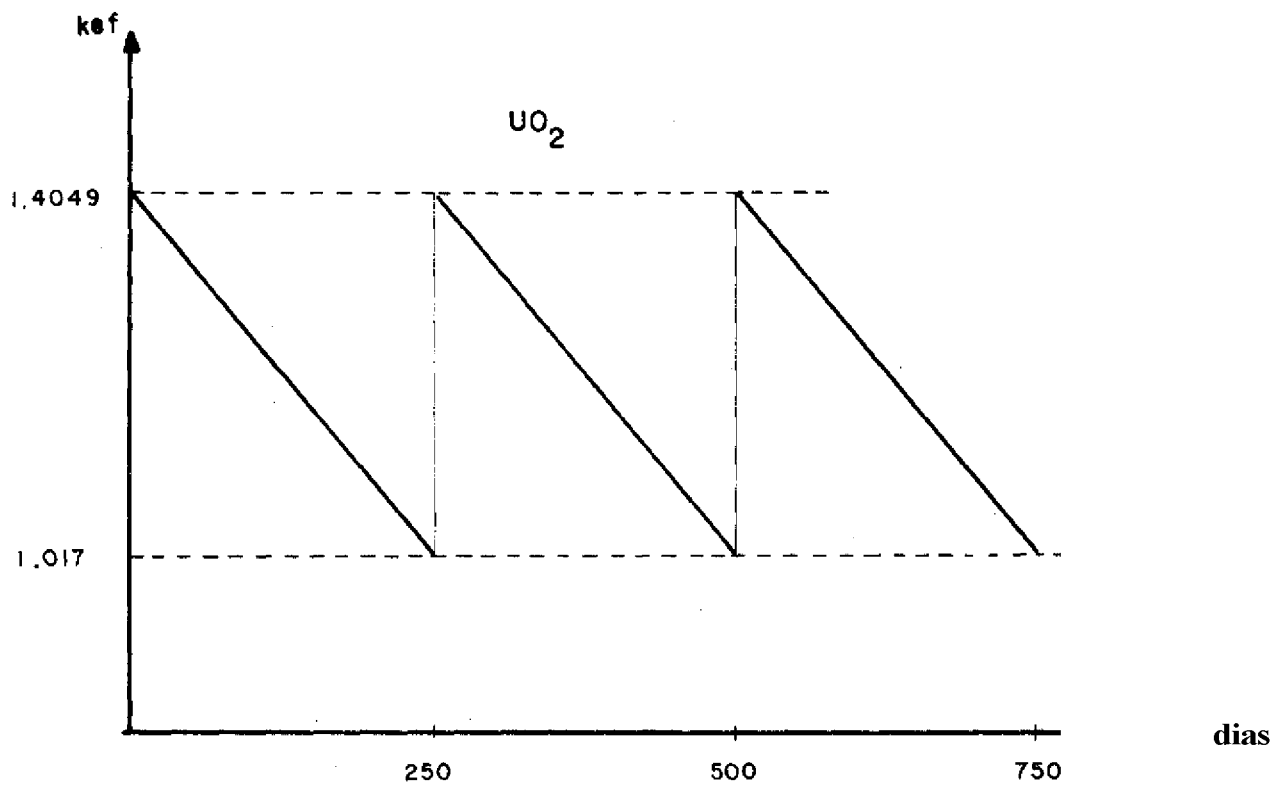


Fig.4.1 - Comportamento temporal do fator de multiplicação efetivo.

4.3.2 - Balanceamento de neutrons

O balanceamento de neutrons de um reator é um quadro importante a ser observado e discutido por estar diretamente relacionado com parâmetros como o fator de multiplicação, a razão de regeneração e a distribuição de potência. A Tabela 4.3 apresenta inicialmente o balanceamento de neutrons em todo o reator; em seguida, nesta ordem, o balanceamento de neutrons no caroço, no cobertor radial e no cobertor axial.

No reator como um todo, os dois sistemas em estudo, Th e UOg, não apresentam diferenças consideráveis exceto no que se refere a fuga de neutrons. Para o Th a fuga radial de neutrons é consideravelmente menor (quase quatro vezes) devido a duas razões básicas: a seção de choque microscópica de captura do Th é maior que a do U-238 em toda faixa de energia, praticamente (Apêndice B), e também maior a fração de volume ocupada pelo Th no cobertor radial (Tabela 2.2) pois aquele acha-se na forma de bloco metálicos enquanto o U-238 se encontra na forma de pastilhas de UOg. O balanceamento de neutrons no cobertor radial mostra a consequência destes dois fatos: taxa de captura maior de um cobertor radial de Th em relação a um de UOg ou seja, menos neutrons escapando radialmente.

No caroço do reator, a Tabela 4.3 revela uma taxa de fissão maior dos isótopos fissionáveis para um cobertor de Th. Além da maior taxa de captura do Th, discutida anteriormente, isto também é resultado do comportamento da seção de choque de fissão dos isótopos Th-232 e U-238, em função da energia do neutron mostrado na Figura 4.2. O U-238, em relação ao Th-232, apresenta maior numero de fissões, isto é, contribue com

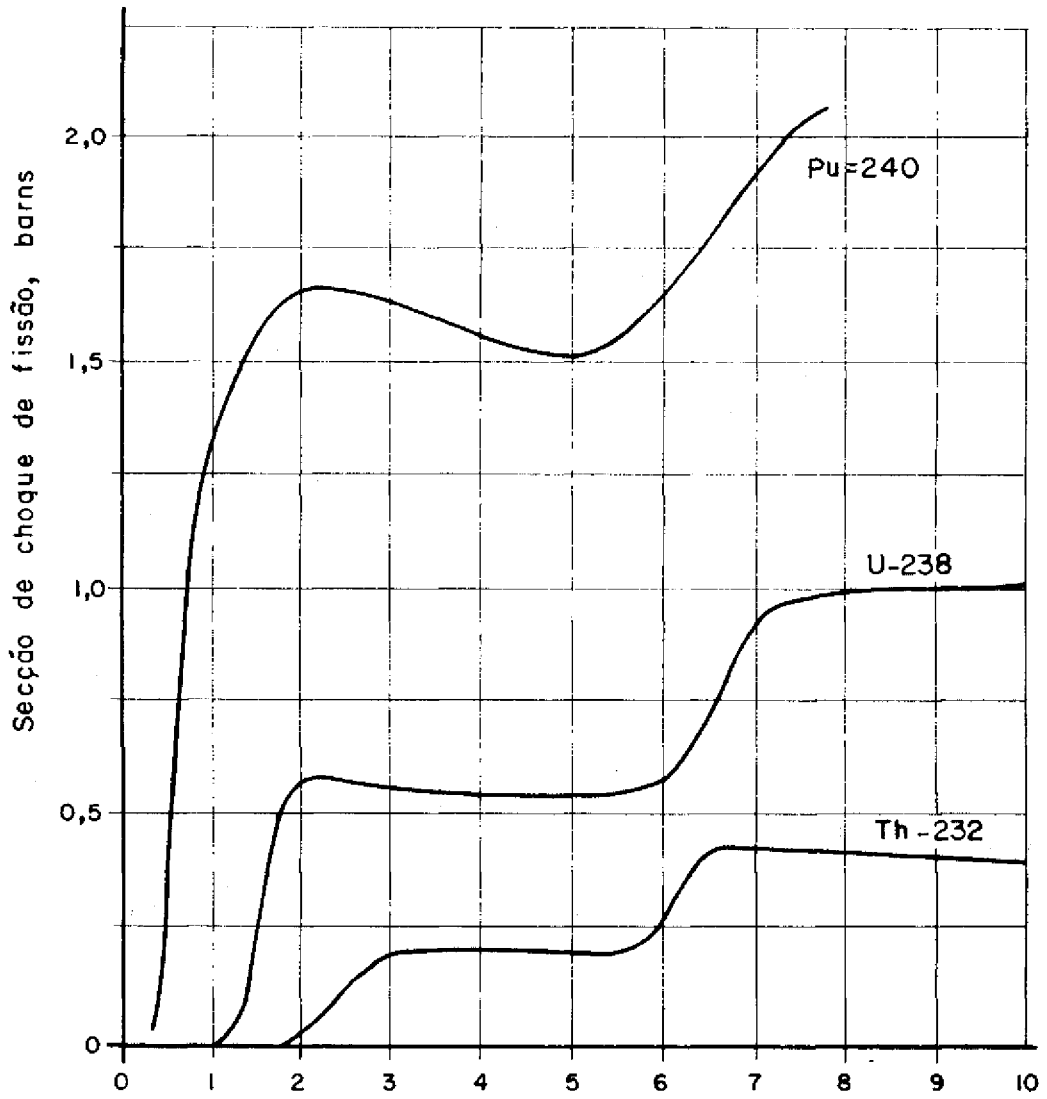


FIG 4.2- Seção de choque de fissão dos principais isótopos férteis.

um número maior de neutrons para a manutenção da reação em cadeia. Isto pode ser também constatado pelo balanceamento de neutrons no cobertor radial.

