AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**CARACTERIZAÇÃO DOS CAMPOS NEUTRÔNICOS OBTIDOS POR MEIO DE
ARMADILHAS DE NÊUTRONS NO INTERIOR DO NÚCLEO DO REATOR
NUCLEAR IPEN/MB-01**

LUIZ ERNESTO CREDIDIO MURA

Dissertação apresentada como parte
dos requisitos para obtenção do Grau
de Mestre em Ciências na Área
de Tecnologia Nuclear - Reatores

Orientador:
Prof. Dr. Ulysses d'Utra Bitelli

São Paulo
2011

Dedico a minha esposa Isabel pelo amor e amizade que permanecem após a nossa grande jornada juntos.

Dedico aos meus pais Braz (em memória) e Eleonora e aos meus dois filhos Alexandra e Felipe. Só posso agradecer a DEUS pelo grande presente que me foi concedido.

Agradecimentos

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da Comissão Nacional de Energia Nuclear (IPEN/CNEN-SP), pela infraestrutura disponível para a realização deste trabalho.

Ao Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP), pela disponibilidade de pessoal e de um detector HPGe, para a espectrometria gama das folhas de ativação.

Ao Dr. Ulysses d'Utra Bitelli pela competente orientação, profissionalismo, dedicação e sincera amizade de longa data.

Ao Dr. Odair Lelis Gonçalez do Instituto de Estudos Avançados (IEAv) pelas valorosas avaliações e sugestões para a finalização deste trabalho.

A Dra. Leda Cristina Cabelo Bernardes Fanaro pela amizade e colaboração por ter ajudado a modelar o reator IPEN/MB-01 através do código computacional MCNP.

Para a equipe de operadores do reator IPEN/MB-01: Rogério Jerez, Rinaldo Fuga, Cesar Luiz Veneziani, Reginaldo Gilioli e Marco Antonio Sabo, pela montagem de arranjos no núcleo e horas de operação do reator.

Ao Dr. Ricardo Diniz pela amizade e pelas discussões relativas à medida da potência do reator IPEN/MB-01 pela técnica de análise por ruído neutrônico.

Ao Professor Dr. Adimir dos Santos que propiciou embasamento teórico para que fossem compreendidos os conceitos teóricos que se prestaram para a elaboração desse trabalho.

A Graciete Simões de Andrade pela ajuda na obtenção do espectro neutrônico através do código XSDRNPM.

Ao meu filho Luís Felipe Liambos Mura pela sua amizade e as trocas de ideias sobre os problemas inerentes à dissertação.

Ao Físico, MSc. Fernando Prat Gonçalves Martins pelo compartilhamento de seus conhecimentos sobre o código SANDBP.

Ao Dr. Paulo de Tarso Daledone Siqueira e ao Dr. Hélio Yoriáz pelos preciosos ensinamentos do Método de Monte Carlo aplicado ao transporte de radiação via o código computacional MCNP-4C.

Ao operador do reator Cesar Luiz Veneziani pelo minucioso trabalho de editoração e revisão, assim como pela confecção de algumas das figuras.

CARACTERIZAÇÃO DOS CAMPOS NEUTRÔNICOS OBTIDOS
POR MEIO DE ARMADILHAS DE NÊUTRONS NO INTERIOR DO
NÚCLEO DO REATOR NUCLEAR IPEN/MB-01.

LUIZ ERNESTO CREDIDIO MURA

Resumo

Este trabalho apresenta os resultados dos valores de fluxo de nêutrons obtidos a partir da implantação de uma armadilha de nêutrons no núcleo do Reator IPEN/MB-01. Foram analisadas várias configurações de armadilhas implantadas no núcleo do reator IPEN/MB-01 de forma a se eleger a armadilha mais eficiente. Para a caracterização energética, foram irradiados no centro da armadilha de nêutrons, detetores de ativação de vários materiais diferentes (Au, Sc, In, Ti, Ni). As respectivas espectrometrias gama desses elementos após a irradiação com e sem cobertura de cádmio, forneceram valores experimentais das taxas de reação nuclear (atividade de saturação) por núcleo alvo e as respectivas incertezas que servem de entrada ao código SANDBP que calculou o espectro de energia dos nêutrons no centro do *Flux-Trap* em 50 grupos de energia, utilizando-se dos espectros de entrada calculados na posição de irradiação (centro do "Flux Trap") por códigos de Física de Reatores.

Os resultados obtidos constataram um aumento do fluxo de nêutrons térmico no centro da armadilha da configuração 203 em relação a configuração sem armadilha (padrão) da ordem de 350% sem contudo haver a necessidade de se aumentar a potência do reator. Foram também efetuadas comparações entre os espectros desdobrados obtidos pelo SANDBP, em relação aos calculados pelos códigos MCNP-4C e XSDRNPM. A caracterização espacial do fluxo de nêutrons térmicos é feita com folhas de ativação na forma de uma liga infinitamente diluída em massa de 1% de Au e 99% de Al em alguns pontos internos da configuração 203 (axialmente ao Flux Trap" e adjacências radiais) e os resultados mostraram um aumento significativo da magnitude de seus valores quando comparados a configuração padrão retangular.

NEUTRONIC CHARACTERIZATION OF THE FIELDS OBTAINED
BY MEANS OF NEUTRON TRAPS INSIDE
THE NUCLEAR REACTOR CORE IPEN/MB-01.

LUIZ ERNESTO CREDIDIO MURA

ABSTRACT

This paper presents the results of the neutron flux values obtained from the deployment of a Flux Trap of neutrons in the reactor core IPEN/MB-01. We analyzed several configurations of Flux Traps deployed in the reactor core IPEN/MB-01 in order to get elected to Flux Trap configuration more efficient. To characterize the neutron spectrum were irradiated in the center of the Flux Trap activation detectors of different materials (Au, Sc, In, Ti, Ni). The respective gamma spectroscopy of these elements after irradiation with and without cadmium cover, provided the experimental values of the nuclear reaction rates (saturation activity) by the target nuclei and their uncertainties used as input to the code SANDBP who calculated the energy spectrum of neutrons in the center of the "Flux-Trap" in 50 energy groups, using the input spectra calculated at the irradiation position (center of the "Flux Trap") by codes for Reactor Physics.

The results found an increase in the thermal neutron flux in the center of the Flux Trap configuration 203 for the standard configuration (default) of about 350% without having the need to increase the reactor power. We also made comparisons between the spectra obtained by SANDBP deployed, compared to those calculated by MCNP-4C code and XSDRNPM. The spatial characterization of the thermal neutron flux is made with activation foils in the form of an infinitely dilute bulk alloy of 1% Au and 99% Al in some internal points of the configuration 203 (axially to Flux Trap "and adjacent radial) and the results showed a significant increase in the magnitude of their values when compared to standard rectangular configuration.

Sumário

1 - INTRODUÇÃO.....	15
1.1 - Antecedentes e Motivação.....	15
1.2 - Objetivo do Trabalho	15
1.3 - Método de Abordagem	16
2 - BASES TEÓRICAS.....	18
2.1 - Processos de Detecção de Nêutrons.....	18
2.2 - Tipos de Detectores.....	19
2.3 - Espectro de Nêutrons de um Reator Térmico.....	20
2.3.1 - Espectro Rápido.....	21
2.3.2 - Espectro intermediário	22
2.3.3 - Espectro Térmico.....	24
2.4 - Técnica de Análise por Ativação	26
2.5 - Espectrometria de Nêutrons pela Ativação de Múltiplos Detectores	31
2.6 - Medidas de Fluxo Térmico e Epitérmico.....	35
2.7 - Medidas de Fluxo Rápido	39
2.8 - Fatores de Correção para Perturbação do Fluxo de Nêutrons.....	40
3 – MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS.....	44
3.1 - Seleção das Folhas de Ativação	44
3.2 - Característica das Folhas de Ativação	45
3.3 - Condições das Irradiações	46
3.4 - Correções Experimentais	48
3.4.1 - Fator de Normalização.....	48
3.4.2 - Fator de Rampa	49
3.4.3 - Correção para Auto-Absorção	51
3.5 - Espectrometria Gama.....	52
3.5.1 - Cálculo da Eficiência do Sistema de Detecção HPGe para as folhas Irradiadas.....	53
3.5.2 - Espectrometria Gama das Folhas Irradiadas.....	55

3.5.3 - Determinação dos parâmetros de entrada do código SANDBP	55
3.6 - Análise das Incertezas Experimentais	58
4 - O CÓDIGO SANDBP	60
4.1 - Introdução.....	60
4.2 - Procedimento Matemático	60
5 - MÉTODO DE MONTE CARLO.....	65
5.1 - Código MCNP-4C	65
5.2 - Fator de Cádmiu F_{cd}	66
5.3 - Auto- Blindagem da folha Escândio.....	67
5.3.1 - Folha de Escândio sem Cobertura de Cádmiu	67
5.3.2 - Folha de Escândio com Cobertura de Cádmiu	67
5.4 - Cálculo dos Espectros de Nêutrons	67
6 - RESULTADOS E CONSIDERAÇÕES	69
6.1 - Comparação entre as Configurações de Armadilhas de Nêutrons.....	69
6.2 - Comparação entre a Configuração 203 e a Configuração Padrão Retangular	69
6.3 - Caracterização Energética do Espectro Neutrônico	71
6.3.1 – Comparação dos Espectros Gerados pelo MCNP-4C e o XSDRNPM	71
6.3.2 – Desdobramento do Espectro Neutrônico Efetuado pelo SANDBP com o Espectro de Entrada Calculado pelo Código MCNP-4C.....	73
6.3.3 – Desdobramento do Espectro Neutrônico Efetuado pelo SANDBP com o Espectro de Entrada Calculado pelo Código XSDRNPM	75
6.3.4 – Comparação entre SANDBP/XSDRNPM e SANDBP/ MCNP-4C	79
6.3.5 – Comparação dos Fluxos Neutrônicos nos Grupos Térmico, Epitérmico e Rápido entre SANDBP/XSDRNPM, SANDBP/MCNP-4C e o Cálculo Convencional dado pelas Folhas de Ativação de Ouro	81
6.4 - Análise dos Desdobramentos.....	83
6.4.1 - SANDBP com input espectro XSDRNPM	83
6.4.2 - SANDBP com input espectro MCNP-4C.....	84
6.5 - Caracterização espacial do espectro neutrônico	84
7 - CONCLUSÃO.....	89

ANEXO A – Reator nuclear IPEN/MB-01.....	93
A.1 Introdução	93
A.2 Descrição do reator	94
ANEXO B – Esquemas de todas as Configurações de Armadilhas de nêutrons que foram montadas no reator IPEN/MB	104
ANEXO C – Tabela Descritiva das Armadilhas e o Status pelo Critério da Criticalidade	111
ANEXO D – Modelagem do Reator IPEN/MB-01 através do MCNP-4C	112
D.1 Modelagem da Folha de Escândio Hiperpura (INPUT)	112
D.2 Modelagem da Folha de Escândio Infinitamente Diluída (INPUT)	116
ANEXO E - Tabela com a distribuição de fluxo calculado pelos códigos MCNP-4C e XSDRNPM colapsados em 50 grupos de energia e normalizados pelos fluxos totais.....	120
ANEXO F – Tabela dos fluxos relativos desdobrados pelo SANDBP	122
ANEXO G – Tabela dos fluxos de nêutrons radiais e axiais.....	124
ANEXO H – Esquema do posicionamento das folhas de ativação nas direções axial e radial.....	125
ANEXO I - Seção de Choque de Ativação das Folhas de Ouro.....	126
I-1 Conceitos.....	126
I-2 Metodologia para o cálculo da seção de choque efetiva	127
8 - Referências Bibliográficas	134

