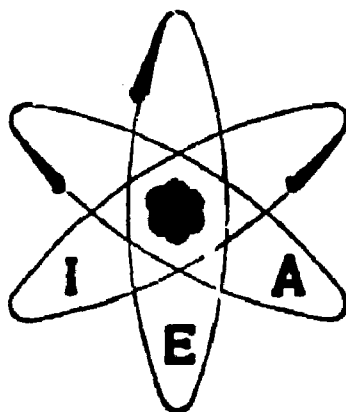


BR 3600 935



**CALCULO DE CRITICALIDADE PARA UMA UNIDADE CRITICA
MODERADA POR GRAFITA, UTILIZANDO-SE URANIO
ENRIQUECIDO EM 20%**

ANTÔNIO CARLOS DE ALMEIDA FERREIRA e ROBERTO Y. HUKAI

PUBLICAÇÃO IEA N.º 393
Maio — 1975

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal 11049 (Pinheiros)
CIDADE UNIVERSITARIA "ARMANDO DE SALLES OLIVEIRA"
SAO PAULO — BRASIL

**CÁLCULO DE CRITICALIDADE PARA UMA UNIDADE CRÍTICA
MODERADA POR GRAFITA, UTILIZANDO-SE URÂNIO
ENRIQUECIDO EM 20%**

Antônio Carlos de Almeida Ferreira e Roberto Y. Hukai

**Coordenadoria de Engenharia Nuclear
Instituto de Energia Atômica
São Paulo - Brasil**

**Publicação IEA Nº 393
Maio - 1975**

Instituto de Energia Atômica

Conselho Superior

Eng^o Roberto N. Jafet - Presidente
Prof. Dr. Emilio Mattar - Vice-Presidente
Prof. Dr. José Augusto Martins
Prof. Dr. Milton Campos
Eng^o Helcio Modesto da Costa

Superintendente

Prof. Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni

CÁLCULO DE CRITICALIDADE PARA UMA UNIDADE CRÍTICA MODERADA POR GRAFITA, UTILIZANDO-SE URÂNIO ENRIQUECIDO EM 20%

Antônio Carlos de Almeida Ferreira e Roberto Y. Hukai

RESUMO

Determinou-se a quantidade de urânio fissil necessária para experiências relacionadas com a neutrônica dos reatores HTGR, a serem feitas no Reator de Potência Zero, ora em fase de projeto no Instituto de Energia Atômica.

Fez-se um estudo da criticalidade de conjuntos críticos moderados por grafita, contendo tório. Calculou-se a massa crítica para uma variedade de composições típicas de HTGR comerciais utilizando-se os programas de computação HAMMER e CITATION.

Os conjuntos considerados possuem um caroço cilíndrico, simulando uma região típica dos HTGRs comerciais, circundado por um anel acionador contendo somente urânio e grafita. Externamente, o anel acionador é cercado de refletores de grafita. Esses conjuntos serão montados eventualmente no Reator de Potência Zero do Instituto de Energia Atômica.

Concluiu-se que uma quantidade de 10 kg de urânio fissil seria suficiente para se obter a criticalidade necessária na execução das principais experiências programadas inicialmente para o RPZ, com vistas ao estudo dos HTGR.

1- Introdução

O reator de Potência Zero, RPZ, do Instituto de Energia Atômica pretende, basicamente, servir de instrumento para o estudo dos sistemas nucleares moderados por grafita e regeneradores de combustível por intermédio do ciclo de tório.

O primeiro conjunto crítico a ser montado no RPZ terá, como uma das suas finalidades, a de servir como o Reator de Referência para a obtenção da licença de construção da Comissão Nacional de Energia Nuclear.

Para isso, escolheu-se um sistema moderado por grafita contendo tório e que simula as condições neutrônicas que imperam dentro de uma região típica de um HTGR de 1160 MWe.

Constrói-se o caroço do reator propriamente dito, superpondo-se blocos de grafita com a forma de paralelepípedo. Eles desempenham tanto a função de moderador como a de suporte para os elementos combustíveis.

As características mecânicas do RPZ, o arranjo estrutural da matriz de grafita, bem como as especificações das barras de combustível são amplamente descritos na Referência 2, que complementa este trabalho. Para uma visão do conjunto recomenda-se a leitura dessa Referência.

Uma simulação neutrônica real de um HTGR requereria a utilização de urânio com

enriquecimento de 93,2% que é o utilizado nesses reatores. Contudo, dadas as incertezas que envolvem a obtenção de urânio com esse grau de enriquecimento, achamos preferível o estudo de um conjunto crítico acionado com urânio enriquecido a 20%, que serviria como alternativa na hipótese de se encontrar dificuldades para a aquisição de urânio com maior grau de enriquecimento.

O presente estudo trata do cálculo da massa crítica de conjuntos moderados por grafita e terá como objetivo principal a determinação da quantidade de urânio necessária para as primeiras experiências com o RPZ.

II- Os métodos do cálculo da criticalidade

O cálculo da criticalidade de um reator compreende normalmente duas fases, a saber, a determinação dos parâmetros microscópicos e o estudo macroscópico do sistema. Por este último entendemos, principalmente, o cálculo da massa crítica, das dimensões do caroço ativo e da distribuição global do fluxo dos nêutrons, e constitui o objetivo final deste trabalho. Os métodos à disposição do engenheiro fazem uso das várias soluções numéricas da equação de difusão. Por outro lado, o estudo microscópico do reator ocupa-se da estrutura fina do fluxo, dos efeitos locais das heterogeneidades e, finalmente, da determinação das seções de choque dos multigrupos, que servirão como parâmetros conhecidos para a análise de difusão do reator como um todo. Esta fase preliminar do estudo da criticalidade somente pode ser tratada convenientemente por meio da teoria de transporte, uma vez que se procuram determinar, com rigor, as taxas de colisão dentro e nas imediações das heterogeneidades, em distâncias inferiores e da ordem de uns poucos livres percursos médios de transporte. O conhecimento das variações das densidades de reação permitirá calcular seções de choque que incluem os efeitos da distribuição heterogênea dos elementos absorvedores no caroço e, então, proceder ao estudo macroscópico do reator sob a hipótese de que este constitui uma ou mais misturas homogêneas dos diversos elementos constituintes (moderador, materiais físeis, férteis, estruturais e refrigerantes).

Para o cálculo das seções de choque, servimo-nos do programa de computação HAMMER⁷, elaborado em Savannah River Laboratory por J.E. Swich & H.C. Honeck. Esse programa, na verdade, compreende cinco subprogramas combinados que calculam, por métodos de transporte, para os grupos de energia, os 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. São os seguintes:

- 1 Programa CAPN, cuja função é a interpretação dos dados de entrada e a coordenação dos programas subseqüentes
- 2 Programa THERMOS⁴, que calcula a distribuição de fluxo térmico ($E < 0,625\text{ev}$) pela teoria integral unidimensional de transporte, fornecendo na saída as seções de choque médias dos grupos, os parâmetros de difusão e as taxas de reação
- 3 Programa HAMLET, que 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 correspondentes aos fornecidos pelo THERMOS, este programa calcula as probabilidades de escape de ressonância, os fatores de fissão rápida e o "buckling" do reticulado periódico.

- 4 Programa FLOG, que utiliza as secções de choque calculadas previamente pelo THERMOS e pelo HAMLET para proceder à pesquisa de criticalidade do reator finito. Esta secção do sistema HAMMER não foi usada, pois contávamos com programas de difusão mais elaborados, capazes de procurar as dimensões de reatores críticos descritos por geometria bidimensional.
- 5 Programa DIED, que aproveita os resultados dos programas anteriores para fornecer os balanços dos neutrons, permitindo a comparação das frações dos que escapam do reator, dos que são absorvidos nos vários isótopos, e dos que induzem fissões.

Todos esses programas, individualmente, têm uma larga história progressa de êxitos na interpretação e previsão de dados experimentais, o que autoriza a confiança nos resultados a serem obtidos para o R.P.Z.

As secções de choque obtidas da análise do reator assintótico podem ser levadas ao programa de computação CITATION³. Especificadas as dimensões do anel acionador e do refletor, o programa pesquisará o raio da zona central que conduzirá o sistema à criticalidade.

O programa CITATION foi desenvolvido em Oak Ridge National Laboratory por T.B. Fowler, D.R. Vondy e G.W. Cunningham, em 1969, sofrendo uma segunda revisão pelos mesmos autores em julho de 1971. Constitui também uma combinação de programas que executam uma variedade de cálculos independentes, baseados na representação por diferenças finitas da teoria de difusão dos neutrons. A possibilidade de procura direta de criticalidade de reatores dotados de geometria bidimensional coloca-o em posição vantajosa relativamente aos outros programas da biblioteca do INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA, como o FLOG, já citado, restrito a geometrias unidimensionais, e o EXTERMINATOR, que apenas determina a concentração dos núcleos dos reatores críticos com dimensões fixadas.

A utilização do CITATION requer que as várias regiões do reator sejam divididas por uma malha retangular, em cujos centros o fluxo é numericamente calculado, após a determinação do volume crítico.

Assim como o HAMMER, o CITATION é um programa já bem provado pela experiência.

Tanto a teoria de difusão como a de transporte aplicadas em todos estes programas de computação utilizam-se dos chamados multigrupos de energia: o intervalo de variação da energia dos neutrons é dividido em uma seqüência de intervalos menores, e em cada um deles, a variação pontual das taxas de absorção e espalhamento é substituída por um único valor. Nos cálculos do comportamento dos neutrons na região térmica, a estrutura de grupos compreende, mais generalizadamente do que as taxas de espalhamento, os núcleos de espalhamento que governam as probabilidades de intercâmbio de neutrons dos grupos de energias superiores para os de energias inferiores e vice-versa. O programa THERMOS, sub-secção do HAMMER, para os cálculos de termalização de neutrons na grafita, adota o modelo teórico de Nekin-Parks de espalhamento pela rede cristalina. O intervalo das energias térmicas, inferiores a 0,625 ev compreende trinta (30) grupos de energia de amplitudes variáveis. A biblioteca das secções de choque é parte integrante do THERMOS.

O sub-programa HAMLET utiliza-se de cinquenta e quatro (54) grupos de energias

epitérmicas e altas que incluem as seções de choque as matrizes de espalhamento e os parâmetros de ressonância. Esses dados, por sua vez, foram extraídos da compilação preparada por R.A. Dannels e D.J. Bredin para o programa MUFT e incorporados ao HAMLET.

O subprograma THERMOS condensa os seus trinta grupos de energias inferiores a 0,625 eV em um único intervalo, designado por grupo 4, o qual abrange o comportamento médio dos nêutrons termalizados. Em outras palavras, as seções de choque, bem como os demais parâmetros das células, são ponderados tanto espacial como espectralmente, fornecendo um conjunto de coeficientes característicos da interação nêutrons ambiente no domínio térmico.

Coisa parecida é executada pelo subprograma HAMLET que aglutina as suas cinquenta e quatro divisões finas em três grupos maiores chamados de 1 a 3. As energias fronteiriças constam do Apêndice A1, pois ajudarão a esclarecer, mais tarde, os resultados das saídas dos programas.

O espectro dos nêutrons de fissão já está embutido no próprio HAMMER. Como esses dados devem servir as entradas dos programas de difusão, eles acham-se relatados no Apêndice 2.

O manual do HAMMER, igualmente, dá as seções de choque e constantes de difusão dos quatro grupos de energia para os principais materiais refletores. Para nós, interessam os do carbono. Admitimos que as taxas de retorno dos nêutrons não são dramaticamente sensíveis ao espectro de energia nos refletores espessos e às propriedades específicas dos meios da mesma natureza, de modo que esses dados são viáveis para nossos cálculos de criticalidade, indistintamente da caracterização acurada dos reatores e da grafita de reflexão. Eles acham-se copiados no Apêndice A3.

Nos cálculos dos reatores e das seções de choque, aceitamos sem discutir as condições de contorno e os critérios numéricos de convergência sugeridos pelos manuais de utilização dos programas.

III - O cálculo das seções de choque

A primeira parte do cálculo de criticalidade, como dissemos, compreende a análise dos efeitos das heterogeneidades e dos fatores de autoblindagem: o objetivo final é a determinação das constantes equivalentes que permitam tratar as regiões heterogêneas, constituídas de barras absorvedoras, camisas de materiais de proteção, espaços vazios e meio moderador, como um sistema homogêneo, onde os diversos materiais presentes estão uniformemente distribuídos.

Em muitos reatores, as barras combustíveis estão dispostas periodicamente, formando um reticulado, que pode ser reproduzido pela repetição de uma única célula unitária. Nessas condições o fluxo de nêutrons apresentará uma estrutura fina periódica. Basta a análise de uma única célula para obtermos uma descrição de como as interações dos nêutrons com o sistema são afetadas pelo agrupamento heterogêneo dos vários elementos componentes do caroço. Já que este é constituído pela repetição ad infinitum de células idênticas, os efeitos locais serão os mesmos (ou quase os mesmos) em qualquer parte do reator, e as seções de choque equivalentes obtidas da unidade mínima constitutiva aplicam-se ao sistema global.

Freqüentemente, as células unitárias são quadrados ou hexágonos do meio moderador envolvendo uma barra cilíndrica de combustível. Contudo, o tratamento matemático do problema simplifica-se se substituirmos o contorno real por um contorno cilíndrico, de tal modo que o volume permaneça o mesmo. Esta é a chamada aproximação de Wigner-Seitz⁹, cuja validade depende em grande parte das condições de contorno impostas sobre o fluxo. A literatura discute amplamente o assunto e, de modo geral, suas conclusões estabelecem que a abordagem de Wigner-Seitz fornecerá bons resultados sob as seguintes premissas:

- 1 - A razão do diâmetro da célula para o comprimento é pequena; pode-se então considerar as barras infinitamente longas, e justifica-se o tratamento bidimensional do problema;
- 2 - A região moderadora interior à célula compreende vários livres percursos médios dos nêutrons.

A primeira dessas condições é plenamente satisfeita pelas características de construção do R.P.Z. Já a segunda introduz algumas ambiguidades na aplicação do método.