Tabela 4.3 - Balanceamento de neutrons
(normalizado para 1000 neutrons)

1) <u>NO REATOR</u>	Th	UO ₂
<u>Fissões</u>		
Em isótopos férteis	280	274
Em isótopos férteis	74	80
<u>Capturas</u>		
Em isótopos férteis	56	60
Em isótopos férteis	478	437
<u>Absorções</u>		
Na estrutura	52	64
Em produtos de fissão	14	14
<u>Fuga</u>		
Radial	12	40
Axial	34	31
Alfa (físsil)	0,200	0,219
Eta (físsil)	2,45	2,42
Epsilon (fértil)	0,205	0,221
Razão de regeneração	1,41	1,30

Continuação Tabela 4.3

2) <u>NO CAROCO</u>	Th	U ₀₂
<u>Fissões</u>		
Em isótopos fTsseis	263	254
Em isótopos férteis	64	64
<u>Capturas</u>		
Em isótopos fTsseis	52	53
Em isótopos férteis	184	188
<u>Absorções</u>		
Na estrutura	30	30
Em produtos de fissão	13	13
3) <u>NO COBERTOR RADIAL</u>		
<u>Fissões</u>		
Em isótopos fTsseis	8	11
Em isótopos férteis	3	10
<u>Capturas</u>		
Em isótopos fTsseis	1	4
Em isótopos férteis	199	151
<u>Absorções</u>		
Na estrutura	4	11
Em produtos de fissão	0	0

Continuação da Tabela 4.3

4) <u>NO COBERTOR AXIAL</u>	Th	UOg
<u>Fissões</u>		
Em isótopos físseis	9	9
Em isótopos férteis	7	6
Capturas		
Em isótopos fTsseis	3	3
Em isótopos férteis	95	98
Absorções		
Na estrutura	11	12
Em produtos de fissão	0	0

Os dois parágrafos anteriores explicam dois resultados da Secção 4.3.1, Primeiro , o cobertor de Th exige um enriquecimento maior no caroço do reator porque a taxa de fissão de isótopos fTsseis deve ser necessariamente maior, Segundo, como consequência da maior taxa de fissão, uma maior quantidade de material fTssH e queimada no caroço durante o ciclo do reator, ou seja, maior queda da reatividade do sistema.

No cobertor radial, além dos comentários anteriores, a absorção de neutrons pela estrutura é menor para o cobertor de Th pois a fração de volume ocupada pelo material estrutural é menor (Tabela 2.2),,

No cobertor axial o **balanceamento de neutrons e praticamente o mesmo para os dois tipos de cobertores**. A **concentração de material fértil e estrutural não depende do cobertor radial utilizado e o fluxo de neutrons incidente naquela região pouco difere de um sistema para o outro**.

Os **valores encontrados para os parâmetros alfa e eta revelam que a energia média do espectro de neutrons é um pouco maior para o cobertor de Th, o que pode ser comprovado pela Figura 4.3**. A **menor taxa de fissão do Th resulta num menor valor de epsilon, enquanto que a maior taxa de captura produz uma maior razão de regeneração**.

4.3.3 - Produção de material fT_{ssil}

A **principal característica de um reator regenerador é produzir uma quantidade de massa fT_{ssil} que exceda seu próprio consumo**. A **Figura 4.4 mostra o excesso produzido em função do tempo para os dois tipos de cobertor radial**. Contudo **o isótopo fT_{ssil} U-233 produzidos no cobertor de Th não é o mesmo consumido no caroço do reator**. A **Figura 4.5 tem melhor significado pois mostra a produção fT_{ssil} do cobertor radial de ambos os sistemas**. A **produção fT_{ssil} do cobertor de Th é obviamente maior, dada a maior taxa de captura pelo isótopo fértil (Secção 4.3.2)**,

Um **resultado interessante, extraído da Figura 4.5, é a produção fT_{ssil} da primeira fileira de elementos combustíveis do cobertor de Th que é equivalente a produção de duas fileiras de elementos de UO_2** . Isto sugere **um reator GCFR menor, com uma única linha de elementos de tório metálico**. Tal **situação redundaria numa melhor utilização do tório sob o ponto de vista neutrônico**. O reator sugerido é estudado

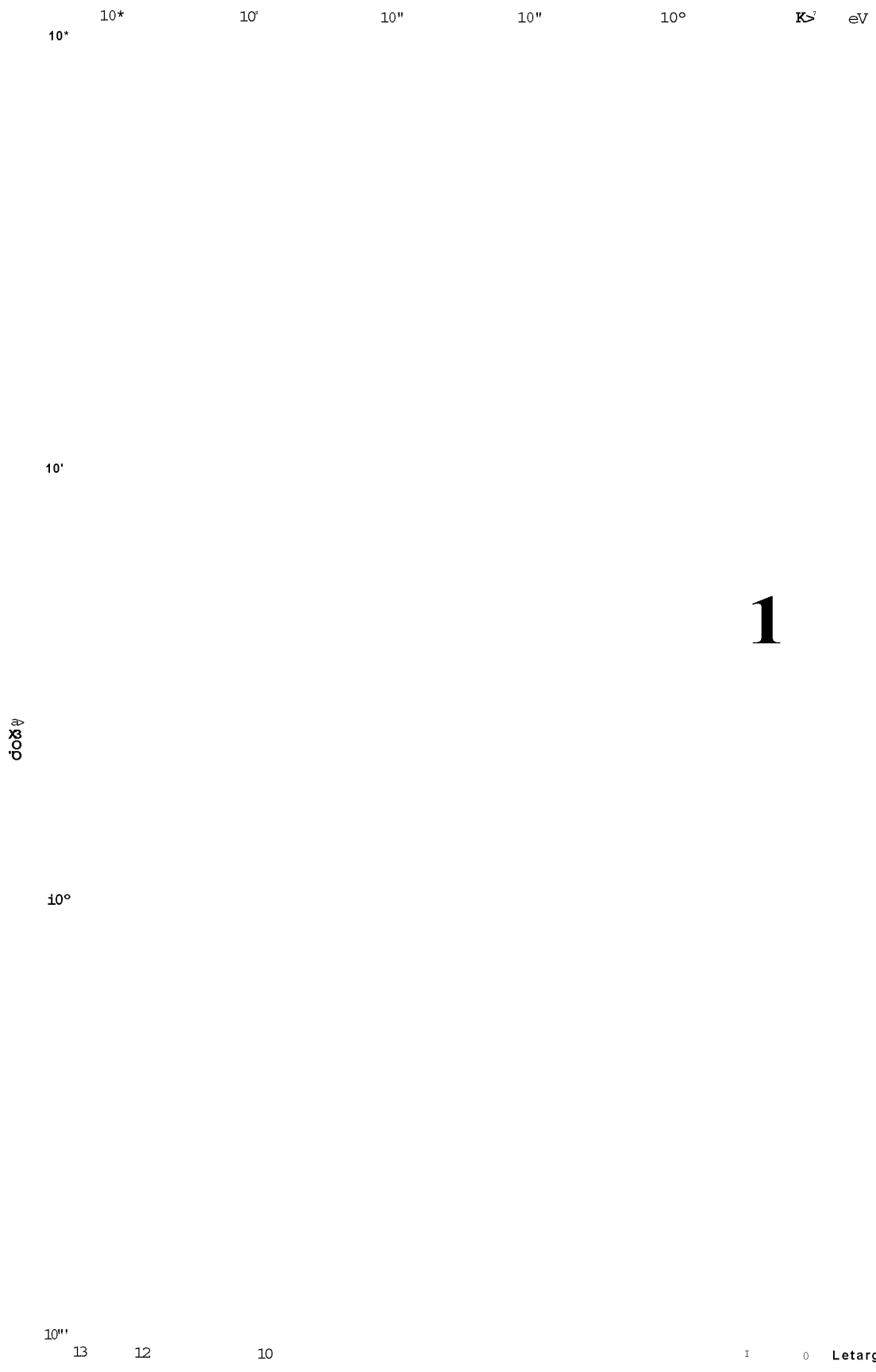


Fig. 4-3 b - Espectro medio de neutrons no caroço GCFR prototipo com um cobertor de UO_2 .