Sumário de Figuras

FIGURA 2.1 – Distribuição Hipotética de Energia dos nêutrons no interior núcleo de um reator nuclear térmico homogeneizado.....	21
FIGURA 2-2 – Espectro de fissão $S(E)$ na forma Maxwelliana.	23
FIGURA 2-3 – Distribuição Maxwelliana de Velocidades	25
FIGURA 2-4 – Atividade do radionuclídeo formado em função do tempo de irradiação (t_i) e de contagem ($t_2 - t_1$).	30
FIGURA 3-1 – Ilustração da placa de lucite e das posições dos encaixes dos detectores de ativação e as suas respectivas cotas	47
FIGURA 3-2 – Representação da Configuração 203 do Núcleo	50
FIGURA 3-3 – Rampa de subida de potência em função do tempo	52
FIGURA 3-4 – Curva de Eficiência da 6ª gaveta com fonte de Eu-152	54
FIGURA 3-5 – Curva de Eficiência da 7ª gaveta com fonte de Eu-152	55
FIGURA 3-6 – Espectro de nêutrons da posição central do <i>Flux Trap</i> da configuração 203 em 621 pontos correspondente aos 620 grupos de energia no formato diferencial calculado pelo XSDRNPM	57
FIGURA 3-7- Espectro de nêutrons em 640 grupos de energia calculado pelo MCNP-4C em unidades relativas percentuais obtidas pela normalização dos fluxos nos grupos pelo fluxo total.....	57
FIGURA 6-1 – Comparação entre os espectros calculados pelos códigos MCNP-4C e XSDRNPM colapsados em 50 grupos de energia sendo os fluxos nos grupos normalizados pelos respectivos fluxos totais de nêutrons (espectros no formato histograma)	72
FIGURA 6-2 – Comparação entre o espectro calculado pelo código MCNP-4C e o espectro desdobrado pelo SANDBP/MCNP-4C ambos colapsados em 50 grupos de energia no formato histograma	73

FIGURA 6-3 – Comparação gráfica entre o espectro de nêutrons desdobrado pelo SANDBP/MCNP-4C e o espectro calculado pelo MCNP-4C ambos no formato diferencial e em 51 pontos correspondentes a 50 intervalos de energia.....	74
FIGURA 6-4 – Espectro gerado pelo desdobramento SANDBP/ MCNP-4C em 50 grupos de energia no formato unidades de fluxo por unidade de letargia	75
FIGURA 6-5 – Gráfico comparativo entre o espectro calculado pelo código XSDRNPM e o espectro desdobrado pelo SANDBP/XSDRNPM no formato histograma ambos em 50 grupos de energia.....	77
FIGURA 6-6 – Comparação gráfica entre o espectro de nêutrons desdobrado pelo SANDBP/XSDRNPM e o espectro calculado pelo XSDRNPM ambos no formato diferencial e em 51 pontos correspondentes a 50 intervalos de energia.....	78
FIGURA 6-7 – Espectro gerado pelo desdobramento SANDBP/XSDRNPM em 50 grupos energia no formato unidades de fluxo por unidade de letargia	79
FIGURA 6-8 – Comparação entre os espectros desdobrados pelo SANDBP/MCNP-4C e pelo SANDBP/XSDRNPM (formato histograma)	81
FIGURA 6-9 – Caracterização espacial dos Fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos na direção radial da região central da armadilha de nêutrons	87
FIGURA 6-10 – Caracterização espacial dos Fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos na direção axial da região central da armadilha de nêutrons	87
FIGURA A-1 – Vista aérea do reator nuclear IPEN/MB-01.....	93
FIGURA A-2 – Vista do núcleo: configuração retangular do reator IPEN/MB-01.....	95
FIGURA A-3 – Diagrama esquemático das varetas combustíveis e de controle.	96

FIGURA A-4 – Estrutura metálica de sustentação do núcleo do reator.	99
FIGURA A-5 – Posicionamento em escala da distribuição dos canais nucleares no Reator IPEN/MB-01.	101
FIGURA B-1 – Configuração 192.....	104
FIGURA B-2 – Configuração 195.....	105
FIGURA B-3 – Configuração 197.....	106
FIGURA B-4 – Configuração 199.....	107
FIGURA B-5 – Configuração 201.....	108
FIGURA B-6 – Configuração 202.....	109
FIGURA B-7 – Configuração 203.....	110
FIGURA H-1 - Esquema Mostrando Corte Axial do Núcleo do Reator IPEN/MB01.....	125
FIGURA I-1 - Distribuição do fluxo de nêutrons em 50 grupos de energia calculado pelo MCNP-4C.....	128
FIGURA I-2 - Gráfico da seção de choque da reação de captura radiativa do AU197.....	131

Sumário de Tabelas

Tabela 3.1 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação térmicos.	45
Tabela 3.2 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação intermediários.	45
Tabela 3.3 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação rápidos.	45
Tabela 3.4 - Massa e espessura das folhas irradiadas	46
Tabela 3.5 - Meia-vida dos produtos formados e tempo de irradiação dos detectores	48
Tabela 6.1 - Comparação entre as atividades de saturação térmicas e epitérmicas das diversas armadilhas de nêutrons e as respectivas razões de cádmio	70
Tabela 6.2 - Comparação entre os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos das diversas configurações de núcleo com as armadilhas de nêutrons	70
Tabela 6.3 - Comparação entre os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos das configurações padrão retangular e 203 na Posição central do <i>Flux-Trap (FT)</i>	70
Tabela 6.4 - Comparação entre os totais percentuais dos fluxos de nêutrons Térmicos, Intermediários e Rápidos calculados pelos códigos XSDRNPM e MCNP-4C e os desdobrados XSDRNPM e MCNP-4C e os desdobrados pelo SANDBP/XSDRNPM e SANDBP/MCNP-4C colapsados nos grupos térmico, intermediário e rápido	72
Tabela 6.5 - Fluxos diferenciais e os respectivos erros obtidos pela aplicação do método de Monte Carlo aos desdobramentos feitos pelo SANDBP/MCNP-4C executando-se o código por 50 vezes consecutivas	76

Tabela 6.6 - Fluxos diferenciais e os respectivos erros obtidos pela aplicação do método de Monte Carlo aos desdobramentos feitos pelo SANDBP/XSDRNPM executando-se o código por 50 vezes consecutivas	80
Tabela 6.7 - Comparação entre os fluxos neutrônicos calculados pelo SANDBP/XSDRNPM, SANDBP/MCNP e Convencional.....	82
Tabela 6.8 - Valores das atividades de saturação por núcleo alvo A^∞ / N_{at} medidas e calculadas, e desvios dos valores medidos para o cálculo pelo desdobramento SANDBP/XSDRNPM.....	83
Tabela 6.9 - Fluxos de nêutrons por intervalos de energia obtido pelo desdobramento SANDBP/-XSDRNPM	84
Tabela 6.10 - Valores das atividades de saturação por núcleo alvo A^∞ / N_{at} medidas e calculadas, e desvios dos valores medidos para o cálculo pelo desdobramento SANDBP/MCNP-4C	85
Tabela 6.11 - Fluxos de nêutrons por intervalos de energia obtido pelo desdobramento SANDBP/MCNP-4C	86
Tabela 6.12 - Fluxos de nêutrons por intervalos de energia SANDBP/ MCNP-4C e seus respectivos erros calculados pelo método de MONTE CARLO...	86
Tabela 6.13 - Dados dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos nas posições radiais na configuração 203 a potência de 96 Watts (canal 6).....	88
Tabela 6.14 - Dados dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos nas posições axiais na configuração 203 a potência de 96 Watts (canal 6)	88
Tabela A-1 - Dados geométricos da vareta de controle do Reator Nuclear IPEN/MB-01	97
Tabela A-2 - Dados geométricos da vareta combustível do Reator Nuclear IPEN/MB-01	97
Tabela A-3 - Composição isotópica da vareta combustível	98
Tabela A-4 - Composição isotópica da vareta de controle	98
Tabela A-5 - Posicionamento e Caracterização dos Canais Nucleares do Reator IPEN/MB-01	100

Tabela C-1 – Descrição das armadilhas e o <i>status</i> pelo critério da criticalidade	111
Tabela E-1 - Fluxos colapsados em 50 grupos e normalizados calculados pelo MCNP-4C e pelo XSDRNPM.....	120
Tabela F-1 - Fluxos relativos colapsados em 50 grupos normalizados desdobrados pelo SANDBP	122
Tabela G-1 - Posições nas direções radial e axial e os respectivos fluxos térmicos e epitérmicos de nêutrons – Potência do Reator de 67,84 W indicada pelo canal 10.....	124
Tabela I-1 - Cálculo da seção de choque média entre sete grupos de energia	132
Tabela I-2 - Cálculo da seção de choque térmica efetiva da faixa de energia entre o primeiro e o décimo quinto grupo de fluxos percentuais nos grupos foram calculados pelos dados da distribuição de fluxo calculada pelo código MCNP-4C colapsados nos 14 grupos e normalizada pelo fluxo total	133

1- INTRODUÇÃO

1.1 Antecedentes e Motivação

Os reatores nucleares de pesquisa permitem a obtenção de radioisótopos que têm ampla aplicação em várias atividades humanas. O processo de produção desses elementos requer a irradiação de núclídeos em campos neutrônicos. Para maximizar o rendimento de determinadas reações nucleares é necessário que tenhamos uma elevada magnitude de fluxo de nêutrons térmicos em uma determinada região do núcleo do reator mantendo a condição segura de operação. O método denominado como armadilha de nêutrons (*Neutron Flux Trap*) foi desenvolvido com esse objetivo de se produzir radioisótopos com ótimo rendimento em reatores nucleares de pesquisa^[1]. Essas armadilhas são regiões do núcleo de um reator nuclear térmico de onde são retirados elementos combustíveis, criando espaços que são preenchidos pelo elemento moderador, no caso água leve, permitindo que os nêutrons que adentrem a essa região, gerados por fissão nuclear nos elementos combustíveis circundantes, percam sua energia e, assim, atinjam a condição de equilíbrio térmico com o moderador, aumentando, assim, a magnitude do fluxo de nêutrons térmicos na região central desses espaços. Fisicamente o fenômeno se explica pelas múltiplas colisões elásticas dos nêutrons de elevada energia (rápidos) gerados nas varetas combustíveis com os átomos de hidrogênio do elemento moderador no interior destas regiões, que funcionam como verdadeiras armadilhas, pois impedem, através das reações de espalhamento, a fuga dos nêutrons rápidos, promovendo na posição central das mesmas, o aumento da magnitude do fluxo de nêutrons térmicos.

1.2 Objetivo do Trabalho

Este trabalho experimental foi elaborado com o objetivo de encontrar a configuração de núcleo mais adequada dessas armadilhas de forma a maximizar o fluxo térmico nessas regiões.

1.3 Método de Abordagem

Para a obtenção experimental do espectro de nêutrons no interior dessas armadilhas, a fim de caracterizá-las, utilizou-se da técnica de análise por ativação [2,3,4,5,6,7,8,9]. Através da medida da atividade induzida nas folhas irradiadas, foram obtidos dados para a caracterização do espectro de nêutrons da região de interesse.

A técnica de análise por ativação é um processo experimental indireto para mensurar fluxos de nêutrons. Essa técnica tem a vantagem de provocar pequena perturbação no fluxo de nêutrons o que permite uma melhor acurácia na medida dos valores dos fluxos em relação a outros métodos. Os dados nucleares para realizar a espectrometria gama foram obtidos junto à Agência Internacional de Energia Atômica via seu sítio na rede mundial de computadores [10]. Como não há possibilidade de se mensurar todo o espectro de nêutrons pelo método experimental foram utilizados códigos computacionais que permitiram, por métodos iterativos, obter o espectro neutrônico na região de interesse do reator IPEN/MB-01. Para a obtenção do perfil do espectro via cálculo foram utilizados o código XSDRNPM [11] (método determinístico) e o MCNP-4C [12,13] (Monte Carlo N-Particle Code - método probabilístico) associado às bibliotecas de dados nucleares ENDF-B.VII.0 [14] e JENDL. Calculado o perfil utilizou-se o processo de desdobramento para a obtenção do espectro neutrônico da região de interesse do *Flux Trap* (FT). O código computacional SANDBP [15,16,17,18] (Spectrum Analysis by Neutron Detectors Budapest Version) foi utilizado para a obtenção do desdobramento do fluxo.