Numa configuração genérica do caroço do R.P.Z., as barras absorvedoras, do mesmo tipo ou de tipos diferentes, ficarão a uma distância mútua inferior a 3 cm, que é a dimensão dos lados dos quadrados nos quais estão centradas. Ora, na grafita, o livre percurso médio é exatamente desta ordem de grandeza, e a aproximação de Wigner-Seitz deixa de ser estritamente aplicável. As barras vizinhas situam-se tão proximamente que sua influência recíproca pode ser considerável, e as condições de contorno usualmente impostas, *viz.*, corrente nula nas bordas do cilindro celular, não levam em conta a fuga dos nêutrons provocada pela interação com as células circundantes. Este é o chamado efeito Dancoff.

Além disso, uma configuração genérica não apresenta estrutura periódica, e os efeitos das heterogeneidades sobre uma barra de urânio ou de tório dependerão, sensivelmente, de sua posição relativa dentro do conjunto. Se a espessura do meio moderador compreendesse vários caminhos médios livres, a análise da célula ainda seria um recurso válido para o cálculo das secções de choque, pois os centros heterogêneos se apresentariam inteiramente desacoplados, e as depressões locais do fluxo teriam o mesmo valor relativo em qualquer parte do reator.

Não é esta, entretanto, a situação que estamos focalizando.

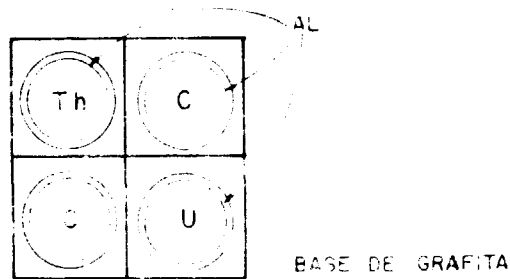
Ha duas alternativas para contornar a dificuldade que surge na análise do caroço do R.P.Z.:

- 1 - Considerar a célula unitária constituída pelo quadrado de 3 cm de lado, encerrando apenas uma barra de combustível ou de material fértil, cercada pelo moderador estrutural e, posteriormente, proceder a uma correção separada, por meio de fórmulas teoricamente deduzidas, que permita incluir os efeitos recíprocos de um determinado arranjo geométrico do caroço.
- 2 - Construir uma célula unitária em que as influências das barras vizinhas sobre a barra central estejam devidamente representadas.

Este segundo método é uma prática costumeira nos escritórios de engenharia, apesar

de não passar de um expediente de cálculo. Vejamos como ele pode ser aplicado ao caso particular que estamos estudando.

Ao invés de considerarmos uma configuração genérica do caroço, obtida pela disposição aleatória de células de um canal, contendo urânio, tório ou grafita, procuraremos estruturá-lo a partir de translações ou reflexões de células maiores, compostas de quatro quadrados básicos. Um arranjo deste tipo está ilustrado na Figura 1 em que o caroço se organiza pela repetição de células englobando uma barra de tório, uma de urânio e duas de grafita. A esta unidade ampliada aplicaremos a técnica de Wigner Seitz



OS QUATRO QUADRADOS BÁSICOS DA CONFIGURAÇÃO 1120

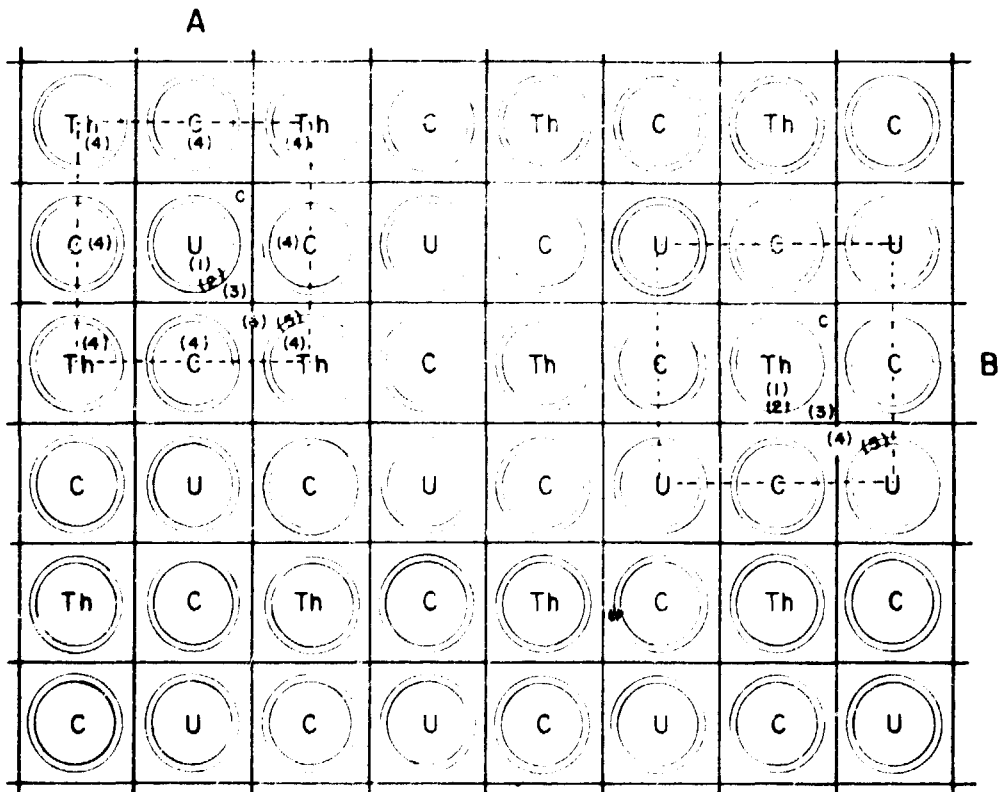


FIGURA 1

CONFIGURAÇÃO 1120, OBTIDA POR REFLEXÕES DA CÉLULA UNITÁRIA A OU B

O reticulado da figura pode ser imaginado como a reprodução periódica de qualquer uma das células tracejadas, centradas respectivamente em uma barra de tório ou de urânio. Considerando-se esta última, por exemplo, é possível reconhecer quatro regiões, percorrendo-se a célula do centro à periferia: o "caroço", constituído pela própria barra de urânio, o anel do envólucro de alumínio, uma região de meio puramente moderador, e finalmente, uma região circundante onde aparecem, heterogeneamente, as barras vizinhas de tório e grafita pura, encapadas em alumínio, além do substrato estrutural de grafita. Este conjunto pode ser substituído por uma célula cilíndrica, onde as diversas regiões que envolvem a barra são dissolvidas em anéis de composição homogênea. Isto equivale simplesmente a acrescentar ao cilindro substitutivo da célula de um canal, camadas externas que tornem presente a influência das zonas vizinhas.

Na Figura 2 exibimos o resultado deste procedimento. O alumínio das barras periféricas está representado por um anel fino que preserva o volume e a massa constante na configuração original; e o carbono, o tório e o urânio das frações dos quadrados externos, estão diluídos na penúltima camada cilíndrica. A densidade da grafita é concomitantemente reduzida, de modo a absorver os espaços vazios intersticiais dos condutos.

A construção das células substitutivas não está isenta de ambiguidades. Por exemplo, o que deve vir primeiro: o anel de alumínio, que deixamos como franja externa da célula, ou o anel de que participa a mistura homogênea representativa do ambiente em volta da barra central? A inspeção da célula real não permite resolver por uma ou outra alternativa.

Preferimos, arbitrariamente, transferir o alumínio para a última camada e dissolver o conteúdo das barras em todo o espaço restante das células. Em outras palavras, a região 4 da Figura 2, que envolve as frações dos quadrados circunvizinhos, completa os 36 cm^2 da unidade fundamental, e o alumínio removido fecha o conjunto por fora. Esta construção faz exceder a superfície da célula equivalente que passa a ter $36,79 \text{ cm}^2$. Teria sido, sem dúvida, mais correto preservar a área total, de modo que a região 4 não absorvesse o espaço respectivo às capas de alumínio de cada uma das barras periféricas, deixando-o para perfazer a medida justa. O erro cometido, entretanto (2%), é muito pequeno, e a discussão posterior desta seção permite estabelecer que sua influência sobre as seções de choque é ínfima. O esclarecimento é relevante não só para coerência dos dados fornecidos a seguir, como porque a área exata das células interessa ao cálculo da massa crítica, que se fará na seção seguinte.

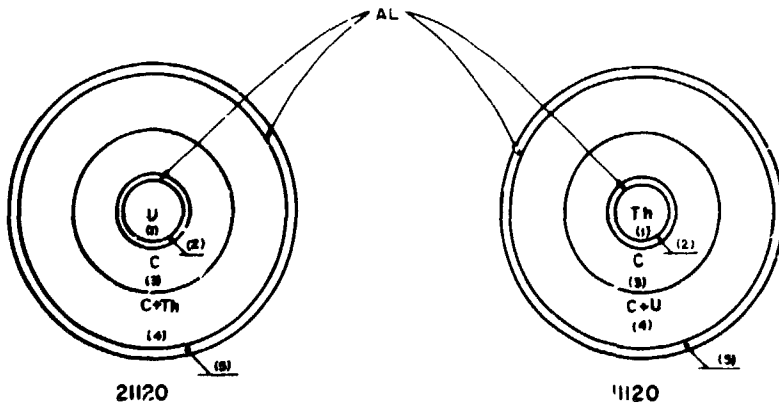
O método exposto obriga-nos a selecionar, entre todas as disposições possíveis para as barras no caroço, somente as que podem ser obtidas pela repetição periódica de células de quatro canais. Essa restrição limita severamente o número de composições, e então, dos espectros que podem ser estudados. Além disso, é conveniente eliminar as células que contêm canais vagos, em virtude dos problemas adicionais que elas trazem ao cálculo da heterogeneidade.

A presença de lacunas no caroço de um reator influi no comportamento dos nêutrons de duas maneiras distintas: por um lado, ela reduz a efetividade da moderação e, por outro, contribui para a fuga localizada e orientada dos nêutrons (efeito "streaming")*. Quando a

* De um ponto de vista mais físico, as lacunas modificam as propriedades de migração dos nêutrons, que se traduzem em comprimentos de difusão anisotrópicos segundo as direções paralela e perpendicular aos condutos, vagos.



- A CÉLULA DE UM CANAL COM UMA BARRA DE URÂNIO E A CÉLULA DE WIGNER-SEITZ EQUIVALENTE. OS VOLUMES DAS REGIÕES CORRESPONDENTES SÃO OS MESMOS.



- CÉLULAS CILÍNDRICAS 21120 e 11120 EQUIVALENTES AS CÉLULAS UNITÁRIAS A e B DA A NUMERAÇÃO ENTRE PARÊNTESES CORRESPONDE ÀS REGIÕES. A REGIÃO (4) TEM COMPOSIÇÃO HOMOGÊNEA

FIG. 2

porcentagem de volume vazio é pequena em relação ao volume do reator, pode-se desprezar este último efeito, e a capacidade reduzida de moderação é adequadamente representada pela distribuição homogênea do moderador no volume total, como fizemos ao construir a célula de Wigner-Seitz acima. Já a presença de centros consideráveis de escoamento de nêutrons exige um tratamento distinto que preferimos evitar.

Feito o balanço, restam 10 células - mais do que suficientes para determinarmos o estoque de massa físsil necessário à operação do R.P.Z. - cuja estrutura e composição estão representadas no Quadro III 1. A nomenclatura das células compreende quatro dígitos, indicando, respectivamente, o número de canais preenchidos com barras de tório, de urânio, de grafita, e os deixados vagos. As células que não contêm tório, cujo primeiro dígito de identificação é zero, são recomendadas para a organização do anel acionador; há três delas, sobrando sete para o caroço. As proporções do moderador para os isótopos pesados podem ser facilmente verificados por meio das equações (28) a (30) da Referência 2.

O exame da composição das células revela que duas delas, 0400 e 3100, estão à margem do intervalo de composição do H.T.G.R., a primeira, pela excessiva quantidade de urânio-235, e a segunda, pela de tório. Por esse motivo, e ainda com o fito de limitarmos o número de casos estudados, nós também as suprimimos.

O artifício que encontramos para a análise do caroço, sem dúvida alguma, dará resultados apenas aproximados, mas, pelas razões já discutidas, é de esperar que sejam mais corretos que os obtidos simplesmente através das células de um canal.

A exemplo da Figura 2, as configurações múltiplas de um certo número de barras de tório, urânio e grafita, no total de quatro, poderão ser organizadas pela repetição de células centradas em barras absorvedoras de tório ou de urânio. As células de Wigner-Seitz correspondentes serão distintas em cada caso e, conseqüentemente, fornecerão resultados diferentes. Como a descrição mais exata da heterogeneidade é representada pela barra central, as secções de choque para o isótopo nela contido serão mais precisas do que para o isótopo que apenas comparece na periferia. A possibilidade de deduzir dois tipos de células de uma mesma disposição do caroço aproveita, pois, ao cálculo das secções de choque de cada um dos elementos absorvedores.

No Apêndice B apresentamos os dados de construção para todas as oito células, agora tornadas treze. Na nomenclatura, aos quatro dígitos informativos da composição, acrescentamos um dígito inicial indicativo da barra central: 1 ou 2, conforme contenha tório ou urânio.

A análise de uma célula pelo programa HAMMER exigiu, em média, 3 minutos, no computador IBM/370 do Instituto de Energia Atômica. À região central foram atribuídos oito pontos nodais, nos quais se computaram os fluxos médios das malhas correspondentes; e às regiões subseqüentes, dois, três, cinco e dois pontos, respectivamente, perfazendo um total de vinte pontos nodais que é o número máximo admitido pelo programa.

O maior interesse do método adotado para o cálculo dos parâmetros celulares reside na possibilidade de comparar os resultados obtidos das células centradas nas barras de urânio e tório, extraídos de um mesmo arranjo geométrico do caroço. Para fins de crítica e discussão,

focalizamos o par 11120 e 21120 desenhado na Figura 2, que permite estender as conclusões qualitativas da análise para todos os demais pares.