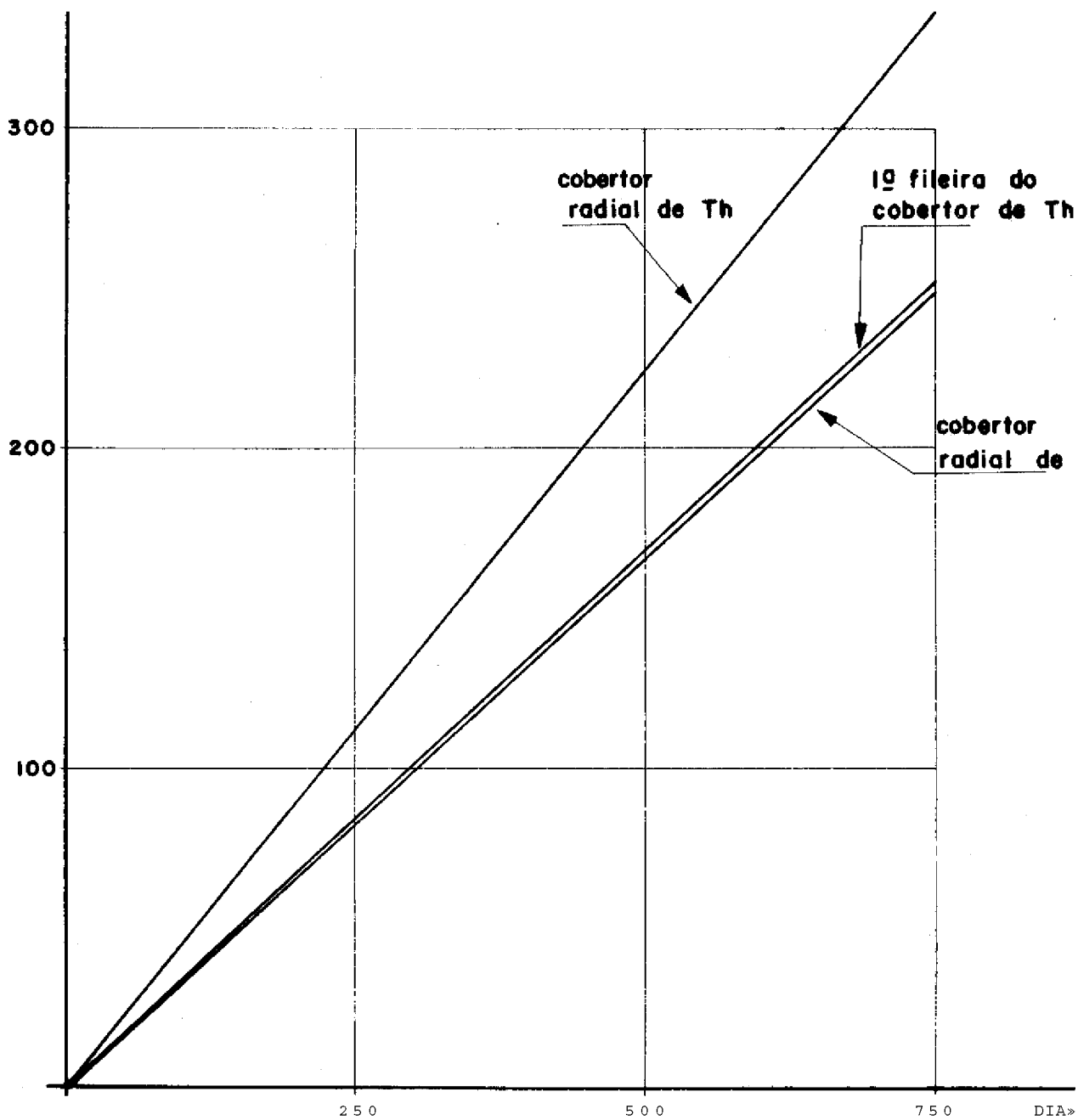


FIG-4.4 - MASSA FÍSSIL ACUMULADA NO COBERTOR RADIAL EM FUNÇÃO DO TEMPO.

na Secção 4.4

4.3.4 - Razão de conversão e distribuição de potência

A razão de conversão de cada zona do caroço é apresentada na Tabela 4.6. Em ambos os sistemas as zonas mais internas apresentam razões de conversão maiores em virtude de menores enriquecimentos, ou seja, maior taxa de captura pelos isótopos férteis. Pelo mesmo motivo as zonas do caroço operando com um cobertor de Th possuem razões de regeneração menores em relação aquelas cercadas por UO_2 . O UO_2 exige uma massa fissil menor no caroço (Secção 4.3.1).

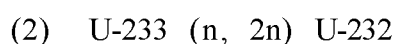
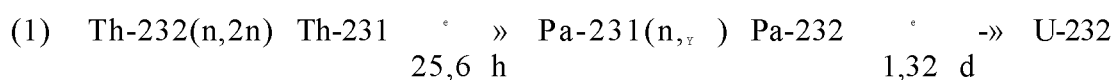
Na mesma Tabela apresenta-se a densidade de potência obtida em cada zona do reator. No caroço, os valores mais altos obtidos para o cobertor de Th são consequência das maiores taxas de fissão requeridas por aquele tipo de cobertor (Secção 4.3.2). O inverso acontece no próprio cobertor radial . Sob o ponto de vista físico o cobertor de UO_2 permite um melhor comportamento do caroço do reator pois a densidade de potência varia muito pouco de zona para zona. Isto significa uma queima de combustível praticamente uniforme. No caso do Th, a zona do caroço adjacente ao cobertor radial possui uma densidade de potência baixa em relação às outras três. A explicação vem outra vez da Secção 4.3.2 : o cobertor de Th fornece menos neutrons a zona 4 do que o cobertor de UO_2 por fissionar menos que este. Assim, é diminuída a taxa de fissão da zona 4, e, proporcionalmente, sua densidade de potência.

Tabela 4.4 - Razão de conversão e densidade de potência em cada zona
(ver Figura 2.4).

Zona	Razão de Th	Conversão UO ₂	Densidade de potência Th	W/cm ³ UO ₂
Zona 1	0,750	0,779	257	237
Zona 2	0,613	0,639	250	236
Zona 3	0,514	0,540	233	227
Zona 4	0,400	0,439	209	217
Cob.Rad.1		-	14	19
Cob.Rad.2	-	-	2	7
Cob.Ax., 1	-	-	23	22
Cob.Ax. 2		-	18	17
Cob.Ax. 3	-	-	13	13
Cob.Ax. 4		-	8	8

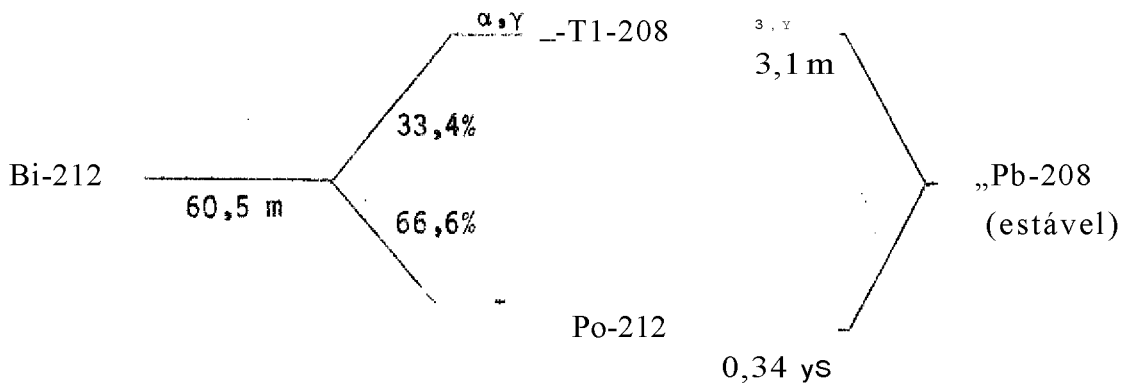
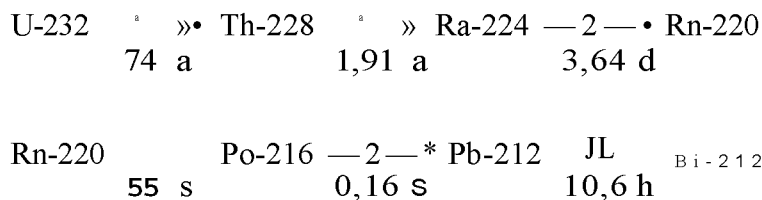
4.3.5 - Produção de U-232

A formação de U-232 é inerente ao ciclo do tório . Este isótopo é formado através de duas reações :



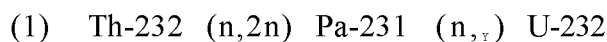
O U-232 é contaminante em virtude do seu decaimento. A

cadeia iniciada pelo U-232 e mostrada a seguir:



O decaimento do Bi-212 é acompanhado de radiações gama de alta energia (0,4 - 2,1 MeV). Devido a vida longa do U-232 (meia-vida de 74 anos), logo após retirado do reator, o material emitirá relativamente pouca radiação. Semanas mais tarde, porém, o nível de atividade terá crescido o suficiente para requerer cuidados especiais de blindagem no manuseio do material irradiado, encarecendo assim os custos de reprocessamento e fabricação. Por esta razão a concentração do U-232 é um parâmetro de interesse especial para a economia do sistema.

Neste estudo a primeira reação foi simplificada para:



Os decaimentos intermediários não foram considerados pois os tempos de meia vida são desprezíveis em face do tempo de irradiação - 750 dias.

A CONCENTRAÇÃO DE U-232 EM FUNÇÃO DO TEMPO PARA UM ELEMENTO de PRIMEIRA FILEIRA DO COBERTOR REDIAL do Th. MOSTRADA NA FIGURA 4.6. NESTA FILEIRA A CONCENTRAÇÃO DE U-232 É MAIOR DO QUE NA SEGUNDA POR ESTAR ADJACENTE AO CAROÇO RECEBENDO ASSIM UM FLUXO DE NEUTRONS DE MAIOR INTENSIDADE.

4.4 - COBERTOR RADIAL de TBFU

RECENTES RELATÓRIOS DA GA /11/27/ TEM PROPOSTO UM COBERTOR RADIAL DE THO COM 3 FILEIRAS DE ELEMENTOS PARA O REATOR PROTÓTIPO. NESTE ESTUDO, PARA FINS DE COMPARAÇÃO, SERÃO CONSIDERADOS APENAS DUAS.