O conhecimento da distribuição energética e espacial dos nêutrons no interior dessas armadilhas é de fundamental importância, pois, a partir da sua quantificação, é possível aferir as taxas de reação nuclear a que serão submetidos os nuclídeos inseridos no interior das armadilhas [19]. Do ponto de vista experimental e teórico, o conhecimento do fluxo no espaço das armadilhas nos permite avaliar o processo de moderação dos nêutrons (*slowing down*) em uma região onde não há interferência de fontes (combustível). Em relação a operação, a importância reside no fato de que, nesta posição, dada a maior magnitude do fluxo de nêutrons térmicos, podemos irradiar diferentes amostras para os mais variados propósitos e nelas induzir valores significativos de radioatividade. Isto é particularmente importante para o reator IPEN/MB-01 que

apresenta baixos valores de fluxo de nêutrons à potência máxima de operação, atualmente fixada em 100 watts, ao operar com a configuração padrão de 26x28 varetas combustíveis, onde o fluxo médio de nêutrons térmicos é da ordem de $4,68 \cdot 10^8$ nêutrons.cm⁻².s⁻¹ [20]. Assim, na condição padrão de operação, ao se irradiar materiais de diminuta magnitude de seção de choque, obtêm-se baixas taxas de reação nuclear, causando pequena estatística de contagem quando efetuada a espectrometria gama desses materiais. A grande vantagem na utilização da armadilha de nêutrons no interior do núcleo do reator IPEN/MB-01 está em permitir que se aumente a magnitude do fluxo de nêutrons térmicos sem a necessidade de se aumentar a potência de operação do reator para um nível ao qual a não há uma autorização do órgão licenciador (CNEN).

2 - BASES TEÓRICAS

2.1 Processos de Detecção de Nêutrons

Nêutrons são partículas sem carga que não produzem ionização ao passar através da matéria, desta forma não é possível detectá-los diretamente em qualquer instrumento (Contador Geiger, câmeras de gás) cujo processo de detecção dependa da ionização do dispositivo de detecção por partículas carregadas [4,21,22,23].

Os nêutrons são detectados indiretamente quando interagem com vários tipos de núcleos atômicos gerando reações nucleares que têm como consequência a liberação de partículas carregadas. Nos detectores de nêutrons essas partículas carregadas produzem sinais elétricos e esses sinais são proporcionais ao campo neutrônico. Os sinais são, por sua vez, processados por dispositivos eletrônicos, onde sua forma é alterada e amplificada.

São dois os tipos de interação entre os nêutrons e os núcleos atômicos:

1) Os nêutrons são espalhados pelo núcleo alvo onde parte da energia cinética do nêutron é transferida ao próprio núcleo alvo. O núcleo alvo energizado transfere a sua energia para o meio circundante (*recoiling process*) promovendo a ionização do mesmo. Entre os elementos leves que permitem esse tipo de interação estão o Hidrogênio e o Hélio.

2) O nêutron provoca uma reação no interior do núcleo atômico, denominada reação nuclear. Nesse tipo de interação os núcleos podem emitir como produto da reação partículas tais como, prótons, partículas alfa, raios gama entre outras ou se fissionar em elementos que ionizam o meio, permitindo assim detectar a reação.

A maior parte das reações nucleares ocorrem com nêutrons que possuem energia na faixa entre 0,01 eV a 0,1 eV, sendo esses nêutrons denominados como nêutrons térmicos. Podem ocorrer outras reações nucleares onde são necessárias energias maiores que a faixa térmica de energia dos

nêutrons. Assim, para que as mesmas ocorram, denomina-se energia de limiar (*threshold*) a menor energia para que ocorra uma determinada reação nuclear.

Os detectores que interagem com nêutrons da faixa térmica podem ser usados para detectar nêutrons de mais alta energia desde que sejam revestidos de materiais moderadores os quais promovam a redução da energia dos nêutrons.

Os materiais utilizados para detecção de nêutrons podem estar nas diferentes fases: sólida, líquida ou gasosa embora não sejam muitos os materiais que possam ser utilizados para detecção, haja vista as características especiais desses materiais.

Cada tipo de detector, tais como detectores a gás, cintiladores, câmaras de fissão entre outros possuem vantagens e desvantagens.

Um dos problemas dos detectores é a discriminação dos estados de energia dos nêutrons, isso é, os detectores possuem, muitas vezes, boa resposta para avaliar o fluxo total dos nêutrons, mas não conseguem quantificar a energia dos mesmos de forma acurada.

Os detectores de recuo (Recoil-type) podem ser utilizados para obter a energia dos nêutrons via os espectrômetros de prótons de recuo.

Os detectores de Reação (Reaction-type) também podem ser utilizados para mensurar a energia dos nêutrons. As folhas de ativação que possuem elevada seção de choque para nêutrons com determinada faixa de energia permitem discriminar a energia dos nêutrons que interagem com os detectores.

2.2 Tipos de Detectores

Os nêutrons com energia nas faixas térmica e intermediária são detectados, normalmente, pelos seguintes métodos:

- Detecção instantânea da carga elétrica dos produtos da reação dos nêutrons com elementos leves. A mais importante reação desta categoria é a reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ devido à alta seção de choque da reação e do comportamento $1/v$ da seção de choque do ^{10}B , (v é a velocidade do nêutron), sendo muito utilizado o gás (BF_3) em detectores proporcionais;

- Detecção dos produtos gerados pela reação de captura radioativa de nêutrons (n,γ) ou devido a fissões induzidas. Os elementos fissionáveis que

possuem alta seção de choque nas reações com nêutrons térmicos são: U^{233} , U^{235} , U^{238} e Pu^{239} . A detecção dos produtos da reação pode ocorrer com detectores termoluminescentes, detectores de trajetória de estado sólido ou detectores a gás.

A detecção dos nêutrons rápidos geralmente é feita através dos seguintes procedimentos:

Detecção dos prótons de recuo produzidos pelo espalhamento elástico dos nêutrons rápidos nos materiais hidrogenados. Esta forma de interação é usada em câmaras de ionização e emulsões nucleares;

Detecção instantânea da carga dos produtos da reação dos nêutrons com elementos leves, tais como ${}^3\text{He} (n,p){}^3\text{H}$ e ${}^6\text{Li} (n,\alpha){}^3\text{H}$;

Detecção dos produtos das reações de limiar do tipo (n,p) , (n,α) entre outras, e também dos produtos gerados em reações de fissão nuclear induzidas por nêutrons rápidos e, conseqüentemente, possuem grande probabilidade de fissionar com a incidência de nêutrons rápidos são: Th^{232} , Np^{237} e U^{238} .

As seções de choque para reações nucleares induzidas por nêutrons rápidos são significativamente menores do que para as reações com nêutrons na faixa térmica de energia. Dessa forma, em alguns casos, os nêutrons rápidos primeiro são moderados e posteriormente são detectados.

2.3 Espectro de Nêutrons de um Reator Térmico

Teoricamente a distribuição de energia dos nêutrons em um reator nuclear térmico pode ser dividida em três grandes grupos denominados como térmico, intermediário e rápido. As faixas de energia que caracterizam esses grupos estão relacionadas aos estágios de interação dos nêutrons com o meio e com a geração desses nêutrons. Esses estágios são: a geração de nêutrons com alta energia, a moderação da energia dos nêutrons e a termalização dos nêutrons, isso é o equilíbrio térmico dos nêutrons com o agente moderador e são representados respectivamente pelos espectros rápidos, intermediário e térmico.

A figura 2.1 mostra a Distribuição Hipotética de Energia dos nêutrons no interior do núcleo de um reator nuclear térmico homogeneizado.

Figura 2.1 – Distribuição Hipotética de Energia dos nêutrons no interior núcleo de um reator nuclear térmico homogêneo.

2.3.1 Espectro Rápido

Em um reator nuclear térmico, praticamente só nêutrons rápidos são produzidos no processo de fissão ^[24]. A distribuição de energia dos nêutrons prontos resultantes da fissão do U^{235} é denominada como espectro de fissão ou rápido e pode ser representada aproximadamente pela fórmula de Watt equação (2.01) até a energia de 17 MeV. A energia média dos nêutrons nessa distribuição é aproximadamente de 2 MeV, e a energia mais provável é de 0,72 MeV. Considera-se que a faixa rápida do espectro seja dos nêutrons com energia acima de 0,1 MeV. ^[7,25]

A distribuição de Watt é representada matematicamente como:

$$S(E) = Ae^{-E} \sinh \sqrt{2E} \quad (2.01)$$

Sendo,

- E a energia do nêutron em MeV,
 $S(E)$ o número de nêutrons por unidade de energia,
 A uma constante de normalização $\sqrt{2/\pi \cdot e} = 0,484$

Uma forma alternativa de expressar o espectro de fissão é a distribuição Maxwelliana:

$$S(E) = a\sqrt{E}e^{\left(\frac{-E}{\varepsilon}\right)} \quad (2.02)$$

Onde ε é a energia mais provável da distribuição e $a = 2/\sqrt{(\pi \cdot \varepsilon^3)}$.

A figura 2.2 mostra o espectro de fissão $S(E)$ na forma Maxwelliana.

2.3.2 Espectro Intermediário

O grupo intermediário corresponde ao estágio onde os nêutrons perdem sua energia para o meio via a interação com materiais que têm como características específicas pouca absorção de nêutrons e grande poder de moderação da energia dos nêutrons. Este grupo pode ser subdividido nas regiões de ressonância e na região de moderação onde a distribuição energética dos nêutrons apresenta-se na forma do inverso da energia do nêutron $1/E$. Essa região corresponde à faixa de energia dos nêutrons de 0,55 eV até ~ 0,1 MeV.

Considerando um meio moderador infinito, homogêneo e não absorvedor, o espectro de nêutrons intermediários pode ser escrito da seguinte forma:

$$\Phi(E) = \frac{Q}{\varepsilon N \sigma_s} \frac{1}{E} \quad (2.03)$$

Sendo,

- Q a densidade de moderação,
 σ_s a seção de choque de espalhamento microscópica,
 N átomos por volume,
 $\varepsilon N \sigma_s$ poder de moderação,

$\frac{Q}{\varepsilon N \sigma_s}$ é o fluxo por intervalo logaritmo de energia, onde $\varepsilon = \overline{\Delta \ln E}$.

Figura 2.2 – Espectro de fissão $S(E)$ na forma Maxwelliana

Desta forma, conclui-se que o espectro de nêutrons intermediários varia na razão inversa de sua energia, ou seja, possui um comportamento $1/E$.

Dada a extensão de várias ordens de grandeza do espectro de nêutrons num reator, utiliza-se de um recurso matemático onde se substitui a energia do nêutron por uma grandeza adimensional, chamada de letargia. A letargia u é definida pela seguinte equação^[7,19]:

$$du = -d(\ln E) = -\frac{dE}{E} \quad (2.04)$$

Ou seja:

$$u = \ln\left(\frac{E_0}{E}\right) \quad (2.05)$$

Sendo $\Phi(u)$ a densidade de fluxo de nêutrons por intervalo unitário de letargia, e para um intervalo infinitesimal du , tem-se que:

$$\Phi(u)du = -\Phi(E)dE \quad (2.06)$$

O sinal negativo é introduzido na equação 2.06 pelo fato da energia e a letargia serem grandezas anti-correlacionadas. A partir das equações (2.04) e (2.6), conclui-se que:

$$\Phi(u) = E\Phi(E) \quad (2.07)$$

A energia dos nêutrons rápidos diminui por colisões elásticas com os materiais que compõem o núcleo do reator, até os nêutrons entrarem em equilíbrio térmico com o elemento moderador, quando se tornam nêutrons térmicos.