QUADRO III.1

Estrutura e Composição das Células de Quatro Canais

CÉLULAS	C/U-235	C/(U-238 + Th)	Fator de Vazio
0400	1174	444	0,22
3100	6852	85	0,22
Células do Anel			
0130	7465	1866	0,88
0220	3671	918	0,44
0310	2406	602	0,29
Células do Centro			
1300	2338	187	0,22
2200	3467	117	0,22
1210	3569	213	0,29
2110	7056	128	0,29
1120	7260	245	0,44

O exame das saídas dos programas revela o seguinte:

1) Os fluxos térmicos, conforme representados na Figura 3^o, não apresentam depressões excepcionalmente pronunciadas nas regiões absorvedoras. As variações entre os valores máximos e os valores na origem são de 9,3%, para a célula 21120 e 3,1% para a célula 11120. Isto significa que os materiais pesados estão consideravelmente diluídos. A diferença entre os efeitos de heterogeneidade em ambas as células, no nível térmico, é explicável pelas diferenças entre as propriedades de absorção das regiões centrais, e refletem-se nos fatores de utilização térmica: 0,741, para a célula 11120, e 0,703 para a célula 21120.

* Estes gráficos não aspiram à precisão. Os fluxos fornecidos pelo HAMMER são valores médios, como já observamos, e não pontuais, e a curva, ajustada visualmente, não pretende respeitar esta condição.

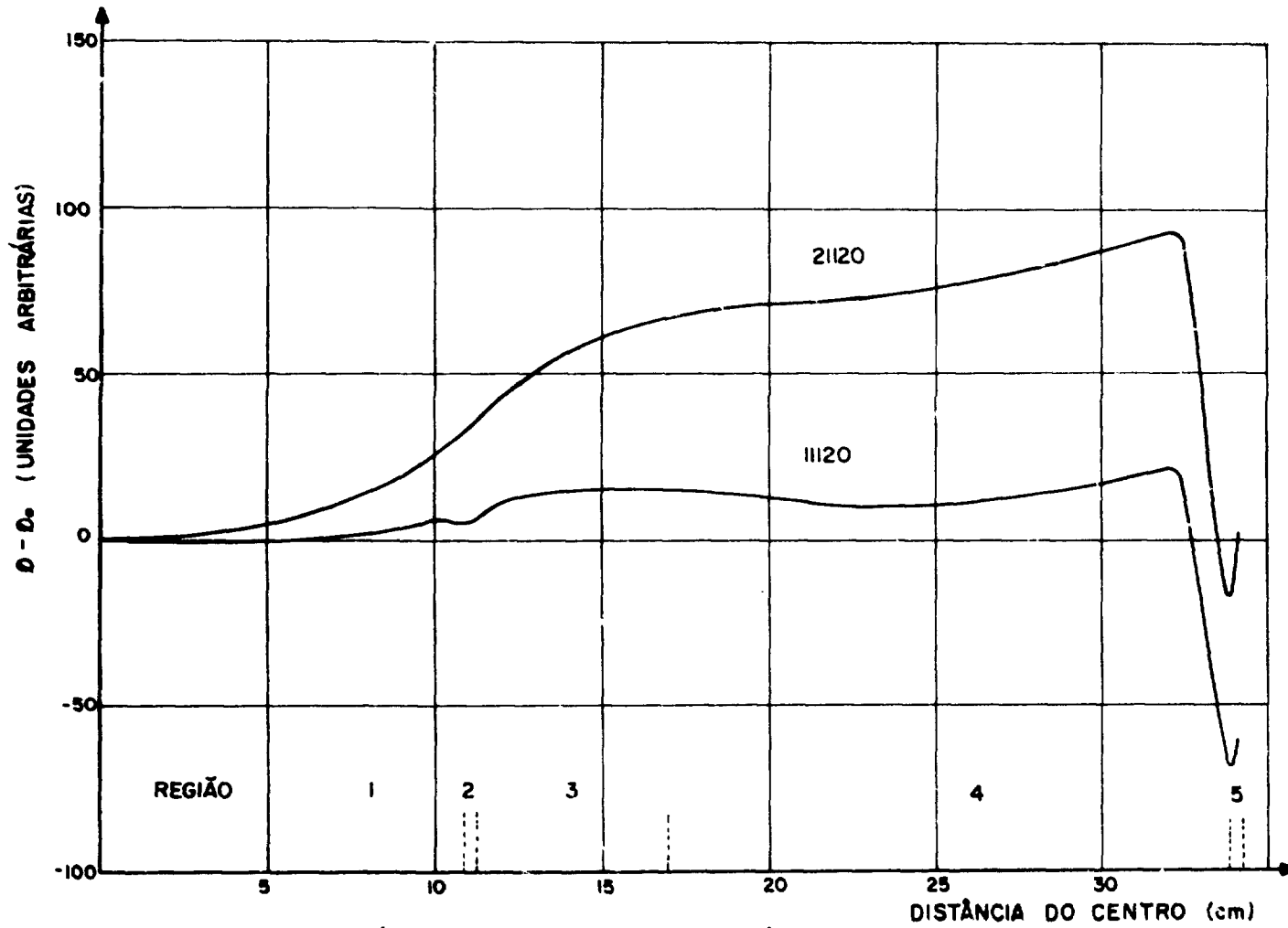


FIG. 3. FLUXOS TÉRMICOS (GRUPO 4) NAS CÉLULAS 11120 e 21120.

2) A célula construída em torno da barra de urânio (21120), na primeira cobertura de alumínio (região 2), não apresenta depressão, enquanto a sua parceira (11120) exhibe um leve decréscimo do fluxo térmico, da ordem de 1%, que, apesar de pequeno, é significativo em face da queda máxima na célula (2,1%). A oscilação que ocorre na unidade concentrada na barra de tório pode ser justificada da seguinte maneira. A região 3, constituída de meio puramente moderador, é a principal fonte de nêutrons térmicos para as zonas interiores; originados na grafita, os nêutrons incidem sobre a camada de alumínio (região 2), cujo baixo poder de moderação não contribui para a geração de nêutrons térmicos, limitando-se a absorvê-los. Por outro lado, graças à presença de tório e de núcleos espalhadores de carbono, a região central age tanto como absorvedora como fonte de nêutrons térmicos locais, embora este último papel seja mais modesto do que na região 3. Tal produção, entretanto, é suficiente para provocar um leve acréscimo do fluxo nas adjacências da interface entre a barra central e o alumínio circundante. À medida que nos aproximamos do centro da célula, o excesso de nêutrons térmicos é rapidamente compensado pela absorção do tório, e o fluxo volta a decair de modo regular.

Na célula organizada em torno da barra de urânio (21120), a região central é tão fortemente absorvedora que o abastecimento dos nêutrons de origem local fica obscurecido, não se registrando uma flutuação semelhante.

3) A região 4, correspondente à diluição das barras absorvedoras na base estrutural de grafita, exhibe uma suave depressão do fluxo na célula 11120 facilmente explicável: esta região, na primeira das células citadas, contém urânio, que, apesar de diluído, é um sorvedouro significativo dos nêutrons térmicos, mais do que o tório na célula conjugada.

4) Para terminar a discussão sobre os fluxos térmicos, resta investigar as razões que ocasionam uma depressão tão profunda no anel de alumínio envolvente das células. Certamente, ela não decorre das propriedades desse material, como se comprova pelo anel interno, para dizermos o mínimo. As causas devem ser procuradas nas condições de contorno impostas sobre as fronteiras da célula cilíndrica equivalente. A figura 4, ilustra os trajetos típicos dos nêutrons não espalhados, como determina a condição de reflexão especular (ou condição de contorno "branca"), na célula de Wigner-Seitz e na célula real. Evidentemente, tal imposição elimina a possibilidade de reflexão difusa, e acentua indevidamente o percurso que os nêutrons sofrem na camada externa de alumínio, amplificando aí o efeito da absorção. Um modo de evitar esta distorção, como observou o Prof. Raj Seghal, (Professor visitante do Laboratório Nacional de Argonne), consistiu em se acrescentar à célula, por último, uma fina película de material poderosamente espalhador ($\sim 10^6$ barns por átomo) e não absorvente, que assegura o fornecimento isotrópico dos nêutrons refletidos. Como veremos logo em seguida, contudo, o efeito artificial que obtivemos não é suficiente para adular as secções de choque médias.

5) Passando agora à figura 5, que representa os fluxos rápidos (grupo 1), notamos uma curiosa mas justificada inversão de tendências no par de células. Na célula centrada na barra de urânio (21120), a região central, que contém o isótopo físsil, é a fonte dos nêutrons rápidos, oriundos das fissões, ao passo que na outra célula, a geração provém da região; é natural, portanto, que os picos dos fluxos acompanhem as distribuições diferentes dos núcleos de urânio-235.

A variação do fluxo rápido na célula 21120 é bastante marcada: atinge 6,3%. O fluxo rápido médio alcança 26,8% do fluxo térmico médio na célula.

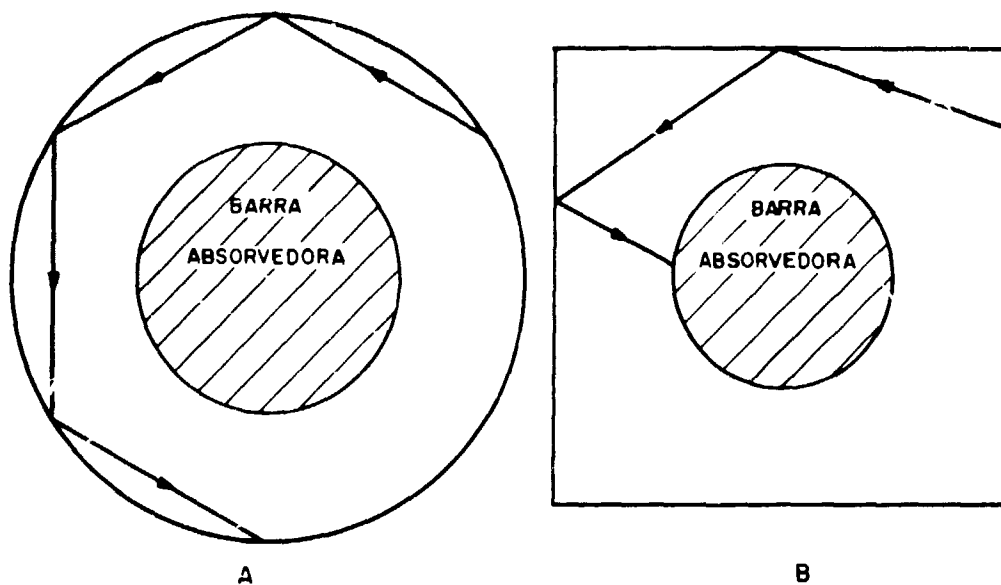


FIG. 4. TRAJETOS TÍPICOS DE NEUTRONS NÃO ESPALHADOS NA (A) CÉLULA CILÍNDRICA EQUIVALENTE, (B) CÉLULA UNITÁRIA REAL (DO LIVRO DE BELL - GLASSTONE).

6) As distinções entre as células na região das ressonâncias ficam patenteadas pelos valores das integrais de ressonância efetiva. O Quadro III, abaixo, conjuntamente com os valores correspondentes à diluição infinita, mostra os fatores de bloqueio para cada um dos isótopos nas células heterogêneas.

QUADRO III.2

Valores dos fatores de autoblindagem para os isótopos nas células 11120 e 21120, e integrais de ressonância efetiva para diluição infinita.

ISÓTOPO	CÉLULA		
	11120	21120	(RI) $_{\infty}$
U-235	0,985	0,954	221,727
U-238	0,655	0,409	268,223
Th	0,244	0,420	86,027
Al	0,954	0,954	0,0689

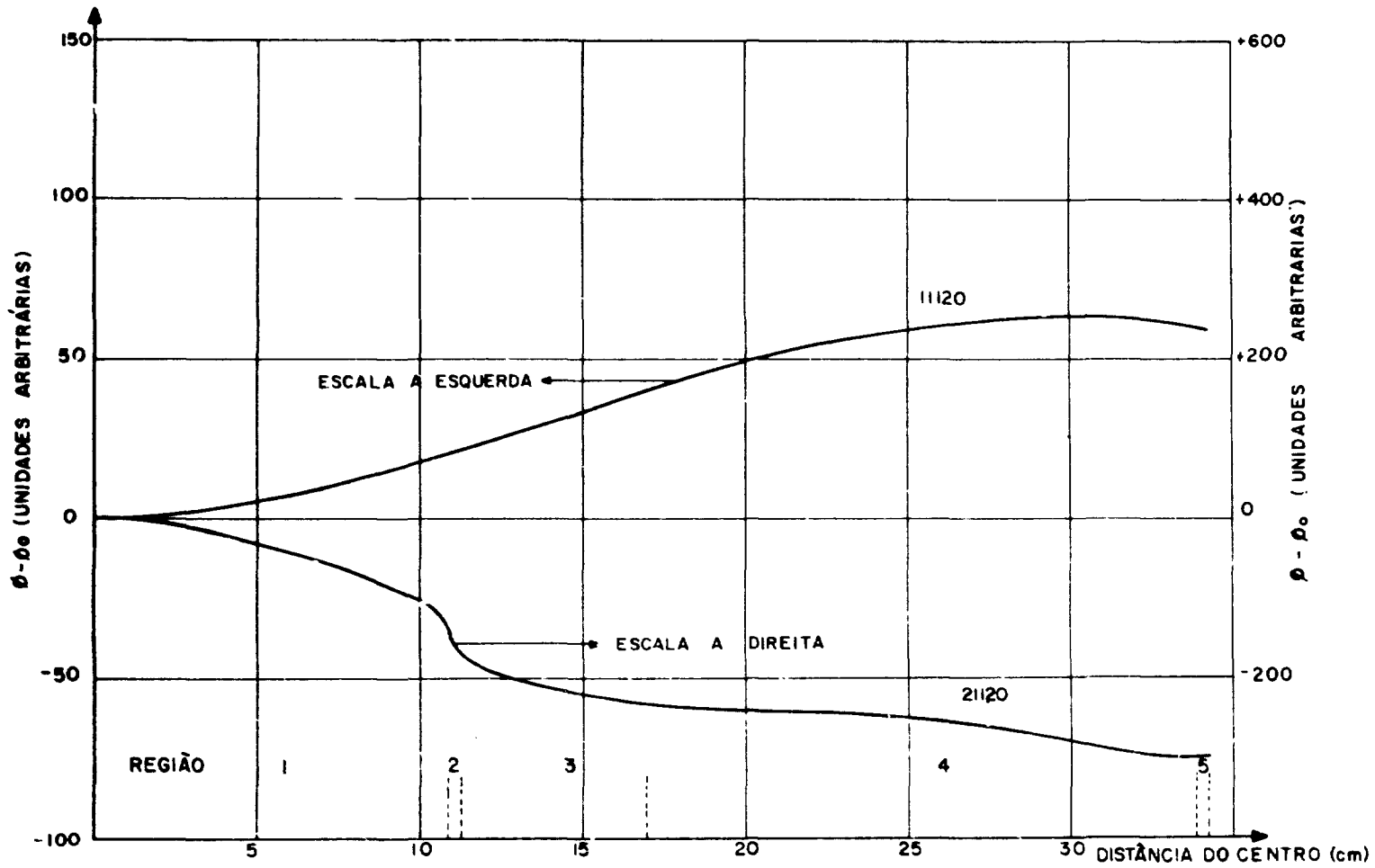


FIG. 5 - FLUXOS RÁPIDOS (GRUPO I) NAS CÉLULAS 11120 e 21120.