NOTA-SE QUE O BALANCEAMENTO DE NEUTRONS (TABELA 4.5) APROXIMA-SE MUITO DAQUELE OBTIDO PARA O COBERTOR DE UO, (Tabela 4.3). AS DIFERENÇAS MAIS SIGNIFICANTES PODEM SER JUSTIFICADAS PELO COMPORTAMENTO DA TAXA DE FISSÃO DE ISÓTOPOS FÉRTIS. ASSIM, A MENOR TAXA DE FISSÃO DO Th-232 EM RELAÇÃO AO U-238 NO COBERTOR RADIAL É RESPONSÁVEL PELA MAIOR TAXA DE FISSÃO POR PARTE DOS ISÓTOPOS FÍSSEIS, EXIGINDO MAIOR ENRIQUECIMENTO NO CAROÇO. AUMENTANDO-SE O ENRIQUECIMENTO do carço DIMINUE-SE A RAZÃO DE CONVERSÃO DO MESMO E A RAZÃO DE REGENERAÇÃO DO REATOR.

EM RELAÇÃO AO COBERTOR DE TH A ÚNICA DIFERENÇA NOTÁVEL DIZ RESPEITO A TAXA DE CAPTURA DOS ISÓTOPOS FÉRTIS NO COBERTOR RADIAL MENOR PARA O ThO, COMO CONSEQUÊNCIA, O ThO PERMITE UMA MAIOR FUGA RADIAL DE NEUTRONS, PRODUZINDO MENOS MATERIAL FÉRTIL - RAZÃO DE REGENERAÇÃO MENOR.

100 200 300 400 500 600 700 dias

Figura 4-5 - Concentração de U-232 na primeira fileira de elementos de Th em função do tempo.

Tabela 4.5 - Balanceamento de neutrons para' um cobertor radial de ThO_2 (normalizado para 1000 neutrons)

Fissões	Reator	Caroço _A	Cob. Radial
Em isótopos físseis	2 8 3	2 6 4	9
Em isótopos férteis	72	65	2
Em isótopos físseis	58	54	1
Em isótopos férteis	4 3 8	1 9 0	1 4 9
Absorções			
Nã estrutura	62	32	8
Em produtos de fissão	14	13	0
Mi			
Radial	37		
Axial	36		
Alfi (físsil)	0,205		
Eta (físsil)	2,44		
Epsilon (fértil)	0,201		
Razão de regeneração	1,27		

Tabela 4.6 Balanceamento de neutrons para o coberto radial de Th com uma fileira de elementos combustíveis "normalizado para 1.000 neutrons"

	<u>Reator</u>	Caroço	Cobertor	
			ftadial	Axial
<u>Fissões</u>				
Em isótopos físseis	280	264	3	8
Em isótopos férteis	74	65	3	7
<u>Capturas</u>				
Em isótopos físseis		S2	1	3
Em isótopos férteis	437	185	157	95
<u>Absorções</u>				
Na estrutura	55	31	3	12
Em produtos de fissão	14	13	0	0
<u>Fuga</u>				
Radial	44			
Axial	40			
Alfa (físsil)	0,200			
Eta (físsi!)	0,205			
EpsiIon (fértil)	2,45			
Razão de regeneração	1,30			

4.5 - Cobertor radial de Th com uma única fileira de elementos

Na Secção 4.3.3 um resultado é apresentado. A primeira fileira de elementos férteis de Th no cobertor radial é capaz de produzir tanto material físsil quanto duas de UO_2 na forma de pastilhas. Esta Secção trata da avaliação de um cobertor radial de Th de menores dimensões isto é, com uma única fileira de elementos. O balanceamento de neutrons para tal caso é apresentado na Tabela 4.6,

Em relação ao UO_2 , este cobertor menor apresenta menor taxa de fissão de isótopos férteis e exige maior taxa de fissão por parte dos isótopos físséis no caroço do reator. A mesma discussão apresentada na Secção 4.3.2 é válida para explicar estes dois resultados. Além disso, a fuga de neutrons é maior tanto radial como axialmente. No sentido radial isto se deve unicamente a menor fração de volume ocupada pela estrutura no cobertor de Th. Assim, menos neutrons são capturados pelo material estrutura e consequentemente, mais neutrons escapam do reator. No sentido axial porque o espectro de neutrons no caroço é mais rápido para o cobertor de Th, Quanto mais rápidos forem os neutrons que atingem o cobertor axial menos neutrons serão capturados pelo $U-238$ o que pode ser constatado pelo comportamento da secção de choque microscópica de captura deste isótopo (Apêndice B),

Em relação ao cobertor de Th mais espesso» um resultado vale a pena ser comentado:

- produção físsil do cobertor radial com uma fileira de **elementos** de Th, **kg/ano** 87

Produção ^{232}Th da primeira fileira do cobertor radial com 2 fileiras de elementos de Th, kg/ano.....	83
--	----

A produção não é a mesma dado ao tipo de material externamente adjacente a primeira fileira. No primeiro caso trata-se de aço, um material refletor de neutrons e no segundo, o material adjacente é o próprio tório metálico caracteristicamente absorvedor de neutrons. Portanto, para o cobertor menor de Th maior número de neutrons incide na primeira (e única) fileira de elementos propiciando uma maior taxa de captura por parte do Th-232.

5. CONCLUSÕES

O emprego de Th em lugar de UO_2 no cobertor radial do GCFR protótipo mostrou-se uma alternativa bastante favorável sob o ponto de vista neutrônico. O tório metálico mostrou-se sobremaneira vantajoso no que se refere a produção de material fértil. Comenta-se em seguida os valores obtidos para os principais parâmetros.

(1) Enriquecimento

O cobertor de Th é o que exige maior enriquecimento no caroço como pode ser verificado abaixo:

	Th	UO_2	ThO_2
Massa fissil no caroço no início do ciclo de equilíbrio, kg	1253	1200	1229

A diferença entre o Th e UO_2 foi discutida na Secção 4.3.2 e basicamente é resultado da menor taxa de fissão e maior taxa de captura por parte do cobertor de Th em relação ao de UO_2 . Quanto ao ThO_2 este apresenta um valor intermediário pois captura mais neutrons do que o UO_2 devido a presença do Th-232 (Apndice B) e menos do que o Th pois o ultimo encontra-se na forma metálica ocupando uma fração de volume muito maior. Além disso, o cobertor de ThO_2 possui maior quantidade de material estrutural do que o de Th. ou, em outras palavras, o cobertor de ThO_2 reflete mais neutrons de volta ao caroço do que o de Th.

(2) Produção de material físsil V e taxa de regeneração .

Neste aspecto o cobertor de Th»a bastante superior ao de UO₂ ou ao de ThQ₂ . A maior taxa de captura de neutrons pelo primeiro aliada a maior fração de volume ocupada no cobertor (85% para o Th , 50% para UO₂ ou ThO₂.) são as causas deste resultado.

	Th	UO ₂	ThO ₂
Produção fTssil rio cobertor radial , kg/ano.....	112	83	80
Taxa de regeneração.....	1,42	1,30	1,27

Os resultados apresentados em (1) e (2) podem ser combinados calculando-se o tempo de duplicação de massa fTssil, tp. Este é definido aqui como o tempo necessário para o reator regenerador produzir um excesso de massa fTssil igual a quantidade que o mesmo necessita no início do ciclo de equilíbrio. Os números obtidos revelam o comportamento superior do cobertor de Th.

Cobertor	tp (anos)
Th	8,6
u o ₂	11,1
ThO ₂	12,8

Embora podendo também ser considerado uma boa alternativa o cobertor de ThO₂ apresenta um comportamento neutrônico inferior aos outros dois tipos como os números* indicam, Um meio de melhorar isto sê

ria pelo emprego de uma terceira fileira de elementos no cobertor radial como a General Atomic tem sugerido em seus relatórios mais recentes [211]. A fuga de neutrons seria diminuída e a taxa de regeneração e produção físsil aumentadas. Uma desvantagem, porém, seria o aumento significativo do reator e, conseqüentemente, do vaso de pressão, implicando em maiores investimentos de capital,

(3) Distribuição de potência

Abaixo são repetidos os valores encontrados para cada zona do caroço segundo o cobertor radial utilizado

	Densidade de Potencia, w/cm ³		
	Th	UO ₂	ThO ₂
Zona 1	257	237	256
Zona 2	250	236	257
Zona 3	233	227	244
Zona 4	209	217	226

Em ambos os sistemas que usam Th-232 no cobertor radial, a densidade de potência na zona 4 mostra-se significativamente inferior a de zonas mais internas, prejudicando assim o desejado perfil plano para a curva de distribuição de potência. Conforme discutido anteriormente isto é causado pelas propriedades refletivas de cada cobertor em estudo. A zona 4, adjacente ao cobertor radial, recebe menos neutrons refletidos neste último quando o Th-232 substitue o U-238. Uma sugestão seria a de variar o enriquecimento nas zonas do caroço de modo a se ter a distribuição de potência desejada. Tal estu-

do, porem , não faz parte dos objetivos deste trabalho.

Outra vantagem do Th em relação ao $UO_2(ThO_2)$, consequência da maior taxa de captura, e a menor fuga de neutrons do reator que aquele cobertor proporciona.