2.3.3 Espectro Térmico

Quando os nêutrons atingem o estado de equilíbrio térmico com os átomos do moderador, suas energias passam a ser determinadas pela distribuição de energia térmica dos átomos do moderador e o espectro de energia dos nêutrons pode ser representada por uma distribuição maxwelliana na temperatura T do material moderador. Assim, tanto o fluxo de nêutrons, como a densidade de nêutrons podem ser expressos como função da velocidade dos nêutrons ou da energia dos nêutrons e da temperatura do meio.

Embora a distribuição maxwelliana seja uma boa aproximação do espectro de nêutrons térmicos em algumas posições do reator, os nêutrons só atingem de fato o equilíbrio térmico com o meio em regiões onde a absorção seja pequena, como por exemplo, uma coluna de grafite.

A densidade de nêutrons como função da velocidade $n(v)$ é dada por [7,19].

$$n(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{\left(\frac{-mv^2}{2kT} \right)} \quad (2.08)$$

O fluxo de nêutrons em função da energia $\Phi(E)$ é dado por:

$$\Phi(E) = \frac{E}{(KT)^2} e^{\left(\frac{-E}{KT} \right)} \quad (2.09)$$

A equação (2.08) normalizada pelo total de nêutrons, está representada na figura 2.3:

Figura - 2.3 - Distribuição Maxwelliana de Velocidades

Da equação (2.08) tem-se que a velocidade mais provável é dada por:

$$v_0 = \left(\frac{2KT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

o que corresponde à energia de $\frac{mv_0^2}{2} = KT$;

Para muitos propósitos é adequado utilizar o fluxo convencional Φ_0 :

$$\Phi_0 = nv_0 \quad (2.11)$$

Sendo,

n a densidade total de nêutrons,

v_0 a velocidade mais provável (2200 m/s).

Esta velocidade é escolhida por ser a velocidade mais provável de uma distribuição de velocidades maxwelliana a uma temperatura de 20,44°C, que corresponde à energia mais provável de 0,025 eV.

2.4 Técnica de Análise por Ativação

Os fluxos de nêutrons em grupos de energia e o correspondente espectro neutrônico de reatores nucleares são usualmente obtidos pelo método de ativação, que consiste em irradiar materiais metálicos em um campo de nêutrons a ser investigado. A radioatividade destes materiais denominados de detectores de ativação será proporcional ao fluxo de nêutrons e ao tempo de irradiação.

Esta técnica experimental é amplamente utilizada na análise espectral e dosimétrica devido às vantagens apresentadas pelos detectores de ativação, descritas a seguir ^[4]:

- Baixo custo quando comparados com detectores de indicação direta;
- Insensibilidade ao intenso campo gama gerado no interior do núcleo do reator;
- Pequena perturbação causada no campo neutrônico, devido às suas diminutas dimensões;
- Acessibilidade a regiões do núcleo e blindagens externas do reator onde os detectores de indicação direta não têm acesso;
- Independência de conexões elétricas e de mecanismos mecânicos de arrasto, características dos detectores de indicação direta;
- Altas taxas de reação adquiridas pelos detectores permitindo grande precisão dos dados obtidos decorrentes das altas seções de choques características de cada nuclídeo utilizado como detector para os diversos grupos de energia analisados;
- Possibilidade de se fazer medidas em faixas distintas de energia ao mesmo tempo, por exemplo, com nêutrons térmicos, intermediários e rápidos, através de detectores de ativação compostos por ligas metálicas.

Esses detectores também possuem desvantagens tais como a baixa disponibilidade de detectores de ativação para medida na faixa de energia entre 100 keV e 1 MeV ^[27] e as medidas não ocorrem simultaneamente ao evento (tempo real). Desta forma, são denominados como detectores de indicação indireta, pois necessitam serem retirados do campo neutrônico após a irradiação para serem submetidos à espectrometria gama e, a consequente análise dos dados permitindo assim a obtenção dos parâmetros que são a taxa de reação

nuclear e o correspondente fluxo de nêutrons, (conhecido o valor da seção de choque média de ativação).

Os núclídeos que compõem um detector de ativação ao serem submetidos a um campo neutrônico estacionário, gerado no núcleo de um reator nuclear têm a probabilidade de serem ativados (átomos radioativos). A equação que descreve esse processo de ativação é dada por ^[3,4,28]:

$$\frac{dn}{dt} = N\bar{\sigma}_{act}\Phi - n\bar{\sigma}_a\Phi - n\lambda \quad (2.12)$$

Sendo

- n o número de núclídeos ativados produzidos num intervalo de tempo dt ;
- N o número de núclídeos alvo contidos no detector ou amostra;
- σ_{atv} a seção de choque microscópica de ativação média;
- Φ o fluxo de nêutrons ao qual esse detector está submetido;
- σ_a a seção de choque microscópica de absorção média do núclídeo ativado;
- λ a constante de decaimento do radionuclídeo produzido.

A taxa de consumo dos núclídeos contidos no detector de ativação pode ser expressa por:

$$\frac{dN}{dt} = -N\bar{\sigma}_t\Phi \quad (2.13)$$

Sendo $\bar{\sigma}_t$ seção de choque total do núclídeo alvo

A taxa de consumo é também denominada como *burn up* ou queima. A solução da equação (2.13) é então:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\sigma_T \phi t} \quad (2.14)$$

Sendo N_0 o número de átomos alvos antes de a amostra ser irradiada. Substituindo esta equação em (2.12), obtém-se:

$$\frac{dn}{dt} = N_0 e^{-\sigma_T \phi t} \sigma_{atv} \phi - n(\sigma_a \phi + \lambda) \quad (2.15)$$

A solução desta última equação é feita através da técnica do fator integrante que consiste em multiplicar ambos os lados da igualdade por um fator de integração. Neste caso, o fator integrante que soluciona o problema é igual a $e^{(\lambda+\sigma_a\phi)t}$, resultando na expressão abaixo:

$$\frac{d}{dt} [n e^{(\lambda+\sigma_a\phi)t}] = N_0 \sigma_{atv} \phi e^{(\lambda+\sigma_a\phi-\sigma_T\phi)t} \quad (2.16)$$

A solução da equação (2.15), considerando que $\sigma_a\phi \ll \lambda$ e $\sigma_T\phi \ll \lambda$ é;

$$n = \frac{\sigma_{atv} \phi N_0}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.17)$$

onde $N_0 = N_v V$, sendo V o volume do detector de ativação e N_v a densidade de núclídeos por unidade de volume. Assim, multiplicando ambos os lados da equação (2.16) pela constante de decaimento, obtêm-se:

$$A_0 = n \lambda = \sigma_{atv} N \phi V (1 - e^{-\lambda t}) = \Sigma_{atv} \phi V (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.18)$$

A equação (2.18) fornece a atividade do núclídeo ao término da irradiação (A_0), sendo Σ_{atv} denominado como seção de choque macroscópica média de ativação.

Verifica-se que se o tempo de irradiação for muito longo ($t \rightarrow \infty$), o detector de ativação atingirá sua atividade máxima sob a ação do fluxo neutrônico a que esta submetido que é denominada como atividade de saturação representada matematicamente como:

$$A^\infty = \sigma_{atv} N \phi V = \Sigma_{atv} V \phi \quad (2.19)$$

Portanto, pode-se escrever A_0 em termos de A^∞ . Assim,

$$A_0 = A^\infty (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.20)$$

Ao analisar a equação (2.19), verifica-se que a atividade de saturação corresponde à taxa de reação nuclear R de um detector de ativação de massa m , submetido a um fluxo de nêutrons ϕ e desta forma, pode-se reescrever a

atividade de saturação, considerando $N = \frac{N_a \rho}{P_a}$, onde N_a é o número de Avogadro, ρ é a densidade do detector de ativação e P_a o peso atômico do núcleo alvo. Sendo $V = \frac{m}{\rho}$ e m a massa do detector de ativação, Assim, obtêm-se a atividade de saturação,

$$A^\infty = \frac{N_a m \phi \sigma_{atv}}{P_a} \quad (2.21)$$

Desconsiderando-se os fatores de perturbação e correção do fluxo de nêutrons e utilizando-se da equação (2.20), obtêm-se o fluxo dado por,

$$\phi = \frac{A^\infty P_a}{N_a m \sigma_{atv}} \quad (2.22)$$

A contagem dos fotopicos gama emitidos pela folha de ativação integrada entre os instantes t_1 e t_2 é obtida pela expressão, ^[4]

$$C = \varepsilon I \int_{t_1}^{t_2} A_0 e^{-\lambda t} dt + BG \quad (2.23)$$

Sendo

- ε a eficiência global do sistema de contagem,
- I a abundância gama do fotopico emitido,
- BG a radiação de fundo ("background") total captada entre os instantes de contagem t_1 e t_2
- t_1 e t_2 são o tempo inicial da contagem e tempo final da contagem, respectivamente.
- $t_0 = t_i$ é o tempo de irradiação

De acordo com a figura 2.4 verifica-se que t_1 é o tempo de espera para contagem denominado como t_e e que t_2 é o tempo no qual o detector de ativação foi contado pelo sistema de espectrometria gama representado por t_c , e que $A_0 e^{-\lambda t_e}$ é a atividade inicial no momento do início da contagem dos fotopicos gama do detector. Assim obtêm-se,

$$C = \frac{\varepsilon I A_0}{\lambda} e^{-\lambda t_1} \left[1 - e^{-\lambda (t_2 - t_1)} \right] + BG. \quad (2.24)$$

Figura 2.4 - Atividade do radionuclídeo formado em função do tempo de irradiação ($t = t_0$) e de contagem ($t_2 - t_1$).

Isolando A_0 da equação (2.24), e lembrando que $A_0 = A^{\infty} (1 - e^{-\lambda t})$, obtêm-se a atividade de saturação dada por,

$$A^{\infty} = \frac{\lambda e^{\lambda t_e} (C - BG)}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_i}) (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (2.25)$$

Substituindo a equação (2.25) em (2.21) resulta na expressão para o fluxo de nêutrons obtido experimentalmente através da contagem de detectores de ativação sendo importante salientar que nesta expressão não aparecem os fatores de correções necessários. Tais fatores serão apresentados ao longo deste trabalho. Assim;

$$\phi = \frac{\lambda e^{\lambda t_e} (C - BG) P_a}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_i}) (1 - e^{-\lambda t_c}) N_a m \sigma_{atv}} \quad (2.26)$$

A equação (2.26) pode ser utilizada para qualquer detector de ativação submetido a um campo neutrônico, resultando no fluxo de nêutrons integral responsável pela atividade induzida no mesmo, faltando a aplicação dos fatores de correção devido à perturbação do campo neutrônico pelo próprio detector. Note que nesse caso usa-se a seção de choque média de ativação em todo o espectro neutrônico.

2.5 Espectrometria de Nêutrons pela Ativação de Múltiplos Detectores

Na década de 60, mais precisamente em 1967, McElroy, Berg e outros desenvolveram um programa computacional conhecido pelo nome de SAND [28,29,30] ("Spectrum Analysis by Neutron Detectors). Tal programa realiza o desdobramento do espectro a partir de dados experimentais, fornecidos pela ativação de diferentes folhas de ativação num mesmo campo neutrônico.

Matematicamente, o problema da técnica de desdobramento do espectro pela ativação de várias folhas consiste em resolver um conjunto de equações acopladas do tipo [3,30,31,32].

$$A_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \Phi(E) dE \quad (2.27)$$

Sendo,

A_i a atividade de saturação por núcleo alvo determinada experimentalmente para a i-ésima folha de ativação

$\sigma_i(E)$ Seção de choque em função da energia da i-ésima folha de ativação,

$\Phi(E)$ a densidade de fluxo de nêutrons por unidades de intervalo de energia (espectro de nêutrons).

A solução da equação (2.27) usualmente é obtida introduzindo a estrutura de grupo na energia dos nêutrons, o que resulta no seguinte sistema de equações lineares:

$$A_i = \sum_{j=1}^m \sigma_{i,j} \cdot \Phi_j \quad (2.28)$$

Sendo,

- A_i a atividade de saturação para a i-ésima reação,
 n o número de reações, $i = 1, \dots, n$,
 m o número de grupos de energia,
 $\sigma_{i,j}$ a seção de choque média do j-ésimo grupo para a i-ésima reação,
 Φ_j o fluxo de nêutrons do j-ésimo grupo.