As correções mais drásticas, bem como as maiores discrepâncias, ocorrem isótopos ressonantes (U-238 e Th), o que não é de surpreender. Para que houvesse coincidência entre os valores, seria necessário que a construção das células cilíndricas equivalentes mantivesse as mesmas cordas médias das zonas ressonantes, às quais os fatores de autoblindagem são particularmente sensíveis. Ao compormos a região 4, em que se dissolvem o urânio ou o tório, o quociente entre o volume e a área das barras que os contém é prejudicado, como consequência da necessidade de preservar o volume total da região. O falseamento das características geométricas reais repercute na probabilidade total de escape das ressonâncias, dando 0,707 para a célula centrada na barra de urânio e 0,722 para a centrada na barra de tório.

7) Os resultados disparem apontados entre as duas células aparecem conclusivamente nos valores das constantes de multiplicação do sistema assintótico: 1,1597, para a célula 11120, e 1,1059 para a célula 21120, ou seja, uma diferença de 4,9%, nada desprezível. Ela exprime bem as limitações da técnica adotada para a análise da estrutura fina dos fluxos de neutrons*

8) No Apêndice B2, anexamos as saídas do subprograma DIED do HAMMER, que fornecem os balanços dos nêutrons. O fato mais notável que elas revelam é que o alumínio, apesar de absorver uma fração pequena de nêutrons, em confronto com o urânio ou tório, assimila cerca de 73% a mais do que o carbono, e portanto, sua participação não pode ser esquecida no estudo do reator global. É também verdade que este número deve estar superestimado, pelas razões apontadas no item 4. Por outro lado, a porção que cabe ao alumínio representa apenas 3,5% da absorção total, o que nos autoriza a aceitar que, sejam quais forem as condições de contorno, ou as maneiras de construir as células equivalentes, a influência dos encamisamentos nas seções de choque macroscópicas médias é secundária.

9) Os balanços das fissões mostram que a grande maioria destas é induzida pelos nêutrons do grupo térmico, confirmando o caráter moderado do sistema. A contribuição de um número apreciável de fissões do grupo 3 (7,9% do total) entretanto, indica que o espectro apresenta uma componente epitérmica respeitável, obrigada, sobretudo, pela elevada quantidade de tório na célula.

10) O Quadro do Apêndice B3 traz as seções de choque macroscópicas de absorção e fissão, suave e ressonante, dos grupos 1, 2 e 3 para as duas células que estamos examinando, relativamente ao urânio-238 e ao tório. Este quadro é útil para situarmos as diferenças que surgem nas grandezas que mais nos interessam: as seções de choque. As conclusões a que chegamos até agora nos levam a não estranhar que as seções de choque de absorção ressonante do grupo 3, para um mesmo isótopo, se desviem nitidamente, nas duas células irmãs. É nesse grupo que se acumulam os picos de ressonância, e onde se fazem sentir mais agudamente as consequências da construção geométrica: 62,9% de discrepância para o urânio-238 e 72,8% para o tório. Nos outros grupos, e nos outros isótopos, o afastamento é menor.

Inspecionando a tabela do Apêndice B4, verificamos entretanto, que as seções de choque macroscópicas totais das células apresentam uma espantosa semelhança em todos os grupos não

* É oportuno enfatizar que estas observações aplicam-se ao reator assintótico. As incertezas nas avaliações de criticalidade do sistema homogêneo e finito serão discutidas na próxima seção.

térmicos. Para sermos mais precisos, as secções de choque de absorção do grupo 3 diferem de 7,9%, e as de fissão, de 2,8%, desvios muito menores do que os registrados para os isótopos individuais. Uma convergência assim é puramente causal, e deve-se à compensação dos efeitos de autoblindagem dos nuclídeos em cada uma das duas células.

É bom reparar que estas diferenças líquidas respondem pela discrepância entre as constantes de multiplicação, mencionada no item 7: a menor absorção na célula 11120, e a maior secção de choque de fissão favorecem-se com maior reatividade positiva.

Das cinco configurações selecionadas para o caroço, constantes no Quadro III 1, o estudo comparado das células complementares foi efetuado para as geometrias 1120, 2110 e 1300; esta última, em virtude do maior desequilíbrio dos números de barras de urânio e de tório, é a que apresenta maior desvio entre os resultados do par associado. Como sempre, ele aparece na secção de choque, o desnível é inferior a 5%, freqüentemente em ordem de 1%. Um estudo análogo para as geometrias 1210 e 2200 provavelmente revelaria disparidade mais brandas na secção de choque de absorção, já que a participação do urânio e tório é mais balanceada.

Como a sede da maior incogruência persistente é o grupo 3 das secções de choque de absorção, convém examinar os dados microscópicos dos isótopos individuais. O Quadro III 3, transcreve as informações colhidas das avaliações de ambas as células cilíndricas conjugadas. Por aí se depreende que as alterações, conforme a escolha da célula mínima da estrutura, podem ser muito grandes, e elas não surgem com a mesma importância nas secções de choque macroscópicas totais somente porque as tendências do tório e do urânio-238 cooperam com a relação das concentrações no sentido de atenuar as variações individuais.

QUADRO III 3

Secções de choque de absorção microscópica do grupo 3, para isótopos pesados (em barns).
Os números superiores em cada quadrinho correspondem aos dados obtidos da célula cilíndrica equivalente centrada em uma barra de tório, e os inferiores, aos da célula centrada em uma barra de urânio.

CÉLULA	ISÓTOPO		
	Th	U 235	U-238
1120	2,5081	37,880	18,728
	4,2266	36,736	11,534
2110	3,3858	36,789	17,919
	3,2413	36,530	11,426
1300	2,5886	35,827	12,091
	4,3326	35,361	12,246

O procedimento aconselhado no início desta secção, isto é, a combinação dos dados para o tório e o urânio, provenientes de uma e da outra célula do par de acordo com o tipo de barra central, permite "fabricar" novas secções de choque macroscópicas

Elas englobam os efeitos mais severos dos bloqueios em cada um dos isótopos, e por isso aproxima-se das mais baixas secções de choque de origem não mista. As secções de fissão, quase que inteiramente pertencentes ao urânio-235, permanecem mais ou menos indiferentes à construção da célula básica, já que este nuclide não exhibe propriedades de ressonância marcantes. Todos estes fatos concorrem para que as secções de choque "construídas" (Quadro III.4) reduzam o significado relativo das absorções parasíticas

QUADRO III 4

Secções de choque macroscópicas do grupo 3, obtidas por combinação dos dados microscópicos das células conjugadas.

CÉLULA	Σ_a (cm ⁻¹)
1120	0,001534
2110	0,002645
1300	0,003297

As discrepâncias apontadas convidam a encarar o método de cálculo das secções de choque com alguma cautela. Fossem elas menores, poderíamos aceitar com tranqüilidade que o procedimento tivesse consistência suficiente para que as secções de choque híbridas convergissem para os valores mais corretos. Uma palavra final, entretanto, deve aguardar os resultados experimentais

11) A disparidade entre as secções de choque obtidas das células conjugadas atinge o grupo térmico em muito menor grau. No par que estamos examinando (1120 e 2110), a diferença das secções de choque de absorção microscópicas do urânio 235 é de 0,41%, e nas do tório, de 1,7%. Evidentemente, as distorções da geometria repercutem muito menos nas secções de choque térmicas do que nos nicos de ressonância, cujos valores as vezes são várias ordens de grandeza superiores

O Apêndice B5 fornece as secções de choque microscópicas médias do grupo 4 para todos os isótopos, nas oito configurações selecionadas, com exceção do oxigênio, cuja absorção é sempre nula. Esta tabela dá uma medida dos efeitos relativos das heterogeneidades entre os tipos diferentes de configuração do caroço. Por exemplo, a secção de choque de absorção do urânio-235, ao passarmos da célula 1210 para a célula 2110, com a troca dos números de barras de tório e de urânio, e a conservação aproximada da mesma densidade média de núcleos moderadores de carbono, aumenta em 9,2%.

Antes de concluirmos esta discussão a respeito dos métodos usados nos cálculos das

secções de choque, seria conveniente trazeremos a tona um aspecto a respeito do qual até agora silenciámos. Os materiais pesados, urânio e tório, não se apresentam homoganeamente diluídos nas barras portadoras, como os vimos tratando, mas sim sob a forma de um aglomerado discreto de esférulas densas. Tais grânulos são outros tantos centros de heterogeneidade, e, por conseguinte, sofrem efeitos análogos aos das barras, isto é, depressões interiores dos fluxos de neutrons, interferências mútuas etc. Não é difícil, porém, justificar que a resultante global dos efeitos individuais, dentro do espírito do cálculo que estamos efetuando, pode adequadamente se fazer corresponder pela distribuição uniforme do conteúdo das partículas na matriz de grafita.

O livre percurso médio de absorção nos grãos contendo urânio-235, tomando como base o valor a 0,0253 eV para a secção de choque de absorção ($\sigma_a = 678,2$ barns) é 14,2 vezes maior do que o seu diâmetro, suposto 200 μ . Logo, nas energias térmicas, o conjunto se apresenta como um todo homogêneo, do ponto de vista neutrônico. O mesmo se dá com os grânulos de óxido de tório.

As coisas, entretanto, não são tão amenas se considerarmos secções de choque mais elevadas, como as que ocorrem nas ressonâncias. O gráfico (figura 6) ilustra a dependência da relação entre o livre percurso médio de absorção e o diâmetro das partículas de óxido de tório com a secção de choque de absorção, mostrando que valores de $\lambda_a/D > 3$ somente serão possíveis para ressonâncias de amplitudes inferiores a 700 barns. Há umas cinco delas que escapam a este limite, o que constitui uma fração relativamente pequena de todos os picos. No caso do urânio-238, cujo gráfico, não representado, quase se superpõe ao do tório, o número é bem maior (o dobro), mas ainda assim a parcela permanece pequena.

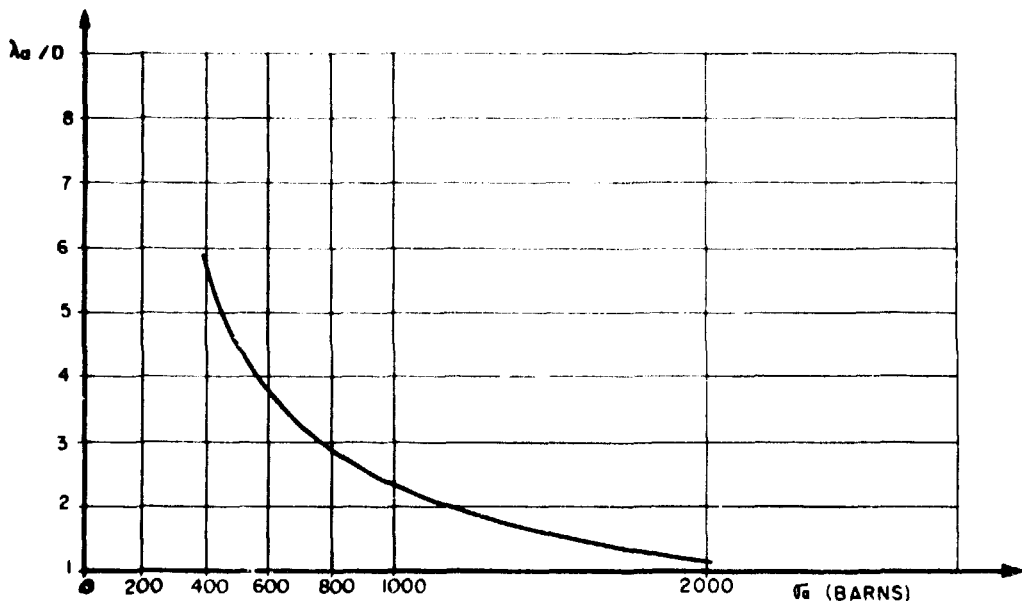


FIG. 6. RELAÇÃO ENTRE O LIVRE PERCURSO MÉDIO DE ABSORÇÃO NO TÓRIO E O DIÂMETRO DAS PARTÍCULAS DE ThO_2 VERSUS A SECÇÃO DE CHOQUE DE ABSORÇÃO.

Não é fácil visualizar um cálculo simples que estime em quanto o encadeamento dos efeitos granulares se afasta do continuum de uma distribuição homogênea. As considerações acima sugerem que não deve haver correções sérias ao passarmos das condições reais para o modelo simplificado que adotamos, mormente nas energias térmicas, mas, de qualquer maneira, as que houverem atingirão o grupo 3 das seções de choque, onde são mais vívidos os efeitos das ressonâncias.

Ao pormos de lado o bloqueio nas bolinhas de combustível individuais, estamos diminuindo a probabilidade de escape das ressonâncias, sem alterar concomitantemente a utilização térmica, o que significa, em outros termos, um enfraquecimento da constante multiplicativa. A consequência última será um aumento da massa crítica do sistema macroscópico, e portanto, a favor da segurança.

IV - O Cálculo de Criticalidade

Estamos agora de posse de todos os meios para empreender o cálculo de criticalidade

O reator que estudamos se acha representado na Figura 7. Ele é inteiramente refletido, e, cortado transversalmente, apresenta geometria mista: o contorno externo é quadrado, enquanto o do caroço ativo é circular. Não compensa tentar incluir no cálculo a descrição exata da geometria do refletor, que bem pode ser substituído por um anel cilíndrico de mesmo volume que o real.