	Th	UO_2	ThO_2
Fuga radial de neutrons (para 1000 neutrons produzidos)	12	40	37

Assim, o cobertor radial de Th faz diminuir as necessidades de blindagem externa do reator pois o próprio cobertor atua como uma forte blindagem de neutrons .

O cobertor radial com apenas uma fileira de elementos de Th estudado na Secção 4.5 possibilitaria uma melhor utilização do combustível firtil. A segunda fileira, quando presente, sofre uma forte - blindagem da primeira que não lhe permite uma produção físsil considerável Os parâmetros integrais apresentam valores bastante próximos aos obtidos para o cobertor de UO_2 .

	UO_2	Th(1 fileira)
Taxa de regeneração	1,30	1,29
Fuga radial	40	44
Produção físsil do cobertor radial, kg/ano	83	87

Outra vantagem em se utilizar apenas uma fileira é a diminuição sensível do tamanho do reator e, por conseguinte , do vaso de pressão a ser utilizado.

APÊNDICE A - Hipóteses para o calculo do reator GCFR de referência.

1. Geometria : RZ

- Dimensões na Figura A.1

2. Densidades atômicas, 10^{-4} átomos/barn.cm

Tabela A.1 - Densidade atômica dos isótopos pesados

Isótopo	Zona 1	Zona 2	Zona 3	Zona 4	Cobertor radial	Cobertor axial
U-235	0,0647	0,0679	0,0659	0,0719	0,2678	0,1089
U-238	38,38	38,30	35,50	36,40	110,43	48,51
Pu-239	5,36	5,959	6,581	7,748	0,6698	0,7330
Pu-240	2,276	2,591	2,934	3,430	0,0065	0,0120
Pu-241	0,3609	0,4201	0,4858	0,5830	~	-
Pu-242	0,1707	0,1958	0,2232	0,2618	-	-
Produ- ; os fissão	2,789	2,781	2,70	2,425	0,210	0,148

APÊNDICE \ (contO

Tabela A.2 - Densidade atômica dos átomos da estrutura

Isótopo	Zonas do caroço + cobertor axial	Cobertor radial	Cobertor radial e axial
Fe	62,25	90,57	583,0
Cr	15,92	22,80	
Ni	12,49	17,89	-
Mb	1,84	2,628	
Ox	99,89	223,00	-
He	5,638	2,925	

3 c Potencia termica

2680 MW

4. Estrutura dos grupos de energia

Grupo	Limite superior , eV
1	1,00 x 10 ⁷
2	1,40 x 10 ⁶
3	4,00 x 10 ⁵
4	2,00 x 10 ⁵
5	4,65 x 10 ⁴
6	1,00 x 10 ⁴
7	1,00 x 10 ³

APÊNDICE A (cont).

5o Definição do reticulado (mesh)

Numero total de pontos : 42 x 32

Altura:

137,6

4 x 2,50

127,6

13 x 4,6154

67,6

14 x 4,8286

0,0

Raio:

0,0

12 x 6,1083

73,3

4 x 5,2250

94,2

4 x 4,2750

111,3

5 x 4,760

135,1

12 x 5,0

195,1

4 x 2,50

205,1

1 3 7 , 6

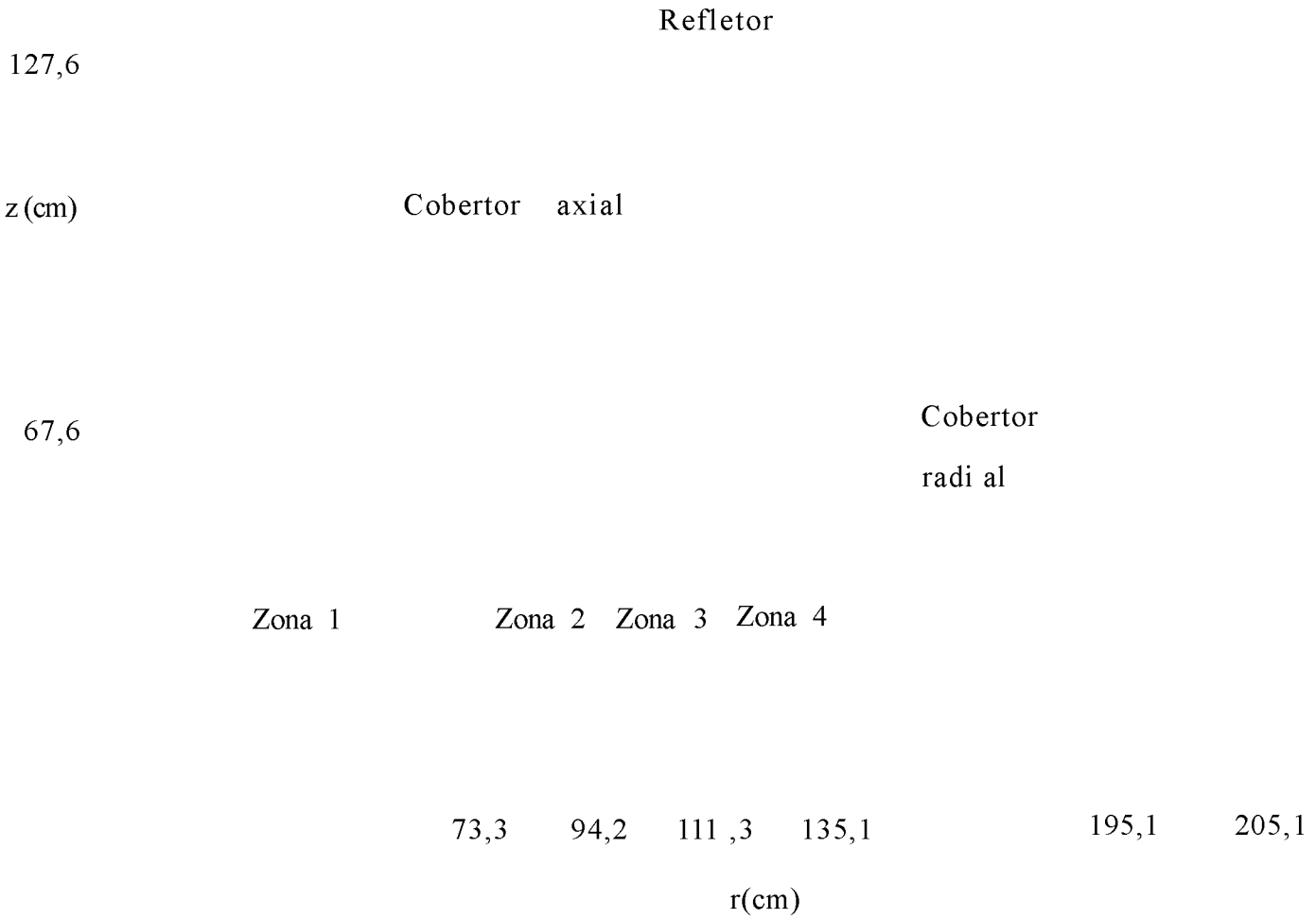


FIG. A.I - Dimensões de um quarto do reator
cilindrizado equivalente ao GCFR de referência

APÊNDICE B - Secções de choque efetivas de captura e fissão dos isótopos U-238 e Th-232 em 30 grupos de energia

Grupo	Limite superior de energia eV				
		Th-232	U-238	Th-232	U-232
1	1,00 x IO ⁷	0,012	0,007	0,286	0,877
2	6,07 x IO ⁷	0,021	0,011	0,142	0,547
3	3,68 x IO ⁶	0,040	0,027	0,124	0,547
4	2,23 x IO ⁶	0,079	0,063	0,092	0,427
5	1,35 x IO ⁶	0,142	0,121	0,002	0,027
6	8,21 x IO ⁵	0,177	0,126	0,0	0,0013
7	4,99 x IO ⁵	0,179	0,115	0,0	0,0002
8	3,88 x IO ⁵	0,178	0,118	0,0	0,0001
9	3,02 x IO ⁵	0,184	0,135	0,0	0,0001
10	1,83 x IO ⁵	0,218	0,170	0,0	0,0
11	1,11 x IO ⁵	0,290	0,216	0,0	0,0
12	6,74 x IO ⁴	0,381	0,336	0,0	0,0
13	4,09 x IO ⁴	0,453	0,435	0,0	0,0
14	2,55 x IO ⁴	0,537	0,497	0,0	0,0
15	1,99 x IO ⁴	0,602	0,571	0,0	0,0
16	1,50 x IO ⁴	0,705	0,649	0,0	0,0
17	9,12 x IO ³	0,863	0,763	0,0	0,0
18	5,53 x IO ³	1,07	0,849	0,0	0,0
19	3,35 x IO ³	1,39	1,09	0,0	0,0
20	2,84 x IO ³	1,53	0,936	0,0	0,0
21	2,40 x IO ³	1,60	1,03	0,0	0,0
22	2,03 x IO ³	2,15	1,01	0,0	0,0
23	1,23 x IO ³	2,16	1,31	0,0	0,0
24	7,49 x IO ²	4,35	1,31	0,0	0,0
25	4,54 x IO ²	7,10	1,20	0,0	0,0
26	2,75 x IO ²	9,71	1,46	0,0	0,0
27	2,30 x IO ²	27,4	2,86	0,0	0,0
28	6,14 x IO ¹	29,8	3,44	0,0	0,0
29	1,37 x IO ¹	0,410	1,03	0,0	0,0
30	6,83 x IO ⁰	0,0003	29,2	0,0	0,0

APÊNDICE C 1 •* Balanceamento de neutrons do GCFR protótipo com cober-
tor de Th - em 12 e em 4 grupos de energia

(1) <u>No reator</u>	12 grupos	4 grupos
<u>Fissões</u>		
Em isótopos fTsseis	278	280
Em isótopos férteis	74	74
<u>Capturas</u>		
Em isótopos fTsseis	55	56
Em isótopos férteis	478	478
<u>Absorções</u>		
Na estrutura	52	52
Em produtos de fissão	13	14
Radial	12	12
Axial	37	34
<u>Alfa</u> (fTssil)	0,202	0,200
<u>Eta</u> (fTssil)	2,44	2,45
<u>Epsilon</u> (fértil)	0,206	0,205
<u>Taxa de regeneração</u>	1,42	1,41
(2) <u>No caroço</u>		
<u>Fissões</u>		
Em isótopos fTsseis	261	263

APÊNDICE C (cont.)