Na equação anterior, o número de incógnitas (valores de fluxo) é muito maior do que o número de equações (determinado pela quantidade de detectores irradiados), assim para encontrar uma única solução é necessário uma informação inicial do espectro de nêutrons (espectro de entrada), o qual deve ter a mais provável forma do espectro de nêutrons na posição de interesse.

O procedimento consiste em irradiar um conjunto de detectores de ativação na posição onde se deseja obter o espectro de energia dos nêutrons, e assim, obter a medida dos valores absolutos da atividade de saturação por núcleo alvo das folhas irradiadas.

Os valores destas atividades e os dados das seções de choque são então utilizados para serem interpolados ao espectro de entrada.

Muitos métodos foram desenvolvidos para resolver o sistema de equações lineares dado pela equação (2.28), usando diferentes critérios de aceitabilidade para a solução do espectro. Para tal, grandes esforços foram direcionados para desenvolver e testar diversos códigos computacionais de ajuste de espectro com algoritmos baseados nesses métodos [33,34].

O código computacional SPECTRA [35], utiliza um método de perturbação que modifica o espectro de entrada até que ele se ajuste aos dados da ativação. A solução é encontrada usando o método dos mínimos quadrados, que minimiza a diferença entre os valores das atividades medidas e calculadas dos detectores de ativação, através da seguinte equação:

$$S^k = \sum_{i=1}^n W_i \left(\frac{A_i - A_i^k}{A_i} \right)^2 + \sum_{j=1}^m \left(\frac{\Phi_j^k - \Phi_j^{k-1}}{\Phi_j^{k-1}} \right)^2 \quad (2.29)$$

Onde,

$$A_i^k = \sum_{j=1}^m \sigma_{i,j} \Phi_j^k$$

Sendo,

- W_i uma função peso;
 K índice que indica saída(output) na k-ésima iteração.

A solução para o espectro é então obtida por um processo iterativo usando o resultado da expressão da minimização desta diferença. O processo de iteração é interrompido quando o erro médio da atividade dos detectores de ativação torna-se menor que um determinado valor definido na entrada de dados do código;

O erro médio da atividade ($ERRE$) para a k-ésima iteração é calculado da seguinte forma:

$$ERRE^k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{A_i - A_i^k}{A_i} \right) \quad (2.30)$$

O código SPECTRA foi desenvolvido após outro código computacional, conhecido como RFSP [36,37]. Esses dois códigos diferem um do outro principalmente pelas relações matemáticas utilizadas no método de solução, onde o método do código RFSP inclui peso nas incertezas. O método de solução destes dois códigos requer inversão da matriz, e é possível obter o espectro em no máximo 100 grupos energia.

Outro código de ajuste de espectro conhecido como CRYSTAL BALL [38] utiliza um método diferente de ajuste. Este método é baseado na aproximação do operador delta de Dirac pela combinação linear dos operadores integrais. A solução do espectro $\Phi_g(E)$ é necessária para minimizar a seguinte expressão:

$$S^2 = \int_0^\infty \left(\frac{d}{dE} \frac{\Phi_g(E)}{\Phi_i(E)} \right)^2 W(E) dE \quad (2.31)$$

Onde,

- $\Phi_i(E)$ é o espectro de entrada;
 $W(E)$ é uma função peso.

O código CRYSTALL BALL utiliza um processo iterativo, que é interrompido se o Desvio Médio Relativo (ADR) for menor que um valor

especificado. O Desvio Médio Relativo para k-ésima iteração é dado pela seguinte expressão:

$$ARD^k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{(A_i - A_i^k)^2}{Var(A_i)} \quad (2.32)$$

A solução do espectro obtida usando este método não é sensível ao espectro de entrada, exceto nas faixas de energia que são pouco cobertas pela resposta dos detectores. É importante notar que este método utiliza a variância das taxas de reação medidas como um fator peso na expressão (2.32), o que consiste em uma vantagem no processo iterativo.

Um terceiro código de ajuste de espectro de nêutrons é o código STAY'SL ^[39]. Este código utiliza o princípio dos mínimos quadrados generalizados, assumindo que as taxas de reação, as seções de choque de grupo e as densidades de fluxo de grupo são variáveis aleatórias, e suas incertezas associadas seguem uma distribuição normal. Para tal é utilizada a seguinte expressão quadrática de minimização:

$$X^2(\Phi, \sigma, A) = \frac{(\Phi^0 - \Phi)^t (\Phi^0 - \Phi)}{V(\Phi^0)} + \frac{(\sigma^0 - \sigma)^t (\sigma^0 - \sigma)}{V(\sigma^0)} + \frac{(A^0 - A)^t (A^0 - A)}{V(A^0)} \quad (2.33)$$

Sendo,

- Φ vetor de saída (solução) dos valores de fluxo de grupo;
- σ matriz de saída das seções de choque de grupo para todas as reações;
- A vetor de saída das taxas de reação baseadas em Φ e σ ,
- $V()$ a matriz covariância dos parâmetros informados dentro dos parênteses;
- 0 denota os valores de entrada;
- t denota matriz transposta.

O método dos mínimos quadrados garante desta forma uma solução verdadeira, utilizando um conjunto de dados de entrada consistente, embora necessite da informação da covariância para todos os parâmetros de entrada.

Assim, a principal desvantagem deste código é a preparação do conjunto de dados de entrada.

O código de ajuste de espectro de nêutrons SANDII ^[29] é outro código de ajuste conveniente para ser utilizado. Embora este código não forneça uma rigorosa solução “*best fit*” que minimize uma expressão de mínimos quadrados, cada passo de iteração do código corresponde a um processo de mínimos quadrados para o logaritmo dos valores da atividade e densidade de fluxo.

O código SANDBP, código este utilizado neste trabalho é uma versão aperfeiçoada do código SAND II. Uma descrição detalhada do código SANDBP é dada no capítulo 4.

Resultados obtidos na literatura de códigos de ajuste indicam o uso de códigos baseados no princípio dos mínimos quadrados generalizados.

2.6 Medidas de Fluxo Térmico e Epitérmico ^[3,40]

A atividade de saturação induzida por nêutrons de energia intermediária e rápida em um detector de nêutrons térmicos pode ser consideravelmente compartilhada do total da atividade de saturação do detector, ou seja, parte da atividade de saturação de uma folha nua (sem cobertura de cádmio) irradiada é devida a nêutrons térmicos e parte a nêutrons epitérmicos. É possível discriminar estas faixas de energia utilizando-se um filtro neutrônico como uma cobertura de cádmio.

O cádmio é um material que possui elevada seção de choque de absorção para nêutrons térmicos e menor para nêutrons epitérmicos. Portanto, coberturas de cádmio com espessura a partir de $\sim 0,75$ mm atuam como filtros que absorvem quase todos os nêutrons ^[42] com energia inferior a 0,5 eV, durante a irradiação, enquanto que a grande maioria dos nêutrons acima desta energia são pouco absorvidos pelo cádmio.

Assim, as taxas de reação podem ser divididas em dois termos, onde o primeiro representa a contribuição dos nêutrons térmicos e o segundo dos nêutrons epitérmicos. Para tal utiliza-se o conceito de Razão de Cádmio.

Para folhas de ativação de mesma massa e espessura a razão de cádmio é definida como a razão entre as atividades de saturação da folha irradiada nua e da folha irradiada com cobertura de cádmio, e é dada por:

$$R_{Cd} = \frac{A_{Nua}^{\infty}}{A_{Cd}^{\infty}} \quad (2.34)$$

ou

$$R_{Cd} = \frac{A_{Nua}^{\infty}}{A_{Cd}^{\infty}} = \frac{A_{ter}^{\infty} + A_{Cd}^{\infty}}{A_{Cd}^{\infty}} = 1 + \frac{A_{ter}^{\infty}}{A_{Cd}^{\infty}}$$

Sendo,

A_{Nua}^{∞} Atividade de saturação total da folha nua irradiada;

A_{ter}^{∞} Atividade de saturação induzida por nêutrons térmicos;

A_{Cd}^{∞} Atividade de saturação da folha irradiada com cobertura de cádmio.

Considerando que o cádmio não é um filtro ideal, ou seja, ele não é totalmente transparente a nêutrons epitérmicos, absorvendo uma pequena fração destes, deve-se fazer a seguinte consideração:

$$A_{Cd}^{\infty} = \frac{A_{epi}^{\infty}}{F_{Cd}} \quad (2.35)$$

Onde F_{Cd} é o fator de cádmio, parâmetro dependente da espessura do cádmio utilizado como cobertura e das características da folha ativada.

Substituindo a expressão (2.35) em (2.34), têm-se:

$$A_{epi}^{\infty} = A_{nua}^{\infty} \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}} \quad (2.36)$$

e. lembrando que $A_{ter}^{\infty} = A_{Nua}^{\infty} - A_{epi}^{\infty}$, tem-se

$$A_{ter}^{\infty} = A_{nua}^{\infty} \left(1 - \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}} \right) \quad (2.37)$$

Substituindo as equações (2.34) e (2.35) na equação (2.19) e considerando-se as seções médias de ativação na faixa térmica e epitérmica obtém-se o fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos: ^[19,27]

$$\Phi_{ter} = \frac{A_{nua}^{\infty} \left(1 - \frac{F_{Cd}}{R_{Cd}} \right)}{N_0 \cdot \bar{\sigma}_{act} \cdot K_{ter}} \quad (2.38)$$

$$\Phi_{epi} = \frac{A_{nua}^{\infty} \cdot F_{Cd}}{N_0 \cdot I_R \cdot K_{epi}} \cdot \ln\left(\frac{E_2}{E_{cd}}\right) \quad (2.39)$$

Sendo,

- K_{ter} fator de perturbação do fluxo térmico;
- K_{epi} fator de perturbação do fluxo epitérmico;
- E_{cd} Energia de corte do Cádmiu;
- E_2 Energia máxima considerada no sistema definida na Integral de ressonância;
- I_R Integral de ressonância;
- $\bar{\sigma}_{act}$ Seção de choque média de ativação

O termo I_R representa a integral de ressonância, ^[3,23] que é definida por:

$$I_R = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma_{act}(E) \frac{dE}{E} \quad (2.40)$$

A integral de ressonância fornece o comportamento da seção de choque de ativação acima da energia de corte do cádmio (E_{Cd}). A integral de ressonância pode ser dividida em duas partes, quais sejam:

- $\sigma_{1/v}(E)$ contribuição devido à característica $1/v$ da seção de choque de ativação;
- $\sigma_r(E)$ contribuição devido às picos de ressonância da seção de choque, que idealmente pode ser obtida pela fórmula de Breit-Wigner.

Para a região epitérmica ($E > E_{Cd}$) a seção de choque média de ativação pode ser calculada fazendo-se a média da seção de choque pelo espectro $\Phi_{epi}(E) \propto 1/E$

$$\bar{\sigma}_{act} = \frac{\int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma_{act}(E) \frac{dE}{E}}{\int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{dE}{E}} = \frac{I_r}{\ln \frac{E_2}{E_{Cd}}} \quad (2.41)$$

Onde I_r é a integral de ressonância definida por:

$$I_r = \int_{E_{Cd}}^{\infty} \sigma_{act}(E) \frac{dE}{E} \approx \int_{E_{Cd}}^{E_2} \sigma_{act}(E) \frac{dE}{E} \quad (2.42)$$

e E_2 é a energia máxima considerada.

Para a região térmica ($E < E_{Cd}$) a seção de choque média de ativação pode ser obtida através da expressão [23]:

$$\bar{\sigma}_{act} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_{act}(E_0) \sqrt{\frac{T_0}{T_n}} \cdot g(T_n) \quad (2.43)$$

Sendo,

$\sigma_{act}(E_0)$ seção de choque de ativação térmica à energia mais provável da

distribuição Maxwelliana (0,0253 eV);

T_0 temperatura correspondente à energia mais provável (293,6 K);

T_n temperatura efetiva dos nêutrons, que nos fornece o desvio da distribuição térmica em relação à Maxwelliana;

$g(T_n)$ fator de Westcott [29], que leva em conta o desvio da seção de choque da forma $1/v$.