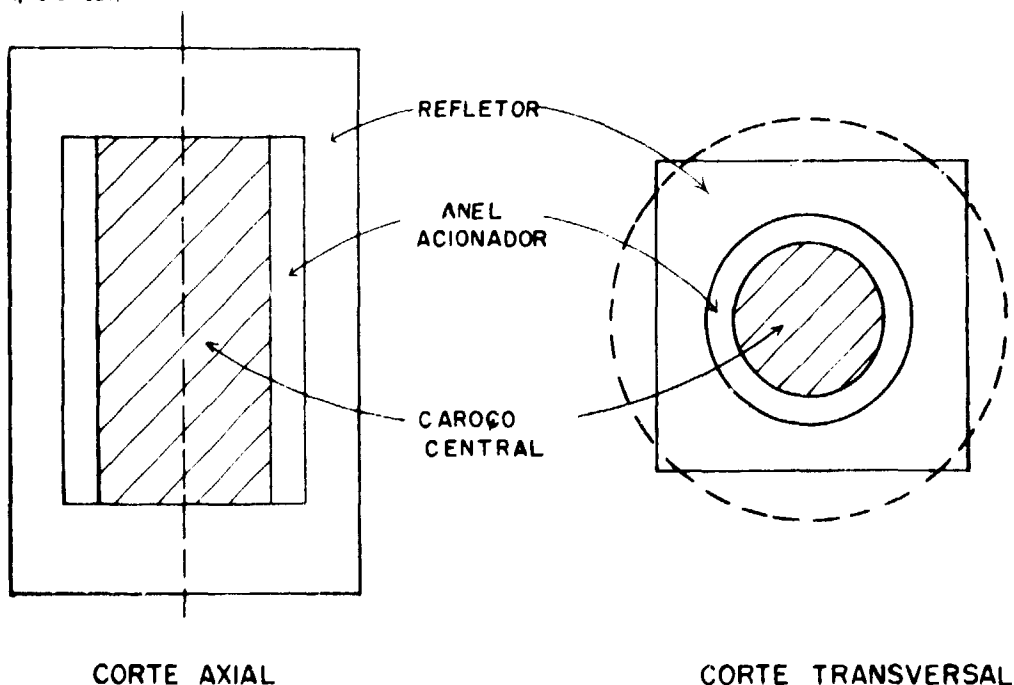


FIG. 7. REATOR CILÍNDRICO EQUIVALENTE.

As estruturas das malhas por meio das quais os reatores foram divididos, (ou antes, um quarto dos reatores, como o CITATION requer em situações de simetria) é a seguinte:

Caroço central : 30 pontos radiais x 30 pontos axiais
 Anel acionador: 20 pontos radiais x 30 pontos axiais
 Refletor : 30 pontos radiais x 20 pontos axiais

Em todos os casos vistos, as dimensões das malhas resultantes foram inferiores a um livre percurso médio de transporte no caroço ativo, e menos de duas vezes maiores, no refletor

O tempo de computação variou conforme o raio do caroço central inicialmente proposto. De acordo com boas ou más intuições, gastamos desde 25 minutos até uma hora para passar um programa no computador IBM/370 do Instituto de Energia Atômica

O Quadro IV.1 resume o estudo dos reatores constituídos apenas de urânio e carbono no caroço ativo. Há uma ligeira incompatibilidade entre os números das barras de urânio calculado a partir da massa de urânio-235 (que são os representados na tabela) e a partir do raio do caroço. Como exemplo das duas maneiras de obtermos as massas críticas com as soluções fornecidas pelo CITATION, consideremos os dados de criticalidade do reator composto das células 0310, que figuram na primeira linha da tabela. A massa de urânio-235 em uma barra vale 9,65 g segundo os resultados da Referência 2, de modo que necessitamos de $6135/9,65 = 635,8$ barras para juntarmos a massa crítica. Por outro lado, sendo a área de cada célula igual a $36,79 \text{ cm}^2$, a quantidade delas requerida para compormos o caroço será igual a $\pi = (35,4)^2 / 36,79 = 107$, número que, multiplicado por 3 (tantas são as barras de urânio em uma célula) x 2 (número das que preenchem um canal inteiro nas duas metades do caroço), dá 642 barras. Em termos de massa de urânio-235, essa diferença representa 59,7 g, e o erro é de 0,97%. As demais massas constantes do quadro afetam-se aproximadamente do mesmo erro, que atribuímos à somatória dos arredondamentos numéricos cometidos no curso de todas as fases de cálculo.

Quadro IV 1

Dados de criticalidade dos reatores sem tório.

Altura do caroço ativo = 130 cm, Espessura do refletor axial = 65 cm

ESTRUTURA DO CAROÇO	RELAÇÃO C/U 235 NO CAROÇO CENTRAL	R_R (cm)	R_c (cm)	M_{U5} (kg)	N_U
0310	2406	110	35,4	6,135	635,8
0220	3671	112	37,2	4,522	468,6
0220	3671	82	38,1	4,724	489,6
		112	42,0	2,879	298,4
0130	7465	90	42,6	2,954	306,1
		65	44,5	3,231	334,8

R_R = espessura do refletor

R_C = raio do caroço central

M_{U5} = massa de urânio 235

N_U = número total de barras de urânio de 65 cm de comprimento

Para a composição C/U 235 = 7465, correspondente à estrutura celular 0130, traçamos a curva da variação do raio do caroço com a espessura do refletor (Figura 8). As Figuras 9 e 10, trazem os perfis dos fluxos dos quatro grupos de energia ao longo do raio e do eixo, quando a espessura do refletor radial é de 112 cm. Sobressai nitidamente no plano transversal o peculiar pico do fluxo térmico radial no refletor, dominando inclusive o do centro do cilindro. A variação da massa crítica com a composição do caroço homogêneo está ilustrada na Figura 11.

Para os caroços mistos, constituídos de uma zona central onde comparece o tório, uma coroa acionadora cujos únicos materiais pesados são os isótopos de urânio, e o refletor de grafita, investigamos um número maior de casos. Os resultados do sistema 1300 (caroço central) + 0130 (anel) + refletor constam do Quadro IV 2. Gráficos, que exprimem as dependências funcionais das dimensões das três zonas do reator, estão desenhados nas figuras 12 e 13.

As seções de choque utilizadas para o caroço central foram deduzidas unicamente da célula unitária 21300, quer dizer, centrada na barra de urânio. Poderíamos também ter optado pelas seções de choque híbridas, acatando as sugestões que demos na seção precedente. No entanto, já sabemos que o cálculo das seções de choque está longe de fornecer resultados inequívocos, e seu julgamento seguro só será possível à luz dos dados experimentais. As saídas do programa HAMMER indicam que a célula 21300 apresenta menor reatividade positiva do que sua parceira 11300, ou de uma estrutura que reúna as constantes de difusão de ambas, e os reatores por ela constituídos exigirão maior massa físsil para se tornarem críticos. É prudente, nas nossas circunstâncias, servirmo-nos de dados que permitam cobrir as incertezas e prever massas e volumes que não nos arrisquem a uma tangente duvidosa.

Para fins comparativos, repetimos o cálculo de criticalidade do reator dotado das dimensões do anel e do refletor constantes na primeira linha do Quadro IV 2, usando para a estrutura 1300 as seções de choque combinadas, e encontramos 10,2 kg. O emprego dos coeficientes de difusão da célula 11300 redundaria em ... 8,024 kg!

Examinamos também os sistemas 1300 (caroço central) + 0310 (anel) + refletor e 1120 (caroço central) + 0130 (anel) + refletor. Não vale a pena reportar os dados de criticalidade que não acrescentam nenhuma informação essencialmente nova às que já temos. Uma ressalva, entretanto: conforme a composição do caroço, e as dimensões das zonas acionadora e refletora, a massa de tório no centro pode tornar-se muito alta. No último dos sistemas citados neste parágrafo, com um delgado anel de 15 cm de espessura, e um largo refletor radial de 110 cm, o raio do caroço atingiu 62,5 cm, e a massa de tório, 161 kg. As massas de urânio, contudo, sempre se mantiveram dentro dos extremos constantes no Quadro IV.2.

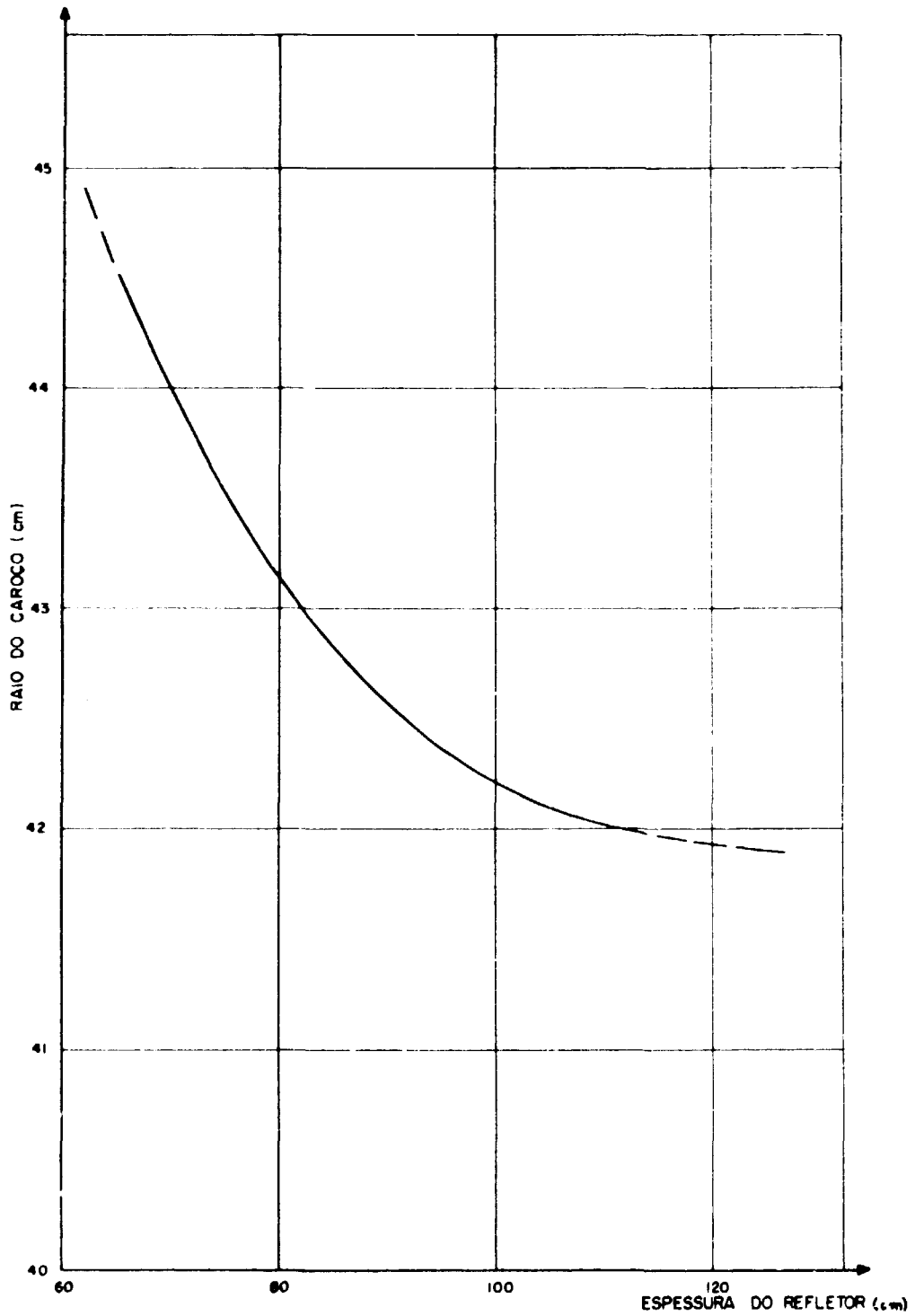


FIG.8 - VARIAÇÃO DO RAIO DO CAROÇO COM A ESPESSURA DO REFLETOR - CAROÇO 0130 (C/U-235-7465)

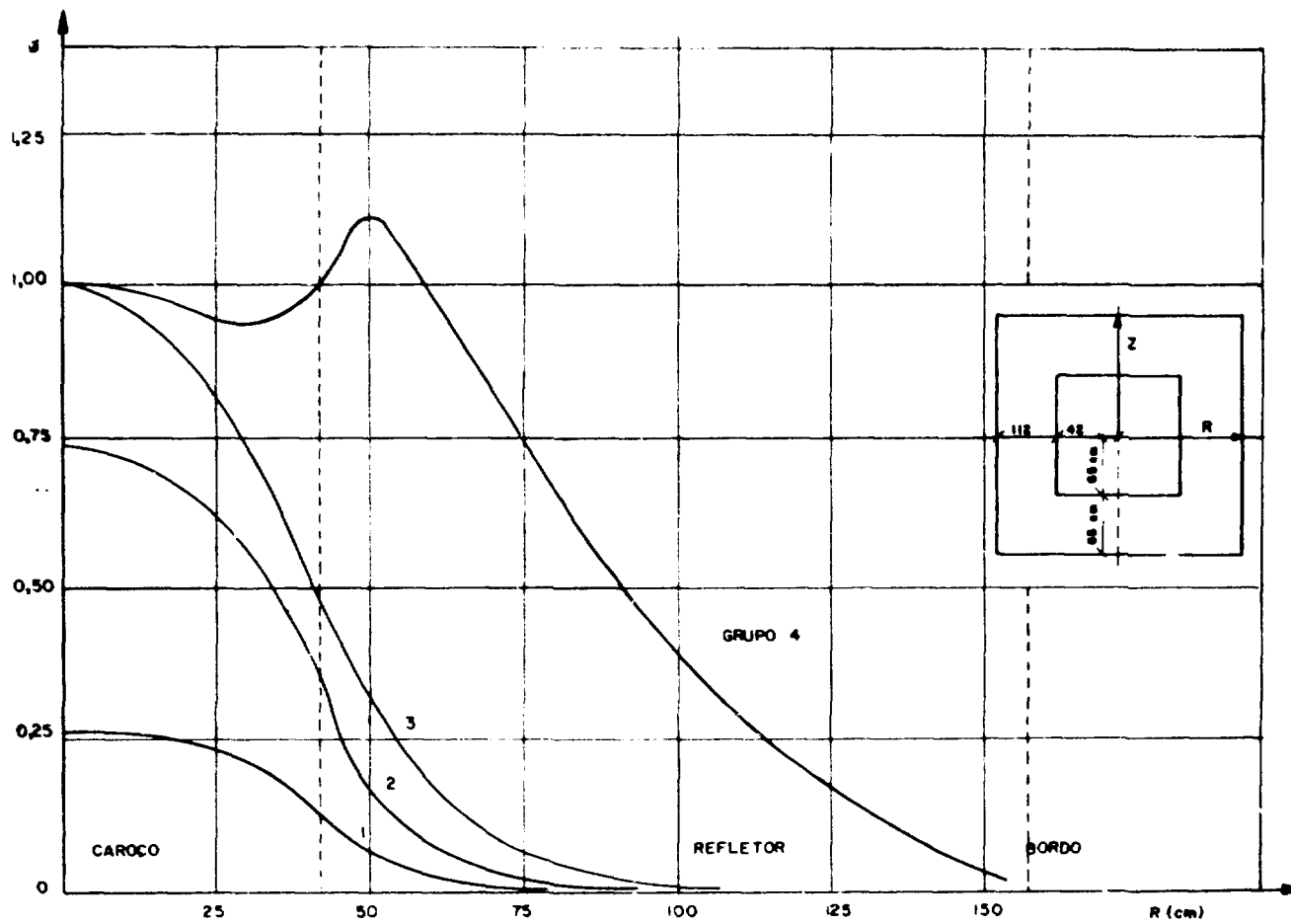


FIG. 9. FLUXOS RADIAIS NO PLANO TRANSVERSAL MÉDIO. GRUPO 4. CAROÇO Ø130
(C/U - 235 = 7465)