Em isótopos férteis

Captura

Em isótopos físeis

Em isótopos férteis

Na estrutura

Em produtos de fissão

(3) No envoltório radial

Fissiones

Em isótopos físeis

Em isótopos férteis

Captura

Em isótopos físeis

Em isótopos férteis

Absorções

Na estrutura

Em produtos de fissão

APÊNDICE C (cont.)

12 grupos 4 grupos

(4) No envoltório axial

Fissões

Em isótopos férteis	9	9
Em isótopos férteis	6	7

Capturas

Em isótopos férteis	2	3
Em isótopos férteis	94	95

Absorções

Na estrutura	11	11
Em produtos de fissão	2	1

APÊNDICE D - Programa COLLAPSE

Tendo-se um conjunto de secções de choque preparado para o programa CITATION (ver Secção '105 da Ref./10/), o programa COLLAPSE produz um novo conjunto com um número menor de grupos de energia. Usa-se o espectro fundamental de cada zona para se efetuar a condensação.

D.1 - Algoritmo utilizado

O espectro fundamental ϕ_y (onde g é um grupo de energia dos NG grupos originais), é obtido através de

$$D B_i^g - \lambda_k + v \sum_{j=1}^{NG} X_{j \rightarrow g}^{(k)} \phi_j = \sum_{j=1}^{NG} \lambda_{kj} \phi_j$$

$$\sum_{j=1}^{NG} X_{j \rightarrow g}^{(k)} \phi_j = \sum_{j=1}^{NG} \lambda_{kj} \phi_j$$

onde,

NG número de grupos de energia do conjunto original de secções de choque;

$D B_i^g$ número de neutrons do grupo g que escapam do meio por unidade de volume por unidade de tempo;

λ_{rem}^g número de neutrons removidos do grupo g por unidade de volume por unidade de tempo;

APÊNDICE D (CONT)

$X_g = \sum_{j=1}^{NG} \nu_j f_j \lambda_j$ número de neutrons de fissão produ-
 zidos no grupo g , resultantes de
 fissões em todos os grupos, por uni-
 dade de volume por unidade de tempo,

E_g número de neutrons espalhados para o
 grupo g por unidade de volume por
 unidade de tempo.

Uma estimativa inicial de B é necessária e o programa
 realiza um cálculo adimensional por iterações sucessivas obtendo o va-
 lor de B para a criticalidade do meio.

As secções de choque são então calculadas na nova es-
 trutura de grupos de energia pelas equações:

$$\begin{bmatrix} \nu_1 & \nu_2 & \dots & \nu_n \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \dots & \lambda_n \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \lambda_{n-1} & \lambda_n & \dots & \lambda_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \dots \\ \phi_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \dots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (D.2)$$

onde, $\mathbf{x} = f, a, (\nu, \lambda)$;

$$\sigma_i^{g \rightarrow k} = \left[\sum_{j=g1}^{g2} \phi_j \sum_{n=k1}^{k2} \sigma_i^{g \rightarrow n} \right] \left[\sum_{j=g1}^{g2} \phi_j \right]^{-1} \quad (D.3)$$

APÉNDICE D (cont).

com $k_2 > k_1 > g_2$;

$$\tau_{tr} = \sum_{j=g_1}^{g_2} \tau_{tr}^{(j)} \quad (D.4)$$

O cálculo da secção de choque de transporte através de (D.4) mantém constante a componente de fuga.

D.2 - Cartões de entrada

Cartão 1 (2413) - MG(LON(K), K = 1, MG)

MG número de novos grupos;

LON(K) limite inferior de energia dos novos grupos em função dos antigos.

Cartão 2 (613) - M1, NSET, KFLUX, KPRINT, IIMAX

M1 número do conjunto de secções de choque (para efeito de saída de dados);

NSET ordem em que o conjunto de secções de choque original aparece no arquivo 8 ;

KFLUX opção para se dar o espectro por cartões . Exercida se $KFLUX > 0$ e o cartão 4 é necessário;

APÊNDICE D (cont).

KPRINT opção a listagem dos novos conjuntos de secções de choque. Exercida se KPRINT >0.

IIIMAX numero máximo de iterações para o cálculo do espectro.

Cartão 3 (2413) - KNUCL,(IDEN(I), 1=1, KNUCL)

KNUCL número de novos isótopos cujas secções de choque devem ser acrescentadas ao conjunto original (unidade lógica 10).

IDEN(I) número código do novo isótopo.

Cartão 4 (6E12.5) - (PHI(IG), IG=1,N6)

PHI(16) fluxo de neutrons no grupo IG.

0 cartão 4 é desnecessário se KFLUX \leq 0. Os cartões 5 e 6 são desnecessários se KFLUX > 0.

Cartão 5 (6(13.E9.5)) - (N6(K),CON6(K),K = 1,6)

N6(K) número código do isótopo presente no conjunto original;

CON6(K) concentração do isótopo N6(K) no meio (átomos/barn.cm);

APÊNDICE D (cont)

Cartão 6 (2E12.4) - B2.EPS

B2 Estimativa do "buckling" para o início do cálculo.

EPS critério de convergência para o autovalor k .

$$|k^{(n)} - 1.0| < \text{EPS}$$

onde,

k^{\wedge} autovalor obtido na iteração n .

Um novo conjunto de secções de choque pode ser produzido em seguida através de um novo cartão 2. Um cartão em branco encerra o "job".

D.3 - Unidades lógicas

Unidade lógica 8 - Arquivo dos conjuntos de secções de choque originais.

Unidade lógica 9 - Arquivo produzido pelo programa C01LAP-SE.

Unidade lógica 10- Arquivo onde se encontram as secções de choque a serem acrescentadas ao arquivo 8.

APÊNDICE D (cont.)

O cartão 3 deve ser deixado em branco quando não houver necessidade do uso das constantes nucleares de isótopos ausentes na unidade 8. Quando usado, porém, o formato das constantes na unidade 10 deve obedecer ao padrão especificado na seção 105 da referência /10/.

D04 - Listagem

```

C *****ZERU DIMENSIONAL COLLAPSING FOR CITATION *****
C WRITTEN BY W J OOSTERKAMP
C MODIFIED BY A J FAYA
C
  DIMENSION LO(50) »CHI ( 30 ) , CHJ < 30 » » ET ( 30 ) * EN ( 30 ) » RJ ( 30 ) , OL ( 30 )
1, GE ( 30 ) , NT ( 30 » 5 ) , IuIS( 50 , 6 » , AI50 , 60 J . SA ( 50 , 30 ) , SF ( 50 , 30 » )
ÍtSTRC50,301 , SNU ( 50 , 30 ) , SX { 50 , 30 } , SMT ( 50 , 30 » 30 ) , NÓ ( 6 ) , C0N6 < 6 )
i, LON ( 30 ) , KON ( 30 ) , CON ( 50 ) , PHI ( 30 ) , PHJ ( 30 ) , 0 ( 30 ) , SREI 30 * t « S * tIO *
1 » SA1 ( 30 ) , SF1 ( 30 ) , STR1 { 30 } » SNU1 ( 30 ) , SX1 ( 30 ) , SMT1 ( 30 , 30 » » PHI1 < 30 )
1, 01 ( 30 )
  DIMENSION IDEN ( IQ )
  INTEGER TIN , TOT
  NIN = 3
  NOT = 6
  TIN = 8
  TOT = 9
  REA9 ÍNIN » 11 ) MG , ( LON ( K ) » K = 1 , MG )
  NETf = 10
  WRITE ( NOT » 599 )
599 FORMAT ( / 30 X , » *****ZfcRG DIMENSIONAL COLLAPSING FOR CITA?ftM***** ,
1 / / )
  WRITE ( o , 55 3MG , ( LON ( K ) , K = i , MG )
55 FORMAT ( 5 X , ' NUMBER OF NEW GROUPS « , I4 , // , 5 X » • LQWER ENERGY 80UN0AR i ES
I ' , 20 I 3 )
15 REA0 ( NIN » 11 ) M1 » NSET » KFLUX » KPRINT » ITMAX
  IF ( MI . EQ . 0 ) GOTO 300
  RtAO ( NIN » 11 ) KNOCL » ( IDEN ( I ) , I = 1 , KNUCL )
11 FORMAT ( 24 I 3 )
  IF ( 1THAX . Ew . 0 ) ITMAX = 50
  IT = 0
  REWIND TIN
  DO 105 NS = 1 » hiSET
  READ IT IN ) Í IO ( K ) , K = 1 , lb )
  READ { TI N . ) NT » NN , NG , ND » NO » ÍMZ
  READ ITIN ) í CHI ( íG ) » IG = 1 » NG » » ( ET ( IG ) » IG = 1 » NG ) , ( EN ( IG ) » IG = 1 » NG )
1 » ( RU ( IG ) , iG = 1 » NG » íDL ( K ) , K = 1 » 10 » » < GE ( K ) , K = 1 » 10 )
  DO 10 N = 1 , NN
  RtAD ( TIN ) í NI ( N , K ) , K = 1 , 5 ) , ( I 01 S ( N , Mi » M = 1 » 6 ) , { AtN » H » » M - 1 » 601
10 READ IT iN ) í SA ( N , IG ) , SF < N , IG ) , STR ( N , IG ) , SNO ( N , IG ) « SX ( N , IG ) , IG = 1 , HG )
1 » ( ( SMT ( N , IG » KG ) , KG = 1 , NG ) , IG = 1 » NG )
105 READ ( TIN )
  JG = 1
  DO 5 IG = 1 , NG
  IF ( IG . GT . LON < JG ) ) JG = JG + 1
5 KON1 íG ) = JG
  IF tKNUCL . EQ . 0 ) GQ TO 1515
  WRITE ( NOT , bo 3d )
8388 FORMAT ( / • ***** OPTION FOR ADDITIONAL NOCLIOES EXERCISED ' / )
  NN1 = NN + 1
  NN2 = NN + KNOCL
  DO 32 N = NN1 , NN2
  REWIND NEW
  READ ( NEW )
  READ ( NEW )
  READ ( NEW )