No presente trabalho a seção de choque média de ativação na região térmica é avaliada a partir da ponderação dos valores de seção de choque do Ouro no espectro de energia calculado pelo código MCNP-4C no centro do *Flux Trap*. (Vide Anexo I).

Neste trabalho utilizou-se para a folha de Au o valor de 1563 barns [27] para a integral de ressonância na determinação do fluxo de nêutrons epitérmicos.

2.7 Medidas de Fluxo Rápido

Certas reações nucleares, como (n,p), (n,a), (n,n'), ocorrem somente se a energia do nêutron for acima de um limiar. Em muitos casos, estas reações nucleares podem ser utilizadas para determinar o espectro de energia dos nêutrons na região rápida de um reator. Como a densidade de fluxo de nêutrons rápidos e as seções de choque dos detectores de limiar são na maioria dos casos funções complexas da energia do nêutron, para se obter a resposta dos detectores, a forma do espectro de nêutrons deve ser bem conhecida. Devido a essa complexidade são aplicadas algumas simplificações.

A seção de choque de um detector de limiar ideal, por simplificação, pode ser representada por uma função do tipo patamar que é igual a 0 abaixo do limiar de energia E_{limiar} e é igual a σ_0 acima de energia E_{limiar} . Sendo assim, a taxa de reação medida R pode ser obtida da seguinte forma:

$$R = \sigma_0 \int_{E_{limiar}}^E \Phi(E) dE \quad (2.44)$$

Outras formas de aproximação para a obtenção da seção de choque também são aplicadas:

a) A seção de choque média pode ser definida em função do espectro ao qual a folha esta submetida pela expressão:

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma(E) \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \Phi(E) dE} = \frac{R}{\int_0^{\infty} \Phi(E) dE} \quad (2.45)$$

Da equação (2.44), o fluxo de nêutrons rápidos pode ser calculado:

$$\int_0^{\infty} \Phi(E) dE = \frac{R}{\sigma} \quad (2.46)$$

Pode-se definir uma seção de choque efetiva (σ_{eff}) e correspondente limiar de energia efetivo E_{eff} , de tal maneira que a taxa de reação real é dada por:

$$\int_0^{\infty} \Phi(E) \sigma(E) dE = \sigma_{eff} \cdot \int_{E_{eff}}^{\infty} \Phi(E) dE \quad (2.47)$$

Tanto a seção de choque efetiva como o limiar de energia efetivo dependem da forma do espectro de nêutrons do reator. Neste caso o fluxo de nêutrons rápidos acima do limiar de energia efetivo é expresso da seguinte forma:

$$\Phi_{eff}(E_{eff}, \infty) = \frac{\int_0^{\infty} \Phi(E) \sigma(E) dE}{\sigma_{eff}} = \frac{R}{\sigma_{eff}} \quad (2.48)$$

2.8 Fatores de Correção para Perturbação do Fluxo de Nêutrons

As folhas de ativação, devido às suas pequenas dimensões, produzem perturbações no campo neutrônico bem menores que os detectores convencionais. No entanto, quando se deseja obter o valor absoluto do fluxo neutrônico é necessário conhecer os fatores de correção de fluxo, a fim de se determinar o valor do mesmo sem os efeitos de perturbação.

Os fatores de perturbação de fluxo podem ser divididos em dois: Auto-blindagem (G) e depressão de fluxo (H) [2,19,28].

O efeito de auto-blindagem de magnitude bem maior quando comparado à depressão de fluxo, é devido à atenuação do fluxo neutrônico das camadas externas da folha para as internas, provocando uma distribuição de fluxo não homogênea no detector, tendo como consequência uma diminuição na ativação da folha causada pela depressão do fluxo neutrônico em seu interior.

O fator de auto-blindagem é definido como sendo a razão entre o fluxo médio no detector e o fluxo na superfície, e é matematicamente expresso por: [7,19]

$$G = \frac{\bar{\Phi}}{\Phi_s} \quad (2.49)$$

O fator de auto-blindagem térmico pode ser calculado, assumindo um fluxo de nêutrons isotrópicos através da seguinte equação:

$$G_{ter} = \frac{1}{2x} (1 - 2E_3(x)) \quad (2.50)$$

Onde $x = \Sigma_a \cdot esp$, sendo Σ_a = a seção de choque macroscópica média de absorção, esp = a espessura da folha e E_3 é a função exponencial de terceira ordem, que pode ser dada por ^[44]:

$$E_3(x) = \frac{1}{2} \left[e^{-x}(1-x) + x^2 E_1(x) \right] \quad (2.51)$$

Onde E_1 é a função exponencial de primeira ordem e pode ser expandida em série:

$$E_1(x) = x - \frac{x^2}{2.2!} + \frac{x^3}{3.3!} + \dots - \ln(x) - \gamma \quad (2.52)$$

Onde γ é a constante de Euler.

Na região epitérmica a seção de choque de ativação pode ser dividida na componente $1/v$ e, em uma ou mais ressonâncias descritas pela fórmula de Breit-Wigner. A auto-blindagem da parte $1/v$ é desprezível quando comparada com a auto-blindagem ressonante, tendo em vista os altos valores da seção de choque na ressonância.

O fator de auto-blindagem epitérmico ^[45,46,47,48] num campo isotrópico é dado por:

$$G_{epi}(\tau) = \frac{\tau}{2} \int_{\tau/2}^{\infty} z^{-2} e^{-z} (I_0(z) + I_1(z)) dz \quad (2.53)$$

onde $\tau = \Sigma_a \cdot esp$, I_0 e I_1 são as funções de Bessel modificadas de grau zero e grau um, de primeira ordem.

Uma função de aproximação simples para o fator de auto-blindagem epitérmico, válida para quaisquer espessuras é dada por Bensch ^[42]:

$$G_{epi} = \frac{1}{\sqrt{2\Sigma_R d + 1}} \quad (2.56)$$

onde $\Sigma_R = N\sigma_R$ sendo σ_R o valor máximo da seção de choque de ressonância corrigido quanto ao alargamento Doppler da ressonância, N o número de átomos alvo/cm³ e d a espessura do detector.

O efeito de depressão de fluxo se deve ao fato da folha de ativação ocupar um espaço anteriormente ocupado pelo meio moderador; com isso, além da folha não permitir no local a mesma taxa de espalhamento, ela absorve nêutrons, provocando ao seu redor uma depressão no fluxo neutrônico.

O fator de depressão de fluxo H pode ser definido como: ^[7,27]

$$H = \Phi_S / \Phi_M \quad (2.57)$$

Sendo,

Φ_S o fluxo de nêutrons junto à superfície do moderador;

Φ_M o fluxo não perturbado no moderador.

O fator de depressão de fluxo dado pela teoria de transporte pode ser escrito como ^[34]:

$$H(\gamma, \tau) = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{2} - E_3(\tau) \right) g(R, \gamma)} \quad (2.58)$$

onde $\gamma = \frac{\lambda}{\lambda_s}$ é a razão entre o livre caminho médio total e o livre caminho médio

de espalhamento e $g(R, \gamma)$ é o fator de Skyrme modificado por Kitch e Eldridge ^[2] para uma folha na forma de um disco de raio r tal que:

$$g(r, \gamma) = \frac{3}{2} \left(\frac{L}{\gamma} \right) S \left(\frac{2r}{L} \right) - K \left[\left(\frac{2r}{\lambda} \right), \gamma \right] r_g \quad (2.59)$$

sendo L o comprimento de difusão, r_g o fator de correção de Skyrme-Ritch-Eldridge, S a função de Skyrme, é dada por:

$$S(x) = 1 - \frac{4}{x} \int_0^1 e^{-xt} (1-t^2) dt \quad (2.60)$$

onde $x = 2r/L$

Assim, o fator de perturbação de fluxo térmico K_t é dado por, ^[3,19]

$$K_{ter} = G_{ter} H \quad (2.61)$$

e o fator de perturbação epitérmico K_{epi} é dado basicamente pelo fator de auto blindagem ressonante G_{epi} .

Neste trabalho os fatores de auto-blindagem foram calculados pelo método de monte carlo a partir da modelagem das folhas de ativação no *Flux Trap* do núcleo do Reator IPEN/MB-01, utilizando o programa computacional MCNP-4C ^[12], conforme se pode visualizar no Anexo D.

3 - MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo são apresentados os materiais e métodos experimentais utilizados na caracterização neutrônica espacial e energética do *Flux Trap* da configuração 203. A caracterização neutrônica energética se dá junto à posição central enquanto a espacial se dá em várias posições axiais e radiais do núcleo do Reator IPEN/MB-01, conforme podemos visualizar na figura 3.2 e Anexo H.

O Reator IPEN/MB-01 (Anexo A) é um reator experimental de potência zero especialmente projetado para mensurar uma grande variedade de parâmetros da Física de Reatores, objetivando correlacionar teoria ao experimento. Vários dos experimentos realizados no Reator IPEN/MB-01 se tornaram padrões de comparação internacional (“*Benchmark*”). [49,50]

O núcleo do reator em sua configuração padrão retangular consiste de um arranjo de 28x26 varetas combustíveis, enriquecida a 4,3% com um encamisamento de aço inox (304), inseridas dentro de um tanque moderador de água leve. Uma completa descrição do reator pode ser obtida no Anexo A.

3.1 Seleção das Folhas de Ativação

As folhas de ativação a serem utilizadas para medida do espectro devem ser selecionadas de acordo com os seguintes critérios [4,19,27]:

- 1 Folhas com alto grau de pureza, a fim de se evitar interferências nas medidas devido a reações nucleares indesejadas com os elementos contaminantes,
- 2 Elementos de baixa reatividade química (estáveis) quando na fase sólida,
- 3 Folhas de ligas metálicas compostas pelo elemento a ser ativado e materiais inertes a determinadas reações com nêutrons denominadas folhas infinitamente diluídas,
- 4 As folhas devem ter seção de choque de ativação de grande magnitude na faixa de energia dos nêutrons a serem caracterizados para se gerar uma taxa mínima de contagens que permita ao sistema de detecção prover

dados para a obtenção das curvas de decaimento dos radionuclídeos formados,

- 5 Elementos que gerem radioisótopos com meia-vida ideal para passarem pela espectrometria gama,

Antes da irradiação, as folhas devem ser devidamente limpas com álcool isopropílico, a fim de se evitar a contaminação por impurezas que possam ocasionar interferências nas medidas e, em seguida, devem ser pesadas em balança de grande precisão. Suas dimensões são fornecidas por seus fabricantes.

3.2 Característica das Folhas de Ativação

As tabelas 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4 mostram as características dos detectores de ativação utilizados para a obtenção do espectro de nêutrons.

TABELA 3.1 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação térmicos.

Folhas	Reação Nuclear	Faixa de Atuação no Espectro * (MeV)
Sc	$\text{Sc}^{45}(\text{n}, \gamma) \text{Sc}^{46}$	$1,0 \times 10^{-9}$ ____ $1,3 \times 10^{-6}$
Au	$\text{Au}^{197}(\text{n}, \gamma) \text{Au}^{198}$	$1,0 \times 10^{-8}$ ____ $6,3 \times 10^{-6}$

- 90% da Taxa de Reação Nuclear

TABELA 3.2 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação intermediários.

Folhas	Reação Nuclear	Faixa de Atuação no Espectro * (MeV)
Sc	$\text{Sc}^{45}(\text{n}, \gamma) \text{Sc}^{46**}$	$2,5 \times 10^{-7}$ ____ $4,5 \times 10^{-3}$
Au	$\text{Au}^{197}(\text{n}, \gamma) \text{Au}^{198**}$	$2,8 \times 10^{-6}$ ____ $3,0 \times 10^{-5}$

* 90% da Taxa de Reação Nuclear

** Folhas irradiadas com cobertura de cádmio;

TABELA 3.3 - Reações nucleares e faixa de resposta dos detectores de ativação rápidos.