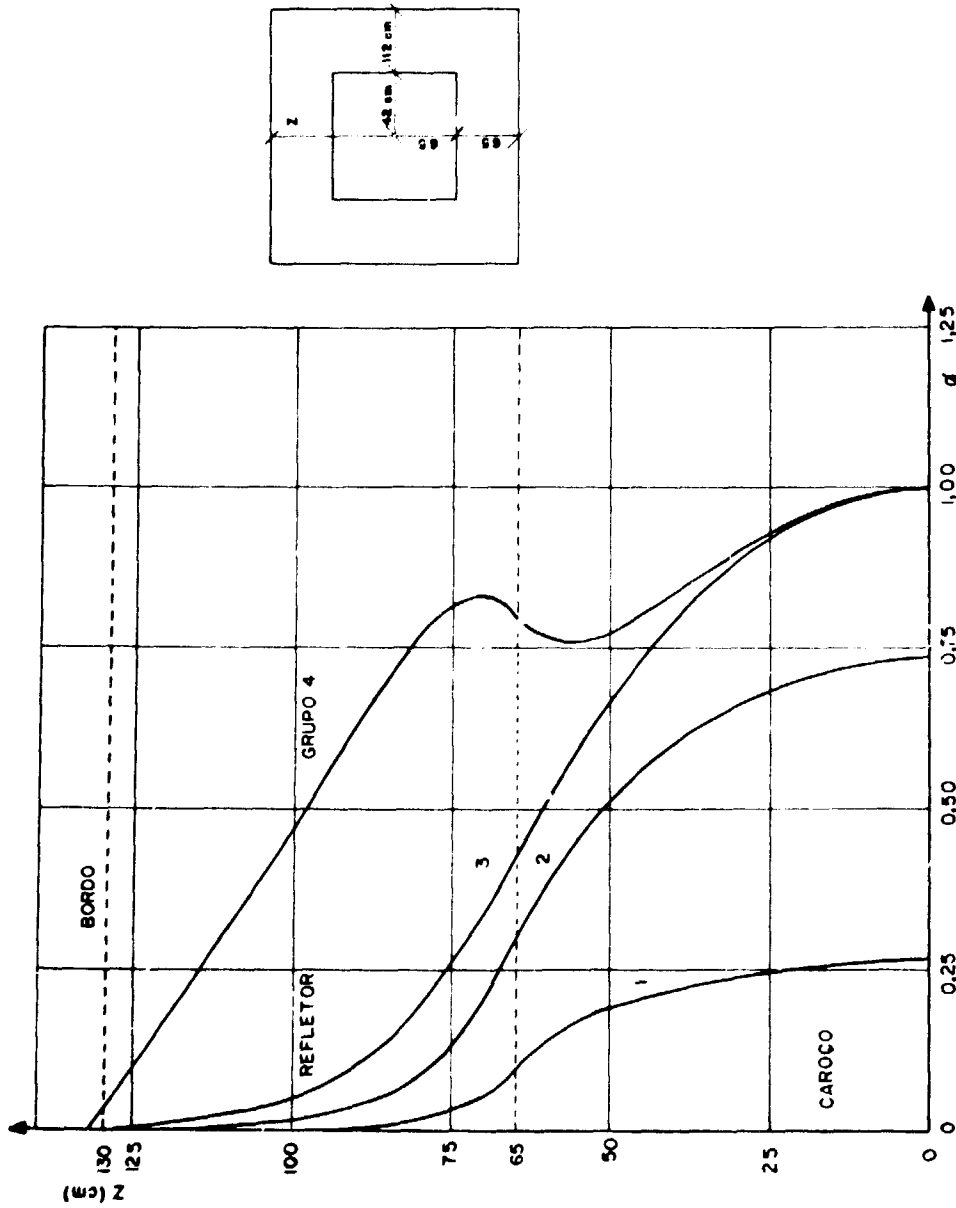


FIG. 10 - FLUXOS AXIAIS AO LONGO DO EIXO CENTRAL. GRUPOS 1 e 4 CAROÇO 0130 (C/U-235=7465)

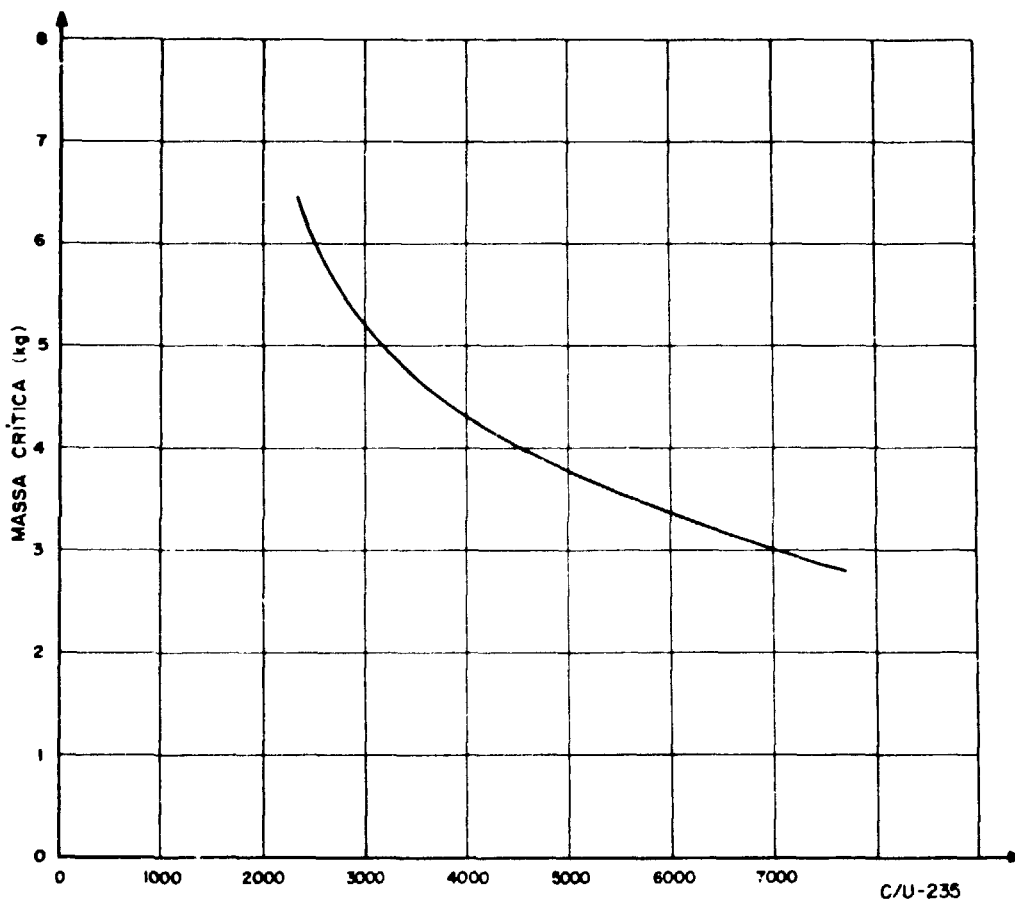


FIG II - VARIACÃO DA MASSA CRÍTICA COM A COMPOSIÇÃO DO CAROÇO.
ESPESSURA DO REFLETOR ~ 110 cm

Quadro IV.2

Dados de criticalidade do sistema 1300 (caroço central) + 0130 (anel acionador) + refletor

Altura do caroço ativo = 130 cm

Espessura do refletor axial = 65 cm

Composição do caroço central: C/U-235 = 2338, C/U-238 + Th = 187

Composição do anel: C/U-235 = 7465

REFLETOR	CAROÇO CENTRAL (1300)					ANEL (0130)			CONJUNTO		
R_R	R_c	M_{Th}	M_{U5}	N_{th}	N_U	R_A	M_{U5}	N_U	R	M_{U5}	N_U
60	40,0	65,932	7,832	273,3	811,7	20	3,262	338,1	120	11,09	1149,8
	28,5	33,348	3,961	138,2	410,5	25	3,340	346,1	113,5	7,301	756,6
	19,0	14,192	1,769	61,7	183,3	30	3,329	345,0	109	5,098	528,3
85	33,4	47,113	5,455	195,3	565,3	20	2,831	293,4	138,4	8,286	858,7
	23,2	22,206	2,638	92,1	273,4	25	2,913	301,9	133,2	5,550	575,3
	15,0	9,234	1,097	38,3	113,7	30	2,933	303,9	161,4	4,030	417,6
110	31,4	40,567	4,818	168,2	499,3	20	2,700	279,8	161,4	7,518	779,1
	21,6	19,221	2,292	79,7	237,5	25	2,784	286,5	156,6	5,076	526,0
	13,7	7,786	0,925	32,3	95,9	30	2,813	291,5	153,7	3,738	387,4

Os comprimentos são dados em cm, e as massas, em kg

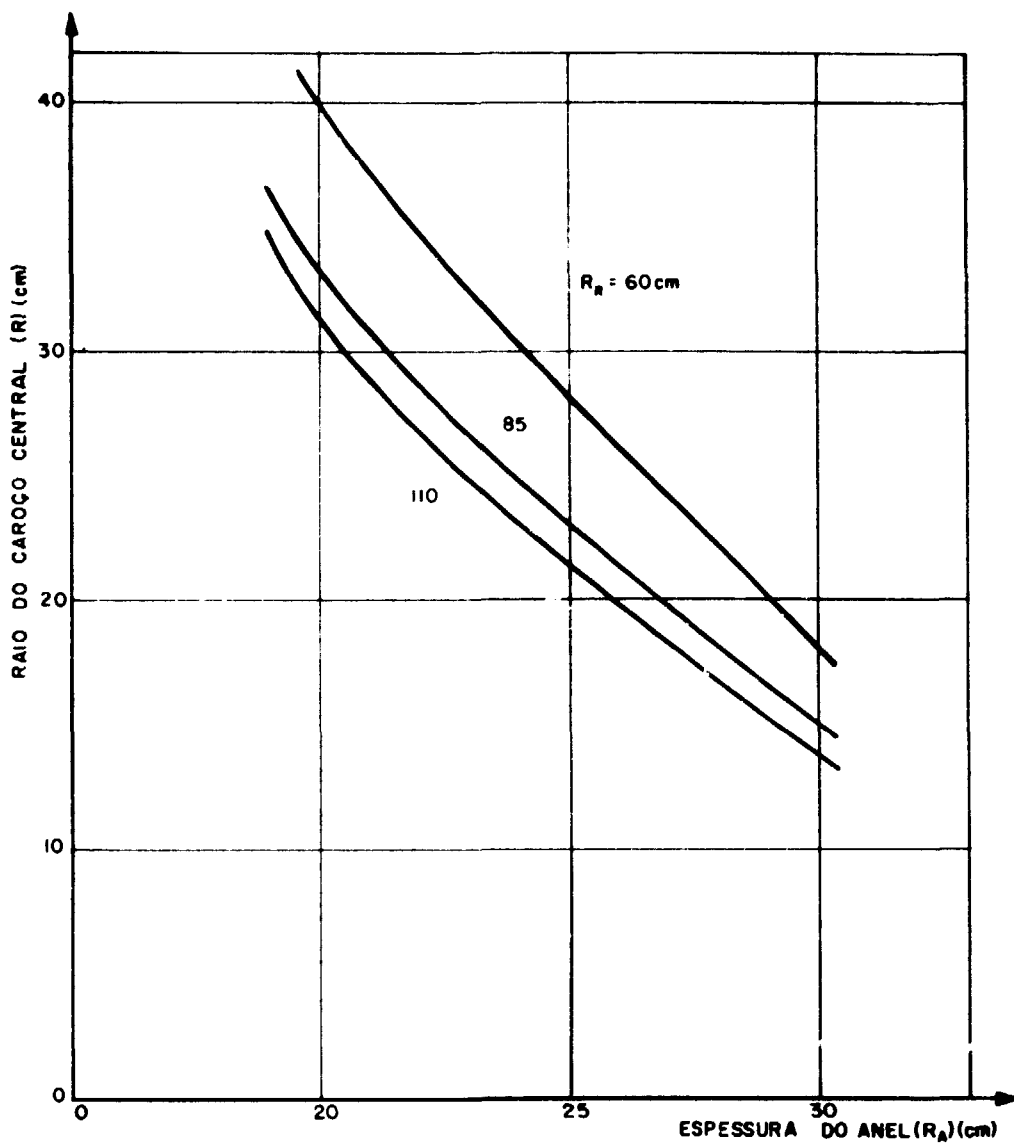


FIG. 12. VARIACÃO DO RAIÃO DO CAROÇO CENTRAL COM A ESPESSURA DO ANEL ACIONADOR. PARÂMETRO: ESPESSURA DO REFLETOR. CAROÇO CENTRAL 1300 (C/U-235 = 2338, C/U-238 + Th = 187). ANEL 0130 (C/U-235 = 7465).