```

```

8 320 READ-(NEW,END=510,ERR=510) (NI(N,K),K=1,5),(LDISTN,M),M=1,6),
1  tA(N,M),M=1,60)
  READ(NEW) (SAIN» I-G),SF IN, IG),STRiNt IG),SNU(N,IG),SX(N,1G),IG=1,NG)
1,((SMT(N,IG,KG),KG=1,NG),IG=1,NG)
  IF(NI(N,1)•NE»IDEN(N-NN)) GOTO 8820
32 CONTINUE
  NN=NN2
  WRITE(NOT,35 54)
5554 FORMAT (/» ADDITIONAL NUCLIDES FROM FILE -NEW-1/J
  DO 5555 N = NN 1,NN2
  WR11r;(NOT,55 50) (IDIS(N,M),M=1,6)
5556 FORMAT(iH ,10X,6A4)
5555 CONTINUE
1515 CONTINUE
  IF(KFLUX.EO.O)GO TO 727
  WRITE(NOT,1325)
  WRITE(NOT»1444)ML
  WR1TE(b,85)
85 FORMAT(//,5X,« NUCLIDES IN THIS SET'/)
  DO a 7 IN=1tNN
87 WRHE(o,8fa) (IDIS(IN»M),M«1,6)
86 FORMAT( IH ,10X,bA4)
1D25 FORMAT ('//• ****FLUX WILL BE READ FROM CARDS'/ • GROUP FL
  1UX» )
  READ(NIN,81) (PHI(1G),IG=1,NG)
81 FORMAT(6F12.5)
  WRITfcINUT,li>33) ((IG,PHiUG)),IG=1,NGJ
1533 FORMAT(» «, I5,F15.5)
  GU TO 747
727 DO 23 N=1,NN
23 CON(N)=0.
  WRITE!NOT,1444)M1
20 READ(NIN,215) (No(K),CON6(K),K=1,6)
215 .FORMAT(6(I3,F9•5))
  DO 30 K=1,6
  IF(No(K).EQ.O) GOTO 40
  DO 30 N=1tNN
  IF(N6(K).Ew*NI(N,1)) CON(NJ=CON6(K)
30 CONTINUE
  GOTO 20
40 READ(NIN,41) B2,EPS
41 FORMAT(6t12•4)
  IF(82.EO.O.)o2-0.001
  IHEPS.Ew.O.1tPS=0.01
  X1=1.+2.*EPS
  X2*1.-2.*EPS
  WRITE (6,56)
56 FORMAT(//,5X,* NUCLIOE•,17X,•CGNCENTRATI ON•/)
  DO 58 IN=1,NN
58 WRITE(6,57) (IOISiIN,M),M=i,6),CON(INi
37 FORMAT(IH ,5X,6A4,E12.5>
100 X&FF=u
  DELTA1=D&LTA2
  1T=IT+1
  WRITE(6,133) IT
133 FORMAT(//,* ITERATION NO. »>,I3,/, ' GROUP FLUX S
  iSOURCE REMOVAL LEAKAGE KEFF BUCKLING
2 •/)

```

```

DO 110 I.G=1,NG
110 SR(IG)=CHI(IG)
DO 140 IG=I, MG
SFIS=0
SREM=0
ST=0
DO 130 N=1, NN
SFIS=SFIS+CDN(N)*SF(N,IG)*SNU(N,IG)
SRfCM=SREM+CON(N)*SA(N,IG)
SMT(N,IG,IG)=0.
DO 120 KG=IG,NG
120 SREM=SREM+CON(N)*SMT(N,IG,KG)
130 ST=ST+CUNINJ*STR(N,IG)
PHI(IG)=SR(IG)/(SREM+B2/(3.*ST))
IF(PHI(IG).LT.0)PHI(IG)=0.
SRE(IG)=SREM*PHI(IG)
D(IG)=PHI(IG)*B2/(3.*ST)
XEFF=XEFF+SFIS*PHI(IG)
WRITE(6,131) IG,PHI(IG),SR(IG),SRE(IG),D(IG),XEFF,B2
131 FORMAT(I0,OF 13.5)
DO 140 KG=1,NG
DO 140 X=1,N
140 SR(KG)=SR(KG)+CON(N)*SMT(N,IG,KG)*PHI(IG)
DLFF=Atis(1.-XtFF)
IF((IT.GT.20).AND.(XEFF.GT.X1))XEFF=X1
IF((IT.GT.20).AND.(XEFF.LT.X2))XEFF=X2
!F(b2.GT.0.)B2=cJ2*XEFF
IF(B2.LT.0.)B2=62/XEFF
IF(ABS(32).LT.0.0001)B2=-B2
IF(IT.GT.ITMAX)GO TO 746
IF(DIFF.GT.0.01)GG TO 100
GO TO 747
746 WRITE(0,748) IT
74B FORMAT(/,/,***** NO CONVERGENCE AFTER *,14,* ITERATIONS*,/t*****
1CROSS SECTIONS WILL 6E COLLAPSED ACCORDING LAST SPECTRUM*)
747 WRITE(TUT)(1D(K),K=1,18)
WRITE(TOT)NT,NN,MG,ND,NU,NZ
DO 150 JG=.1,MG
150 CHJ(JG)=0.
DO 1t>0 IG=1,NG
•JG=KON(IG)
100 CHJ(JG)=CHJ(JG)+CHHIG)
WRITE(TOT)(CHJ(JG),JG=i»MG),(ET(JG),JG=1,MG)»(EN(JG),JG-1»MG)
1,(RUUG),JG=i,MG)»(OL(K),K=1,10),(GE(K)»K=1,10)
DG220 N=1,NN
DO 170 JG=1,MG
SA1(JG)=0
SF1(JG)=0
SIR1(JG)=0
SNU1(JG)=0
SX1(JG)=0
PHI1(JG)=0
D1(JG)=0
DO 170 LG=1,MG
170 SMT(I,JG,LG)=0
00 200 IG=1,NG
JG=KON(IG)
SA1(JG)=SA1(JG)+SA(N,IG)*PHI(IG)