Folhas	Reação Nuclear	Faixa de Atuação no Espectro * (MeV)
In	$\text{In}^{115}(\text{n}, \text{n}') \text{In}^{115\text{m}}$	$1,0 \times 10^0$ ____ $6,7 \times 10^0$
In	$\text{In}^{115}(\text{n}, \text{n}') \text{In}^{115\text{m}**}$	$1,0 \times 10^0$ ____ $6,7 \times 10^0$
Ni	$\text{Ni}^{58}(\text{n}, \text{p}) \text{Co}^{58}$	$1,8 \times 10^0$ ____ $8,2 \times 10^0$

Ni	Ni ⁵⁸ (n,p)Co ^{58**}	$1,8 \times 10^0$ _____ $8,2 \times 10^0$
Ti	Ti ⁴⁷ (n,p) Sc ⁴⁷	$1,8 \times 10^0$ _____ $8,2 \times 10^0$
Ti	Ti ⁴⁷ (n,p) Sc ^{47**}	$1,8 \times 10^0$ _____ $8,2 \times 10^0$
Ti	Ti ⁴⁸ (n,p) Sc ^{48**}	$5,5 \times 10^0$ _____ $1,3 \times 10^{+1}$

* 90% da Taxa de Reação Nuclear

** Folhas irradiadas com cobertura de cádmio;

TABELA 3.4 - Massa e espessura das folhas irradiadas.

Folhas Irradiadas	Massa (g)	Espessura (cm)
1% Au – 99% Al	0,02394	0,02
1% Au – 99% Al *	0,02478	0,02
Sc	0,01843	0,00127
Sc *	0,01848	0,00127
Ti	0,05007	0,00254
Ni	0,10009	0,00254
In	0,04046	0,00127
In *	0,03926	0,00127

* Com cobertura de cádmio de 0,5 mm de espessura.

3.3 Condições das Irradiações

As folhas de ativação são afixadas a uma placa de lucite figura 3.1 a qual possui uma série de rebaixos onde as mesmas são inseridas. O lucite é um material hidrogenado que apresenta característica semelhante à água, o que provoca uma menor perturbação no fluxo de nêutrons no núcleo do reator, quando comparado a uma placa de alumínio (vazio). Essas placas têm dimensões tais que permitem a sua inserção entre os canais do núcleo do reator (espaços entre varetas combustíveis).

O tempo de irradiação foi estimado levando-se em conta a meia-vida do radionuclídeo formado na reação nuclear de interesse e a seção de choque de ativação do alvo irradiado. Em algumas folhas foram utilizadas caixas de cádmio como cobertura, a fim de evitar-se interferência de nêutrons térmicos. As seções de choque de ativação das folhas de ativação formados nas reações nucleares, bem como a meia-vida podem ser vistos na tabela 3.5:

Todas as irradiações foram realizadas à potência de 96 watts considerando a medida do canal 6 (calibrado em potência ^[27]) vide figura A-5 anexo A , as folhas foram posicionadas na posição central do núcleo do reator no

caso da caracterização do espectro, no moderador e as irradiações foram normalizadas entre si, através do registro da contagem do canal 10 do reator, durante o tempo de irradiação, que dista 50,6 cm do núcleo da configuração 203 em relação a sua face leste e trata-se de um detector de Boro-10 operando no modo pulso. Com isso qualquer pequena flutuação na potência do reator de uma irradiação para a outra pode ser corrigida e normalizada. No caso do *Flux Trap*, como as diferentes configurações alteraram a distribuição de fluxo no interior do núcleo o canal 10 serviu de fato como um canal de medida da potência, pois o canal 6 não detectou corretamente as alterações das configurações do núcleo devido a sua proximidade da placa matriz do núcleo do reator. Assim, apesar de fixarmos a corrente elétrica do canal 6 no valor correspondente a 96 watts ($0,69 \times 10^{-5}$ A), o canal 10 nos mostra que a potência de irradiação das folhas de Au-Al é de aproximadamente 68 watts via o processo de normalização (contagens do canal 10) entre as irradiações.

FIGURA 3.1 - Ilustração da placa de lucite e das posições dos encaixes dos detectores de ativação e as suas respectivas cotas.

Tabela 3.5 - Meia-vida dos produtos formados e tempo de irradiação dos detectores

Reação Nuclear/Produto Formado	Tempo de Irradiação (horas)	Meia-Vida dos Produtos Formados (horas)
$\text{Au}^{197}(\text{n},\gamma) \text{Au}^{198}$	1 h	64,56
$\text{Au}^{197}(\text{n},\gamma) \text{Au}^{198*}$	1 h	64,56
$\text{Sc}^{45}(\text{n},\gamma) \text{Sc}^{46}$	1 h	2011,92
$\text{Sc}^{45}(\text{n},\gamma) \text{Sc}^{46*}$	1 h	2011,92
$\text{Ti}^{47}(\text{n},\text{p}) \text{Sc}^{47}$	3 h	44
$\text{Ni}^{58}(\text{n},\text{p}) \text{Co}^{58}$	2 h	1728
$\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}') \text{In}^{115\text{m}}$	1 h	4,5
$\text{In}^{115}(\text{n},\text{n}') \text{In}^{115\text{m}*}$	1 h	4,5

*Folhas irradiadas com cobertura de cádmio.

3.4 Correções Experimentais

Durante as irradiações dos detectores de ativação, devem-se realizar algumas correções experimentais, devido à rampa de subida de potência, ao fator de normalização das irradiações obtidas pelo canal 10 da instrumentação nuclear, que monitora pequenas diferenças de potências durante a irradiação e entre irradiações distintas.

3.4.1 Fator de Normalização

Devido às pequenas variações de potência existentes entre as diversas operações de irradiações dos detectores de ativação, é necessário normalizar a condição de todas as irradiações ^[19,20,27].

Este fator é calculado através de aquisições de contagens do canal 10 da instrumentação nuclear, a cada 5 minutos de irradiação em tempos de aquisição de 6 segundos.

O fator de normalização F_n é obtido pela expressão (3.1):

$$F_n = \frac{\overline{C_i}}{\overline{C}} \quad (3.1)$$

onde $\bar{C}_i$ é a média das contagens registradas pelo canal 10 durante a operação que se tem o objetivo de normalizar e $\bar{C}$ é a média das médias das contagens de todas as operações que serão normalizadas.

A figura 3.2 mostra a posição de irradiação das amostras, bem como a configuração do núcleo do reator utilizada em todas as irradiações.

Durante as irradiações as barras de controle do reator foram mantidas inseridas em posições equidistantes do núcleo do reator, objetivando manter constante a distribuição espacial do fluxo de nêutrons ao longo do comprimento ativo do detector B-10 do canal 10, bem como da posição de irradiação das folhas.

3.4.2 Fator de Rampa

A rampa de subida de potência do reator varia de irradiação para irradiação, sendo assim é necessário descontar a contribuição na taxa de reação induzida nas folhas de ativação.

Matematicamente o fator de rampa é expresso por ^[19,20]:

$$F_r = \frac{\frac{1}{\lambda \left(e^{\frac{T_r}{T}} \right) (1 - e^{-\lambda t})}}{\frac{1}{\lambda \left(e^{\frac{T_r}{T}} \right) (1 - e^{-\lambda t}) + W}} \quad (3.2)$$

$$W = \frac{T}{(1 + \lambda T) \lambda \left(e^{\frac{T_r}{T}} \right) (e^{-\lambda t}) - (e^{-\lambda T_r})} \quad (3.3)$$

onde,

- T Período de subida de potência,
- λ Constante de decaimento do radionuclídeo formado,
- T_r tempo de subida da rampa de potência,
- t tempo de irradiação do detector de ativação.

LEGENDA:

- Vareta Combustível
- Vareta Absorvedora de Controle
- Vareta Absorvedora de Segurança
- Posição de Irradiação das Folhas de Ativação
- Placa de Lucite

FIGURA 3.2 - Representação da Configuração 203 do Núcleo.

Por simplicidade pode-se utilizar a equação 3.4, que deriva das equações 3.2 e 3.3 e apresenta resultados muito próximos ao das equações mencionadas:

$$F_r = \frac{1}{1 + \frac{T}{t}} \quad (3.4)$$

O tempo de subida da rampa de potência foi obtido através de um cronômetro, após a mudança dos canais de controle do reator de partida para potência. Assim, o cronômetro é acionado em 100 miliwatts e travado na potência de irradiação. O período correspondente a rampa de subida de potência é determinado através da seguinte equação:

$$T = \frac{T_r}{\ln\left(\frac{P}{P_0}\right)} \quad (3.5)$$

Sendo,

P potência final de irradiação (100 W),

P_0 potência inicial em que se dá início a cronometragem (100 mW)

T_r Tempo de subida da rampa de potência cronometrado entre P_0 e P .

A figura 3.3 ilustra o comportamento da subida de potência em função do tempo.

3.4.3 Correção para Auto-Absorção

Outra importante correção, que se aplica aos detectores de ativação irradiados, é a correção quanto ao fenômeno de auto-absorção gama. Esta correção é realizada através da seguinte expressão:

$$F_{abs} = \frac{1}{T} \quad (3.6)$$

onde,

$$T = \frac{S \left(1 - e^{-\frac{\mu m}{\rho S}} \right)}{(\mu/\rho)m} \quad (3.7)$$

Sendo,

f_{abs} o fator de auto-absorção gama;

μ o coeficiente de atenuação linear;

S a área superficial da folha;

ρ a densidade do material da folha;

m a massa da folha;

μ/ρ Coeficiente de atenuação de massa

FIGURA 3.3 – Rampa de subida de potência em função do tempo

3.5 Espectrometria Gama

Após a irradiação, as folhas de ativação são levadas ao laboratório, para se realizar a espectrometria gama das mesmas, e determinar a taxa de contagem ao término da irradiação, parâmetro diretamente proporcional a atividade da folha neste mesmo período de tempo. Para tal, utiliza-se um sistema de contagem composto de um detector semicondutor de germânio hiper puro com eficiência intrínseca de 40 % e eletrônica associada (amplificador, fonte de alta tensão, multicanal e microcomputador). O sistema é calibrado em energia usando fontes radioativas padrões de Eu-152, Ba-133, Co-60, Cs-137, e sua estabilidade e qualidade são testados rotineiramente com fontes padrões, como também são

realizados testes estatísticos como por exemplo o qui-quadrado. É utilizado na análise dos espectros gama o programa Maestro ^[51].

3.5.1 Cálculo da Eficiência do Sistema de Detecção HPGe para as Folhas Irradiadas

Foi obtida a curva de Eficiência a partir da fonte radioativa padrão de Eu-152, para a 6ª e 7ª gaveta do sistema de detecção HPGE, respectivamente distantes do detector, 5,9 cm e 6,9 cm, pois estas foram as utilizadas. Tal fonte possuía uma atividade de 13,3 kBq em 01 de março de 1991. A eficiência de um sistema de detecção pode ser expressa matematicamente por:

$$\varepsilon = \frac{\lambda C e^{\lambda t_e}}{A \cdot I \cdot (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (3.7)$$

onde,

ε é a eficiência do sistema para o material irradiado,

λ é a constante de decaimento,

C é o número de contagens líquidas no fotopico de interesse,

I é a abundância gama do fotopico de interesse

t_e é o tempo de espera para contagem (intervalo de tempo entre o término da irradiação e o início das contagens no detector),

A é a atividade da fonte,

t_c é o tempo de contagem no detector.