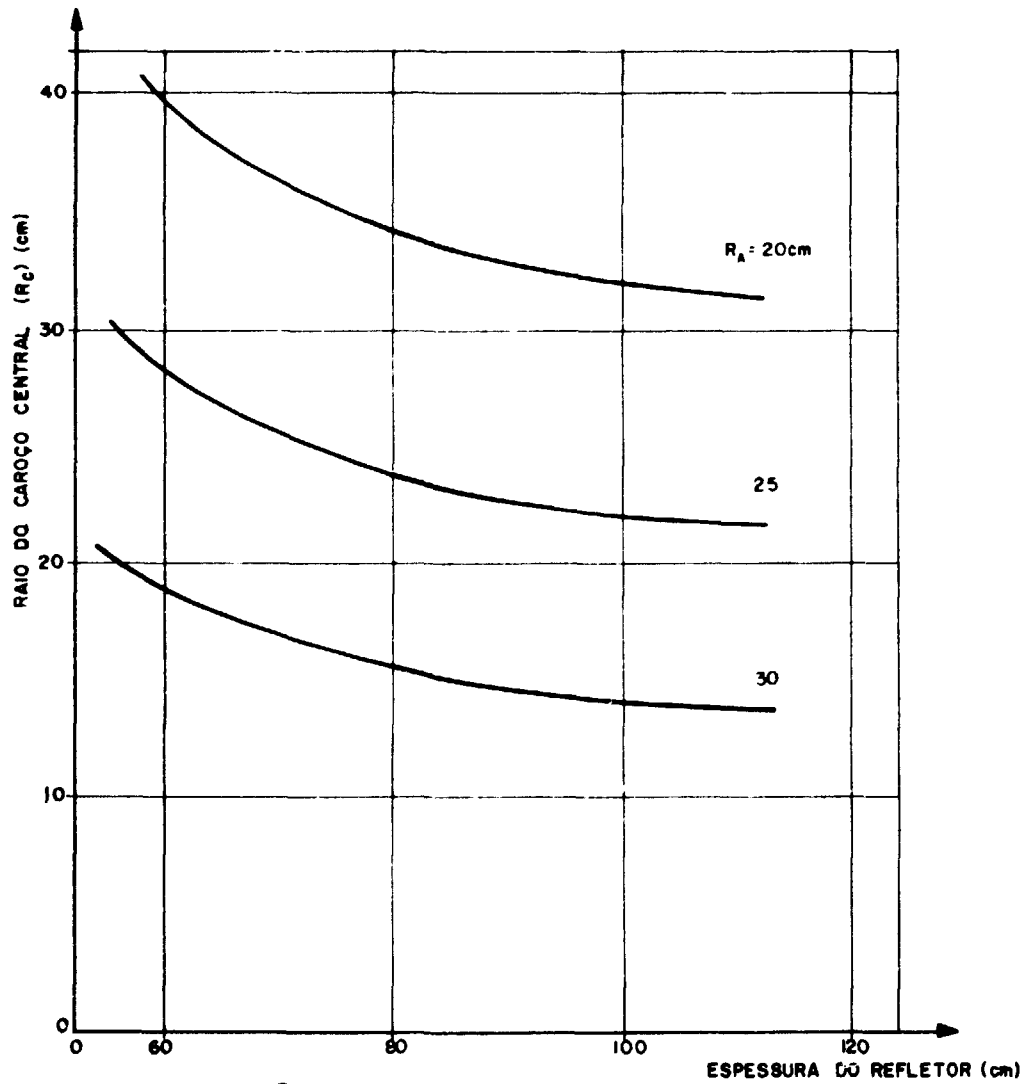


FIG. 13. VARIACÃO DO RAI DO CAROÇO CENTRAL COM A ESPESSURA DO REFLETOR. PARÂMETRO: ESPESSURA DO ANEL. CAROÇO CENTRAL 1300 (C/U- 235 = 2338, C/U- 238 + Th = 187). ANEL 0130 (C/U- 235 = 7465).

O comportamento dos fluxos radiais dos quatro grupos de energia do sistema 1300 + 0130 + refletor, com dimensionamentos típicos das três zonas, pode ser apreciado na Figura 14. O que primeiramente chama a atenção nesses gráficos é a preponderância dos fluxos dos grupos 2 e 3 sobre o do grupo térmico no caroço central. Isso não basta para classificarmos o reator como epitérmico; os grupos 2 e 3 abrangem intervalos de energia muito mais vastos do que o grupo 4, e são densamente povoados de nêutrons, como os próprios gráficos o atestam, mas o grosso da multiplicação das gerações vai ocorrer na faixa térmica. Consultando-se as saídas do HAMMER, verificamos que na estrutura celular central (1300), 20,3% das fissões são engendradas no grupo 3, e apenas 1,2% no grupo 2; 77,6% cabem ao grupo térmico. Já alcançamos, portanto, os espectros em que as fissões da região das ressonâncias dão uma contribuição substancial, embora não dominante.

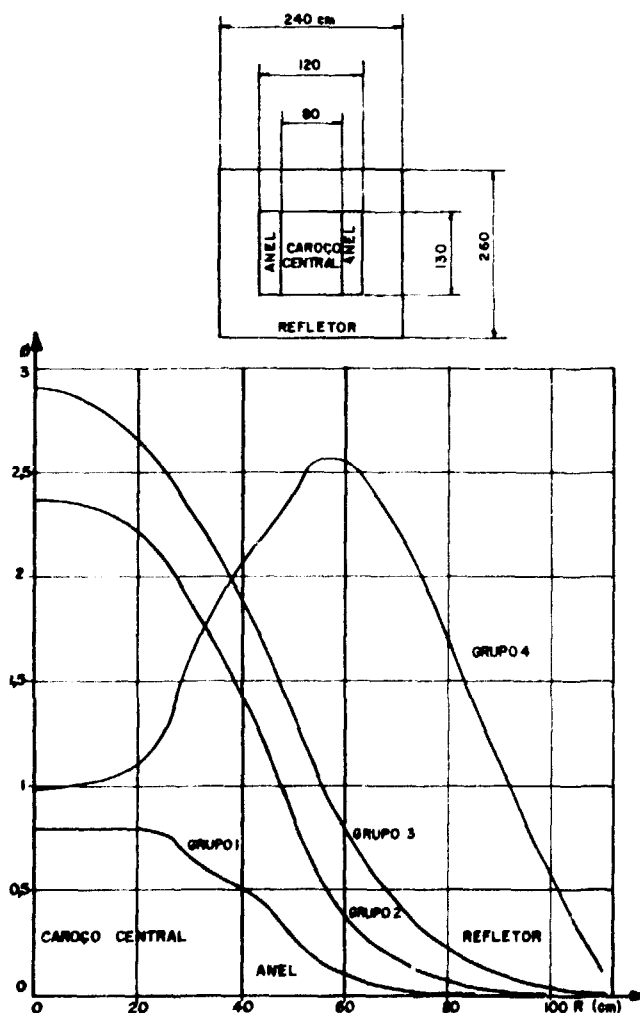


FIG. 14. FLUXOS RADIAIS NO PLANO TRANSVERSAL MÉDIO. GRUPOS 1 a 4. CAROÇO CENTRAL 1300 (C/U-235 = 2338, C/U-238 + Th = 187). ANEL ACIONADOR 0130 (C/U-235 = 7465)

Os balanços globais dos nêutrons, fornecidos pelo CITATION, mostram que as fugas são muito fortes: em muitos dos reatores estudados, elas atingem mais de 20%. Em geral, os sistemas moderados por grafita tendem a ser compactos, em virtude da ampla área de migração dos nêutrons nesse meio, o que propicia a perda elevada para o ambiente exterior. Trabalhos anteriores^{1,5,6,8} confirmam essas conclusões.

V - Conclusões

São as seguintes as conclusões mais importantes deste trabalho:

- 1 - A estrutura do caroço, dentro da perspectiva aqui adotada para a análise do comportamento neutrônico, não é suficientemente homogênea para eliminar ambigüidades nos cálculos das secções de choque. Isso, entretanto, não decreta a inexequibilidade do projeto, pois os métodos empregados não esgotam os recursos de análise, nem foram depurados pelo confronto com a experiência.
- 2 - A reserva de 15 kg de urânio-235 (ou 75 kg de urânio enriquecidos em 20% de matéria físsil) basta para prover as necessidades da unidade crítica. A massa de tório não precisará ser maior do que 200 kg.

No que diz respeito aos métodos de análise física do reator seguidos neste trabalho, há dois reparos:

- 1 - A substituição do conglomerado heterogêneo das partículas densas de combustível dispersas nas barras de carregamento, por uma distribuição uniforme e homogênea dos isótopos absorvedores difundida no substrato moderador dos bastonetes pode ter conseqüências que nosso estudo não deixa entrever. Como dissemos ao justificar o procedimento adotado, cremos que a simplificação não é excessiva quando o alvo é apenas uma estimativa do suprimento de massa físsil, mas um cálculo aprimorado deve examiná-la com maior critério ao pretender discutir os resultados das medidas da estrutura fina dos fluxos de nêutrons, principalmente nas energias de ressonância.
- 2 - As análises das heterogeneidades, por intermédio das células unitárias que construímos como um expediente para evitar a introdução de outros recursos de cálculo além dos programas de computação de que dispúnhamos, confirmam que as interferências mútuas das barras são muito importantes. Ao projetarmos o caroço da unidade crítica, tentamos diminuir os efeitos das heterogeneidades, mantendo baixas as concentrações dos isótopos pesados, mas elas reapareceram como fonte de equívocos por causa da geometria, que procurava tornar mais flexível o caroço.

A técnica usada, portanto, revelou-se pobre para cuidar adequadamente da análise de um reator semelhante à unidade crítica. Nesta, a separação de urânio e tório em centros com propriedades nucleares diferentes acresce as dificuldades de cálculo de mais um grau de heterogeneidade. As correções de Dancoff deverão merecer um tratamento distinto, que leve em conta as características próprias à concepção do R.P.Z.

Apêndice A1**Limites dos grupos de energias cedidos pelo programa HAMMER**

GRUPO	LIMITE	
	Superior	Inferior
1	10 MeV	1,05 MeV
2	1,05 MeV	9,12 MeV
3	9,12 MeV	0,625 eV
4	0,625 eV	0

Apêndice A2**Espectro dos Neutrons de Fissão**

GRUPO	FRAÇÃO DOS NEUTRONS
1	0,753200
2	0,246610
3	0,000190
4	0

Apêndice A3

Constantes de multigrupos de Grafita do Refletor

GRUPO	D (cm)	Σ_a (cm ⁻¹)	Σ_r (cm ⁻¹)
1	2,410	0,000003	0,02752
2	1,049	0	0,01125
3	0,934	0	0,00657
4	0,897	0,000238	

Σ_a = secção de choque macroscópica de absorção

Σ_r = secção de choque macroscópica de remoção

Apêndice B1

Concentrações dos isótopos e dimensões das regiões das células de Wigner-Seitz

REGIÃO 1		REGIÃO 2	REGIÃO 3	REGIÃO 4
Barra de Th	Barra de U			
$D = 0,8558$ $N_{Th} = 5,955 \times 10^{-3}$ $N_O = 5,1910 \times 10^{-3}$ $\rho_c = 1,3269$	$D = 0,8558$ $N_g = 1,0145 \times 10^{-4}$ $N_b = 4,0581 \times 10^{-4}$ $\rho_c = 1,4909$	$D = 0,8858$ $\rho_{Al} = 2,699$	$D = 1,3327$ $\rho_c = 1,5502$	$D = 2,6947$ $\rho_{Al} = 2,699$

REGIÃO 4

$D = 2,6655$

CÉLULA	N_g	N_b	N_{Th}	N_O	ρ_c
20130	-	-	-	-	1,5778
20310	$2,7887 \times 10^{-5}$	$1,1155 \times 10^{-5}$	-	-	1,5139
20220	$1,3941 \times 10^{-5}$	$5,5765 \times 10^{-5}$	-	-	1,5481

* Esta célula é constituída de apenas 4 regiões, fundindo-se as regiões números 3 e 4 em uma só, de diâmetro externo $D = 2,6655$ e densidade da grafita $\rho_c = 1,5778$, único material que a compõe.

Apêndice B1 - continuação

CÉLULA	N_5	N_8	N_{Th}	N_O	ρ_c
11120	$1,394 \times 10^{-5}$	$5,576 \times 10^{-5}$	-	-	1,548
21120	-	-	$3,568 \times 10^{-4}$	$7,136 \times 10^{-4}$	1,525
11210	$2,788 \times 10^{-5}$	$1,115 \times 10^{-4}$	-	-	1,513
21210	$1,394 \times 10^{-5}$	$5,578 \times 10^{-5}$	$3,568 \times 10^{-4}$	$7,136 \times 10^{-4}$	1,491
12110	$1,394 \times 10^{-5}$	$5,578 \times 10^{-5}$	$3,568 \times 10^{-4}$	$7,136 \times 10^{-4}$	1,491
22110	-	-	$7,136 \times 10^{-4}$	$1,427 \times 10^{-3}$	1,469
12200	$2,789 \times 10^{-5}$	$1,115 \times 10^{-4}$	$3,568 \times 10^{-4}$	$7,136 \times 10^{-4}$	1,457
22200	$1,394 \times 10^{-5}$	$5,578 \times 10^{-5}$	$7,136 \times 10^{-4}$	$1,427 \times 10^{-3}$	1,435
11300	$4,184 \times 10^{-5}$	$1,673 \times 10^{-4}$	-	-	1,480
21300	$2,789 \times 10^{-5}$	$1,115 \times 10^{-4}$	$3,568 \times 10^{-4}$	$7,136 \times 10^{-4}$	1,457

As concentrações isotópicas (N) são dadas em átomos/cm³ x 10²⁴, referindo-se os sub-índices 5 e 8 ao urânio-235 e urânio-238, respectivamente, as densidades (ρ) dos materiais de constituição, grafita e alumínio, em g/cm³; e os diâmetros externos das regiões (D), em polegadas. As unidades empregadas adaptam-se aos dados de entrada do programa HAMMER.