```

```

SFK JG) = SFK JG) + SF(N, IG) * PHI (IG)
IF (KFLOX.EQ.O) STR1 (JG) = STRKJG) + STR (N, IG) * 0(IG)
IF (KFLUX.GT.O) STRKJG) = STR1 (JG) + STR(N, IG) * PHI(IG)
SNU1 (JG) = SNU1 (JG) + SNU(N, IG) * SF(N, IG) * PHI (IG)
SXKJG) = SX1 (JG) + SX(N»IG) #PHI(IG)
PHI K JG) = PHIK JGJ + PHK IG)
IF ('KFLUX.hg.O)
101 IJG) = 01 (JG) + 0 ( IG)
00 2 00 KG=1, NG
LG=KON(KG)
200 SMT1 (JG, LG) = SMT1 (JG, LG) + SMT (N,IG, KG) * PHI (IG)
00 210 JG=i, MG
SAKJG) = SAKJG) / PHI1 (JG)
SFK JG) = SF1 ( JG1 / PHIK JG)
IF (KFLOX.EQ.O) STRKJG) = STR1 (JG) / OI (JG)
1 F ( KFLJX . GT . O ) STK1 ( JG ) = STR1 ( JG ) / PHI1 ( JG )
IF (SFKJG) .NE.O.)
1SNUKJG) = SNU1 (JG) / (SF1 (JG) * PHI1 (JG) )
SX1 (JG) = SX11Jb) / PH11 (JG)
00 210 LG = 1 » HG
210 SMT1 (JG»LG) = SHT1 (JG, LG) / PHIi (JG)
WRITE (TOT) (NI (N, K) , K=1, 5) , (IDIS (N, K) , K=1, 6) , (A (N, K) , K=1, 60)
WKITEi TOT) (SAKJG) , SFKJG) , STR1 (JG) , SNU1 (JG) , SXKJG), JG=1, MG)
It ( (SMT1{JG»LG}»LG=1»MG) , JG=1, MG)
IF (KPRINT.Ey.G) GU TO 220
WRITE (NOT, 1230) NI (N, 1) , (IDIS (N, M) , M=1, 6)
1444 FORMAT (////, 3UX, « CROSS SECTION SET NO «, I3)
1230 FORMAT (// , 5X, 'NUCLIDE NO •, 14, 5X, 6A4)
WRITE (NOT, 1221)
1221 FORMAT (//, 5X, * GROUP * » 5X, * ABSORPTION', 5X,» FISSI0N»» 5X,
1« TRANSPORT', 5X, • N/FISSI0N', 5X, • CAPTURE' /)
00 1333 IG=1, MG
1333 WRITE (NOT, 1222) IG, SA1 (IG), SF1 IIG), STRKIG)tSNUIIIG), SX1(IG)
1222 FORMAT (IH , 5X, I 3, 7X, 5 (E12.5, 5X))
WRITE (NOT, 1223)
1223 FORMAT (//, 5X, «TRANSFER CROSS SECTIONS' /)
00 1224 IG=1, MG
DO 1224 KG=1 »MG
1224 WRITE (NOT, 1225) IG, KG, SMT1 (IG, KG)
1225 FORMATdH , 3X, •GROUP •, 13, • TO GROUP', I3, 5X, E12.5)
220 CONTINUE
NEGNO=-1
WRITE (TOT) NEGNO» (K, K=2 » 20)
GO TO 15
300 CONTINUE
WRITE (6, 300)
500 FORMAT (////, 5X, «*****ENDED NORMALLY' )
ENÛFILE TOT
STOP
MO WRITE tO, 511)
511 FORMAT (// '*****WRUNG ADDITIONAL ISOTOPE SPECIFIED' /
I i*****NQ. STOP «)
STOP
END

```

APÉNDICE E - Referencias

- IM* Abagyan, L. P., et al, "Group Constants for Nuclear Reactor Calculations", Consultants Bureau Enterprises Inc., New York (1960).
- 1)4* Alcouffe, R.E. et al, "Effect of Collapsing Cross Section Data on Fast Breeder Parameters", Nucl. Sei. Eng. 43, 173-185 (1971).
- /BE* Allen, W. O. et al, "Fast Breeder Reactors with Mixed Fuel Cycles", Proc. Second International Thorium Fuel Cycle Symposium, Gatlinburg, Tennessee (1966).
- IXI* Batyrebekov, G. A. et al, "Some Characteristics of Fast Reactor with a Thorium shield", Soviet Atomic Energy 17, (I'V/-).
- Züf* Bell, G. I. e S. Glasstone, "Nuclear Reactor Theory", Van Nostrand Reinhold Co., 1970.
- IÇ4** Böhme, R. et al., "Theoretical and Experimental Analysis of Fast Zero-Power Assemblies", Proc. Second Int. Conf. on Nucl. Data for Reactors, Helsinki, vol. II, 427-457 (1970).
- ffl'* Davey, W. G., "An Analysis of the Neutron Capture Cross Section of ^{238}U between 1 KeV and 16 MeV", Nucl. Sei. Eng. 39, 337-350 (1970).
- Ipf* Dresner, L., "Resonance Absorption of Neutrons in Nuclear Reactors", Pergamon Press, 1960.
- J#E* Faya, A.J., W.J. Oosterkamp e S. C. Shu-Faya, "The Use of Thorium Metal Blankets in Fast Breeder Reactors", Trans. of the ANS 16, 181 (1974).

APÉNDICE E (cont).

- /J.O/ Fowler, T.B. et al., " Nuclear Reactor Core Analysis Code :
CITATION" ORNL-TM-2496 (1969).
- fiYI** GCFR Project Staff, "300-MW(e) Gas Cooled Fast Breeder Reactor Demonstration Plant", GA-A13045 (1974).
- lyt1 Greebler, P. et al., " Implications of Nuclear Data Uncertainties to Reactor Design", Proc. Second. Int. Conf. on Nucl. Data for Reactors, Helsinki, V.1 - 17-33 (1970).
- /T37 Häfele, W. et al., " Fast Breeder Reactors", Annual Review of Nuclear Physics (1970).
- [MF** Hankel, R. et al., " An Evaluation of U-233/Thorium Fast Breeder Power Reactors", NDA-2164-3 (1962).
- /IS/ Hummel, H. H. e Okrent, D., " Reactivity Coefficients'in Large Fast Power Reactors", The American Nuclear Society, Hinsdale , Illinois, 1970 , Capítulos 1 e 2.
- BMF' Kidman, R.B. e R. E. Schenter, " Group Constants for Fast Reactor Calculations", HEDL-TME-7136 (1971).
- lyf1 Kidman, R.B. et al. , "The Shielding Factor Method of Generating Multigroup Cross Sections for Fast Reactor Analysis " Nucl. Sei. Eng. 48 , 189-201 (1972).
- Kidman , R.B., " An Improved F-Factor Interpolation Scheme - for 1DX", Trans, of ANS 18 , 156-157 (1974).
- p4/** Lang, L. W. " Power Cost Reduction by Crossed Progeny Fueling of Thermal and Fast Reactors", Nucl ,Jpp1 r_5 , 302 - 309 (1968).
- /jfl? Leipunski, A. I. et al., " Improvement of Physical Characteristics of Fast Plutonium Reactor by Using U-233 and Thorium "

APÊNDICE E (cont)

Soviet Atomic Energy 30 , 609 - 615 (1971).

Little et al. " Numerical Comparison of Data Processing Codes for Fast Reactors", Trans, of ANS 11 , 144-145 (1969) .

Loewenstein, W. B. and D. Okrent, " The Physics of Fast Power Reactors" , A Status Report " Proc. of Second Conf. Peace Uses of At. En., V.6 (1958).

Maciel , Aluisio Castanho e Paulo Roberto Cruz, "Perfil Analítico do Tório e Terras Raras", Rio de Janeiro, DNPM(1973)

Maciel , Aluisio Castanho e Paulo Roberto Cruz , " Perfil Analítico do Urânio, " Rio de Janeiro, DNPM (1973).

Maeder, C, " Optimization of Gas-Cooled Fast Reactor Blankets" Nucl. Sci. Eng.,42 , 89-93 (1970).

Melese d'Hospital , G., " Status Report on Fast Breeder Reactors (Why Breeders)", GA-10171 (1970).

Moore, R. A., "A Critical Experiment Program for the 300-MW(e) Gas-Cooled Fast Breeder Reactor-Scope-and Purpose", GA A12780 (1973).

Okrent, D. et al., " Some Nuclear and Safety Considerations in the Design of Large Fast Power Reactors", Proc. Third. Conf. Peace. Uses of At. En. , V.12, 137-151 (1964).

Oppenheim, C. e Cerbone, R.J. , " International Benchmark Calculations on a Typical 1000 MW(e) Gas Cooled Fast Breeder Reactor" , GA-A13108 (1974).

APÉNDICE E (cont).

- 307 Oosterkamp, W. d. , " An Evaluation of Fast Reactor Blankets"
Proc. Conf. Advanced Reactors; Physics , Design and Econo-
mics , Atlanta, Georgia (1974).
- 3T? Pellaud, B., " Physics Design of the Gas-Cooled Fast Breeder
Reactor Demonstration Plant", GA-10509 - (1971).
- 32/ Schmidt, J.J., "General Status of Nuclear Data Requirements",
Proc. Second . Int. Conf. on Nucl. Data for Reactor , Hel-
sinki, V.I, 3-15 (1970).
- I^&f Davey, W.G. , "An Analysis of the Neutron Capture Cross Sec -
tion of U-238 between 1 KeV and 15 MeV ", Nucl. Sci. Eng
39, 337-360 (1970).
- iM/ USAEC Division of Reactor Development and Technology", "The
Use of Thorium in Nuclear Power Reactors"- WASH-1097 (1969).
- 35f Weinberg, A. M., " Burning the Rocks", ANL-6122, 10-22(1959).
Wenzel, P., " Crossed Uranium-Plutonium and Thorium -Uranium
Fuel Cycles for a Developing Nuclear Power System with The_r
mal Converters and Fast Breeder Reactors", Kernenergie 14,
231-235 (1971).
- 37/ White , P.H., " Measurements of the U-235 Neutron Fission Cross
Section in the Energy Range 0.04 - 14 MeV", J. Nucl. Energy
19 , 325 (1965).
- 38/ Wood, P. J. and M. J. Driscoll, "Assesment of Thorium Blankets
for Fast Breeder Reactors", C00-2250, MITNE-148 (1973).