Apêndice B2

Células do Carope
 Célula 1120/ TH Central
 Fluxo Assintótico
 Balanço de Nêutrons Baseados em 1000 Nêutrons

ISÓTOPO	ABSORÇÃO					FISSÃO				
	GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL	GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL
90232.	1,2079	4,7217	85,6026	131,7459	223,2782	0,5797	0,0	0,0	0,0	0,5797
92235.	0,3904	2,3251	50,5211	438,6570	491,8936	0,3504	1,7821	32,9627	374,9465	410,0417
92238.	0,4970	1,1201	99,9152	7,4845	109,0168	0,4046	0,0007	0,0	0,0	0,4053
13000.	0,2374	0,5211	3,8658	25,0193	29,6436	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
8000.	0,0860	0,0	0,0	0,0	0,0860	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
6012.	0,0905	0,0	0,0	17,0452	17,1358	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
OTHER				0,0	0,0					
	2,5092	8,6880	239,9047	619,9519	871,0537	1,3347	1,7828	32,9627	374,9465	411,0266
CNTRL	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0					
ZLEAK	23,2055	32,0469	41,7226	31,9742	128,9492					
RLEAK	0,0008	0,0001	-0,0014	-0,0027	-0,0035					
LEAK	23,2063	32,0469	41,7212	31,9715	128,9459					
EIGEN	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0					
TOTAL	25,7155	40,7349	281,6257	651,9233	999,9998	1,3347	1,7828	32,9627	374,9465	411,0266

NÚMERO MÉDIO DE NÊUTRONS POR FISSÃO 2,4329

NUMERO TOTAL DE NÊUTRONS 1 000,0000

Apêndice B2 - Continuação

Células do Coração
 Célula 1120/TH Central
 Fluxo de Nêutrons
 Balanço de Nêutrons Baseado em 1000 Nêutrons

ISÓTOPO	GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL	GRUPO 1	GRUPO 2	GRUPO 3	GRUPO 4	TOTAL
92235.	0,4681	2,3907	49,6712	438,8230	491,3621	0,4209	1,8414	32,5557	375,1013	409,9194
92238.	0,6102	1,1540	62,3781	7,4928	71,6351	0,5030	0,0008	0,0	0,0	0,5038
90232.	1,2226	4,8544	146,2176	146,3383	297,6328	0,5870	0,0	0,0	0,0	0,5870
8000.	0,0870	0,0	0,0	0,0	0,0870	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
13000.	0,2421	0,5346	3,9716	27,1727	31,9207	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
6012.	0,0912	0,0	0,0	18,3404	18,4316	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
OTHER				0,0	0,0					
	2,7213	8,9426	262,2383	637,1672	911,0696	1,5109	1,8422	32,5557	375,1013	411,0100
CNTRL	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0					
ZLEAK	15,7573	21,9161	28,4264	22,8365	88,9383					
RLEAK	- 0,0006	- 0,0006	- 0,0018	- 0,0051	- 0,0080					
LEAK	15,7566	21,9156	28,4247	22,8334	88,9302					
EIGEN	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0					
TOTAL	18,4779	30,8582	290,6631	660,0006	999,9998	1,5109	1,8422	32,5557	375,1013	411,0100

NÚMERO MÉDIO DE NEUTRONS POR FISSÃO 2,4330

NÚMERO TOTAL DE NEUTRONS 1 000,0000

Apêndice B3

Secções de choque macroscópicas de absorção (suave e ressonante) e fissão (total e ressonante), em cm^{-1} , para o urânio-238 e o tório. Os números superiores dentro de cada quadrinho indicam os valores para a célula 11120, e os inferiores para a célula 21120.

Urânio-238

GRUPO	Σ_a (suave)	Σ_a (ressonante)	Σ_f (total)	Σ_f (ressonante)
1	0,0000163F	0,0	0,00001331	0,0
	0,00001988	0,0	0,00001639	0,0
2	0,00000772	0,00000470	0,00000001	0,0
	0,00000788	0,00000470	0,00000001	0,0
3	0,00000409	0,00076229	0,0	0,0
	0,00000406	0,00046804	0,0	0,0

Tório

GRUPO	Σ_a (suave)	Σ_a (ressonante)	Σ_f (total)	Σ_f (ressonante)
1	0,00003973	0,0	0,00001907	0,0
	0,00003984	0,0	0,00001913	0,0
2	0,00002016	0,00003219	0,0	0,0
	0,00002008	0,0000283	0,0	0,0
3	0,00003804	0,00081855	0,0	0,0
	0,00003806	0,00106857	0,0	0,0

Apêndice B4

Secções de choque macroscópicas médias (cm^{-1}), constantes de difusão (cm) e concentrações dos isótopos (átomos/ $\text{cm}^3 \times 10^{24}$).

Célula 0130

GRUPO	Σ_a	$\nu\Sigma_f$	Σ_r	D
1	0,000046	0,000081	0,023769	2,304494
2	0,000044	0,000049	0,010269	1,079761
3	0,000899	0,000617	0,005272	0,970250
4	0,00455668	0,0084589	-	0,925193

$$N_s = 1,023 \times 10^{-5}, N_g = 4,093 \times 10^{-5}, N_c = 7,549 \times 10^{-2},$$

$$N_{Al} = 1,719 \times 10^{-3}$$

Célula 0220

GRUPO	Σ_a	$\nu\Sigma_f$	Σ_r	D
1	0,000071	0,000136	0,023459	2,337493
2	0,000082	0,000097	0,010087	1,095833
3	0,002039	0,001220	0,004530	0,985031
4	0,00769313	0,0149591	-	0,917181

$$N_s = 2,046 \times 10^{-5}, N_g = 8,185 \times 10^{-5}, N_c = 7,410 \times 10^{-2},$$

$$N_{Al} = 1,719 \times 10^{-3}$$

Apêndice B4 - continuação

Célula 0310

GRUPO	Σ_a	$\nu\Sigma_f$	Σ_r	D
1	0,000099	0,000199	0,02315	2,372
2	0,000119	0,000145	0,009917	1,112
3	0,002715	0,001793	0,004087	0,9999
4	0,0102587	0,0202304	-	0,9174

$$N_s = 3,069 \times 10^{-5}, N_b = 1,227 \times 10^{-4}, N_c = 7,395 \times 10^{-2}$$

$$N_{A1} = 1,719 \times 10^{-3}$$

Célula 1300

GRUPO	Σ_a	$\nu\Sigma_f$	Σ_r	D
1	0,000141	0,000247	0,02324	2,411
	0,000143	0,000249	0,02330	2,414
2	0,000172	0,000146	0,009880	1,125
	0,000173	0,000146	0,009943	1,125
3	0,003292	0,001770	0,003923	1,0135
	0,003754	0,001749	0,003782	1,0139
4	0,01096	0,01964	-	0,9200
	0,01093	0,01958	-	0,9183

$$N_s = 3,070 \times 10^{-5}, N_b = 1,228 \times 10^{-4}, N_{Th} = 2,618 \times 10^{-4}$$

$$N_c = 7,118 \times 10^{-2}, N_o = 5,238 \times 10^{-4}, N_{A1} = 1,733 \times 10^{-2}$$

Os números superiores em cada quadrinho correspondem aos coeficientes obtidos da célula cilíndrica 1130, e os inferiores aos da célula 21300.

Apêndice B4 - continuação

Célula 2200

GRUPO	Σ_g	$\nu\Sigma_f$	Σ_r	D
1	0,000156	0,000231	0,02372	2,409
2	0,000188	0,000098	0,01014	1,120
3	0,003693	0,001181	0,004092	1,012
4	0,009309	0,01400	-	0,913

$$N_s = 2,046 \times 10^{-5}, N_g = 8,187 \times 10^{-5}, N_{Th} = 5,236 \times 10^{-4}$$

$$N_c = 7,105 \times 10^{-2}, N_o = 1,047 \times 10^{-3}, N_{Al} = 1,719 \times 10^{-3}$$

Célula 1210

GRUPO	Σ_g	$\nu\Sigma_f$	Σ_r	D
1	0,000112	0,000180	0,02356	2,377
2	0,000134	0,000097	0,01008	1,108
3	0,002640	0,001208	0,004380	0,9986
4	0,008571	0,01455	-	0,9154

$$N_s = 2,046 \times 10^{-5}, N_g = 8,185 \times 10^{-5}, N_{Th} = 2,618 \times 10^{-4},$$

$$N_c = 7,312 \times 10^{-2}, N_o = 5,238 \times 10^{-4}, N_{Al} = 1,733 \times 10^{-3},$$

Apêndice B4 - continuação

Célula 2110

GRUPO	Σ_a	$\nu\Sigma_f$	Σ_r	D
1	0,000127	0,000165	0,02403	2,375
	0,000131	0,000176	0,02409	2,366
2	0,000150	0,000049	0,01032	1,104
	0,000150	0,000050	0,01042	1,103
3	0,002913	0,000606	0,004610	0,9968
	0,002569	0,000603	0,004913	0,9964
4	0,006649	0,008015	-	0,9092
	0,006502	0,007585	-	0,9054

$$N_s = 1,023 \times 10^{-5}, N_b = 4,093 \times 10^{-5}, N_{Th} = 5,236 \times 10^{-4},$$

$$N_c = 7,231 \times 10^{-2}, N_o = 1,047 \times 10^{-3}, N_{A1} = 1,733 \times 10^{-3}$$

Os números superiores em cada quadrinho correspondem aos coeficientes obtidos da célula cilíndrica 11300, e os inferiores, aos da célula 21300.

Célula 1120

GRUPO	Σ_a	$\nu\Sigma_f$	Σ_r	D
1	0,000083	0,000114	0,02392	2,347
	0,000089	0,000128	0,02394	2,348
2	0,000096	0,000049	0,01034	1,092
	0,000097	0,000050	0,01035	1,092
3	0,001840	0,000621	0,005000	0,9842
	0,001985	0,000606	0,004995	0,9842
4	0,005748	0,008448	-	0,9119
	0,005565	0,007962	-	0,9126

$$N_s = 1,023 \times 10^{-5}, N_b = 4,092 \times 10^{-5}, N_{Th} = 2,618 \times 10^{-4},$$

$$N_c = 7,438 \times 10^{-2}, N_o = 5,235 \times 10^{-4}, N_{A1} = 1,733 \times 10^{-2}$$

Os números superiores em cada quadrinho correspondem aos coeficientes obtidos da célula cilíndrica 11120, e os inferiores, aos da célula 21120.

AGRADECIMENTOS

Agradecemos a colaboração extremamente valiosa do Dr. WILLEM JAN OOSTERKAMP no manejo dos programas de computação, no encaminhamento do trabalho e na interpretação dos resultados.

Agradecemos também aos colegas Dr. LAO HOLLAND, JOSÉ MESSIAS DE OLIVEIRA NETO, MARIO K. OJIMA e KENJI MATSUDA pelas colaborações prestadas. Ao CENTRO DE PROCESSAMENTO DE DADOS DO IEA, reservamos os agradecimentos pelos trabalhos de processamento dos programas que não foram poucos.

SUMMARY

It is proposed to construct a Zero Power Reactor (ZPR) at the Instituto de Energia Atômica in order to measure the neutron characteristics (parameters) of HTGR reactors. The necessary quantity fissile uranium for these measurements has been calculated.

Criticality studies of graphite moderated critical assemblies containing thorium have been made and the critical mass of each of several typical commercial HTGR compositions has been calculated using the computer codes HAMMER and CITATION.

Assemblies investigated contained a central cylindrical core region, simulating a typical commercial HTGR composition, a uranium-graphite driver region and an outer pure graphite reflector region.

It is concluded that a 10 kg inventory of fissile uranium will be required for a program of measurements utilizing each of the several calculated assemblies.

RÉSUMÉ

On a déterminé la quantité d'uranium fissile nécessaire pour des expériences liées la neutronique des piles chaudes refroidies par gaz (HTGR) qui seront exécutées dans le Réacteur de Puissance Nulle, maintenant en phase de project à l'Instituto de Energia Atômica.

On a fait un étude de la criticité des piles critiques moderées par graphite, contenant du thorium. La masse critique pour plusieurs compositions typiques des réacteurs HTGR commerciaux a été calculée en employant les programmes de calcul HAMMER et CITATION.

Les piles considérées ont un coeur cylindrique simulant une région typique des réacteurs HTGR commerciaux entouré par un anneau réactif contenant seulement de l'uranium et du graphite. Externement, l'anneau réactif est entouré par un réflecteur de graphite. Ces piles seront assemblées éventuellement dans le Réacteur de Puissance Nulle de l'IEA.

On a conclu qu'une masse de 10 kg d'uranium fissile serait suffisante pour l'obtention de la criticité nécessaire dans l'exécution des principales expériences programmées initialment pour le Réacteur de Puissance Nulle en vue de l'étude des HTGR.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. BARDES, R.G. et alii. *Results of H.T.G.R. experiments designed to make integral checks on the cross sections in use at Gulf General Atomic*. San Diego, Calif., Gulf General Atomic, 1968. (GA-8468).
2. FERREIRA, A.C.A. & HUKAY, R.Y. *Definição das características estruturais do conjunto crítico moderado à grafita do Reator de Potência Zero do IEA*. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1975. (IEA-373).

3. FOWLER, T.B., et alii. *Nuclear reactor core analysis code CITATION*. Oak Ridge, Oak Ridge National Laboratory, 1971. (ORNL-TM-2496, Rev.2).
4. HONECK, H.C. *THERMOS: a thermalization transport theory code for reactor lattice calculations*. Upton, Brookhaven National Laboratory, 1961. (BNL-5826).
5. INOUE, K. et alii. *Measurements and calculations for graphite-moderated enriched-fuel critical assembly, S.H.E. Tokai-mura*, Japan Atomic Energy Research Institute, 1962. (JAERI-1032).
6. POUND, D.C. et alii. *Hazards report for modified H.T.G.R. critical facility*. San Diego, Calif., Gulf General Atomic, 1965. (GA-6452, Rev.).
7. SUICH, J.E. & HONECK, H.C. *The HAMMER system heterogeneous analysis by multigroup methods of exponentials and reactors*. Aiken, S.C., Savannah River Laboratory, 1967. (DP-1064).
8. TWUM-DANSO, L. & COOPER, P.N. Measurements of material buckling as a function of void fraction in a sub-critical assembly. *J. nucl. Energy*, London, **24**:587-91, Jan.1971.
9. WEINBERG, A.M. & WIGNER, E.P. *The physical theory of neutron chain reactors*. Chicago, Univ. Chicago Press, 1958.