Considerando que o t_c e o t_e são parâmetros definidos na estratégia do experimento e que λ , A e I são obtidos por meio de bibliotecas de dados nucleares, torna-se simples o cálculo da eficiência. A fim de simplificar o cálculo das incertezas dos valores da eficiência pode-se fazer uma aproximação expandindo o termo $e^{-\lambda t_c}$ em série de Taylor, até a 1ª ordem, conforme descrito abaixo.

$$e^{-\lambda t_c} = 1 - \lambda t_c \quad \therefore \quad (1 - e^{-\lambda t_c}) = \lambda t_c \quad \rightarrow \quad t_c = LT(LiveTime) \quad \therefore \quad 1 - e^{-\lambda t_c} = LT \cdot \lambda$$

Esta aproximação pode ser feita considerando que na maioria dos casos o tempo de contagem é muito menor que a meia vida dos radionuclídeos, ou seja, considera-se que a atividade do detector é constante durante o tempo de contagem.

Após as devidas substituições a equação da eficiência pode ser reescrita por:

$$\varepsilon = \frac{C \cdot e^{\lambda t_e}}{A \cdot I \cdot LT} \quad (3.8)$$

O cálculo das incertezas pode ser realizado então, usando o método matemático de propagação de erros, conforme a equação dada a seguir:

$$\left(\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_c}{C}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_I}{I}\right)^2 + (\sigma_{\lambda t_e})^2 \quad (3.9)$$

Onde σ_i representa o desvio-padrão de cada grandeza apresentada na equação (3.8).

FIGURA 3.4 – Curva de Eficiência da 6ª gaveta com fonte de Eu-152.

FIGURA 3.5 – Curva de Eficiência da 7ª gaveta com fonte de Eu-152

As figuras 3.4 e 3.5 mostram a curva de eficiência para a 6ª e 7ª gavetas do sistema de detecção, obtidas através da fonte radioativa de Eu-152.

3.5.2 Espectrometria Gama das Folhas Irradiadas

Após a irradiação e retirada da placa de lucite do núcleo do reator, a folha é removida do dispositivo e levada para contagem no sistema de detecção HPGe, por meio do qual é obtida a taxa de contagens líquidas do fotopico de interesse, parâmetro diretamente proporcional à atividade da folha irradiada no mesmo período de tempo. Após determinada a atividade das folhas, é possível determinar a atividade de saturação por núcleo alvo, um dos principais parâmetros que deve ser informado na entrada do código SANDBP.

3.5.3 Determinação dos Parâmetros de Entrada do Código SANDBP ^[18]

Na entrada do código devem ser especificados uma série de parâmetros como: o tipo de iteração realizada, a quantidade de folhas irradiadas, a descrição das folhas, o número de grupos de energia do espectro, o número

limite de iterações, os critérios de descarte (quando deve parar o processo iterativo), as extrapolações para as regiões térmica e rápida (quando utilizadas), o tratamento das incertezas (método de Monte Carlo) e principalmente o espectro de entrada e as atividades de saturação por núcleo alvo.

Os espectros de entrada foram obtidos através dos códigos MCNP-4C e XSDRNPM em 620 grupos de energia. Utilizou-se para tanto a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VII.0 ^[14].

É de extrema importância que os espectros de entrada, calculados pelos códigos MCNP-4C e XSDRNPM, estejam o mais próximo possível da realidade física do problema.

A figura 3.6 mostra o espectro diferencial de entrada utilizado no código SANDBP obtido via cálculo pelo código XSDRNPM em 620 grupos de energia e a figura 3.7 mostra o espectro de nêutrons calculado pelo MCNP-4C em unidades relativas em percentuais normalizadas pelo fluxo total em 620 grupos de energia.

Para determinar a atividade de saturação por núcleo alvo da amostra (folha de ativação) irradiada, é necessário conhecer o número de núcleos alvos presentes na mostra, que é dado por:

$$N_0 = \frac{N_a}{A} \cdot m \cdot f_{iso} \quad (3.10)$$

Sendo,

N_a o número de Avogrado,

m a massa da folha,

f_{iso} a fração isotópica do material irradiado,

A o peso atômico.

Dividindo a equação 2.29 pela equação 3.10 e introduzindo-se os fatores de correção Fr e Fn que se referem a fatores de correção devido a rampa de subida de potência durante a irradiação das folhas e ao fator de normalização monitorado pelo canal 10 da instrumentação nuclear, obtém-se a atividade de saturação por núcleo-alvo ^[19,27]:

$$\frac{A^\infty}{N_0} = \frac{(C - BG) \cdot e^{\lambda t_e}}{I \cdot \varepsilon \cdot t_c \cdot (1 - e^{-\lambda t_i})} \cdot \frac{A}{N_a \cdot m \cdot f_{iso}} \cdot \frac{Fr}{Fn} \quad (3.11)$$

FIGURA 3.6 – Espectro de nêutrons da posição central do *Flux Trap* da configuração 203 em 621 pontos correspondente aos 620 grupos de energia no formato diferencial calculado pelo XSDRNPM

Figura 3.7 – Espectro de nêutrons em 640 grupos de energia calculado pelo MCNP-4C em unidades relativas percentuais obtidas pela normalização dos fluxos nos grupos pelo fluxo total

3.6 Análise das Incertezas Experimentais

O cálculo das incertezas das atividades de saturação das folhas irradiadas pode ser determinado aplicando-se o método de propagação de erros na equação 2.29 [52].

$$\frac{\sigma A^\infty}{A^\infty} = \sqrt{\left(\frac{\sigma \lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(C-BG)}{C-BG}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(e^{\lambda t_e})}{e^{\lambda t_e}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(1-e^{-\lambda t})}{1-e^{-\lambda t}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(1-e^{-\lambda t_c})}{1-e^{-\lambda t_c}}\right)^2} \quad (3.12)$$

A fim de simplificar o cálculo da incerteza, pode-se utilizar o mesmo raciocínio descrito no item 3.5.1, expandindo em série de Taylor o termo $(1 - e^{-\lambda t_c})$ da equação 2.29, e por praticidade faremos o termo $(C-BG) = C'$, que é o número de contagens líquidas, já descontada a radiação de fundo (background), sendo assim a equação 2.29 pode ser reescrita da seguinte forma [19,27].

$$A^\infty = \frac{C' \cdot e^{\lambda t_e}}{\varepsilon \cdot I \cdot t_c \cdot (1 - e^{-\lambda t})} \quad (3.13)$$

Após as simplificações, a incerteza da atividade de saturação pode ser expressa da seguinte forma:

$$\frac{\sigma A^\infty}{A^\infty} = \sqrt{\left(\frac{\sigma C'}{C'}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(e^{\lambda t_e})}{e^{\lambda t_e}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(1-e^{-\lambda t})}{1-e^{-\lambda t}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(t_c)}{t_c}\right)^2} \quad (3.14)$$

Os erros percentuais relativos aos tempos são estimados como sendo a metade da menor divisão dos cronômetros. Assim,

$$\left(\frac{\sigma(e^{\lambda t_e})}{e^{\lambda t_e}}\right)^2, \left(\frac{\sigma(1-e^{-\lambda t})}{1-e^{-\lambda t}}\right)^2, \left(\frac{\sigma(t_c)}{t_c}\right)^2 \ll 0,1\%$$

Considerando que os erros percentuais relativos aos tempos são menores que 0,1%, estes são desprezados. Desta forma a equação (3.11) passa a ser escrita:

$$\frac{\sigma A^\infty}{A^\infty} = \sqrt{\left(\frac{\sigma C'}{C'}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma I}{I}\right)^2} \quad (3.15)$$

Na equação (3.15) o valor de σA^∞ é facilmente calculado, considerando que a taxa de contagens líquidas, sua incerteza, bem como a eficiência e incerteza, são obtidos experimentalmente, através da espectrometria gama e a abundância gama e sua incerteza associada são obtidas através da literatura nuclear ^[10,53].

O cálculo da incerteza da atividade de saturação por núcleo alvo é realizado através do mesmo procedimento, ou seja, neste caso diferenciando a equação (3.11) em relação aos termos que compõe sua fórmula, para isso pode-se escrevê-la:

$$\frac{A^\infty}{N_0} = \frac{A^\infty}{m} K \quad (3.16)$$

Onde K é uma constante. Assim diferencia-se a equação (3.13):

$$\sigma\left(\frac{A^\infty}{N_0}\right) = \left(\frac{A^\infty}{N_0}\right) \sqrt{\left(\frac{\sigma A^\infty}{A^\infty}\right)^2 + \left(\frac{\sigma \cdot m}{m}\right)^2} \quad (3.17)$$

4 - O CÓDIGO SANDBP ^[18]

4.1 Introdução

O código computacional SANDBP ^[17,18] foi desenvolvido no Instituto de Técnicas Nucleares da Universidade Técnica de Budapeste e é uma versão modificada e aperfeiçoada do código SAND-II ^[28]. O código SANDBP pode ser usado para determinar o espectro de nêutrons pelo método de ativação por múltiplas folhas. O código faz o ajuste do espectro por meio de um processo de iteração de ajuste, iniciando o processo a partir de um espectro de entrada (inicial). A solução apropriada do espectro será atingida após certo número de iterações, quando as atividades de saturação calculadas comparadas às medidas estiverem apresentando certos desvios especificados na entrada do código. A faixa de energia da solução do espectro é representada por no máximo 640 intervalos de energia e pode-se incluir a possibilidade de calcular a atenuação de fluxo das folhas cobertas com materiais como cádmio, boro e ouro. O código também calcula diferentes funções resposta da solução do espectro e também permite uma análise das incertezas através do método de Monte Carlo, gerando a matriz covariância da solução do espectro de nêutrons ^[18].

4.2 Procedimento Matemático

O código SANDBP utiliza um algoritmo de ajuste iterativo, dado por:

$$\Phi_j^{k+1} = \Phi_j^k e^{C_j^k} \quad j=1,...,m \quad (4.1)$$

Sendo:

$$C_j^k = \frac{\sum_{i=1}^n w_{ij}^k \ln\left(\frac{A_i}{A_i^k}\right)}{\sum_{i=1}^n w_{ij}^k}$$

Onde,

Φ_j^k é o espectro de nêutrons na k-ésima iteração, no j-ésimo intervalo de energia,

C_j^k é o termo de correção de fluxo na k-ésima iteração, para o j-ésimo grupo

A_i^k é a atividade de saturação calculada para o i-ésimo detector, na k-ésima iteração do espectro

m é o número de intervalos de energia,

n é o número de detectores utilizados.

O termo W_{ij}^k é a função peso, que leva em conta as incertezas das atividades e seções de choque, e é expressa matematicamente por:

$$W_{ij}^k = \frac{A_{ij}^k}{A_i^k F_{ij}}$$

$$A_{ij}^k = \Phi_j^k \sigma_{ij}$$

$$A_i^k = \sum_{j=1}^m A_{ij}^k$$

$$F_{ij} = \left[(\delta A_i)^n (\delta \sigma_{ij})^l \right]$$

Onde,

σ_{ij} é a seção de choque do i-ésimo detector medida no j-ésimo intervalo de energia,

δA_i é o desvio padrão do valor da atividade de saturação,

$\delta \sigma_{ij}$ é o desvio padrão do valor da seção de choque,

l e n são índices da função peso F_{ij} , e cada um deles pode assumir os valores 0,1 ou 2.

O desvio padrão dos valores da atividade medida para calculada é obtido após cada iteração e expressos em porcentagem, conforme segue:

$$DEV_{\%}^k = \left[\frac{\sum_{i=1}^n RD_i^2}{n-1} \right]^{1/2} \cdot 100, \quad RD_i = \left(\frac{A_{im} - A_{ic}^k}{A_{ic}^k} - 1 \right) \cdot 100 \quad (4.2)$$

Sendo,

A_{ic}^k a atividade de saturação calculada para a i-ésima folha detectora na k-ésima iteração,

A_{im} a atividade medida no i-ésimo detector.

Para mensurar as incertezas dos dados, o termo DEV pode ser expresso pelo intervalo de confiança, utilizando a seguinte substituição:

$$CD_i = \frac{RD_i}{\delta A_{im}} \quad (4.3)$$

Desta forma, é possível levar em conta (“pesar”) o desvio-padrão da atividade de saturação por núcleo alvo medida.

A iteração é interrompida quando o valor do desvio padrão for menor que o valor especificado na entrada do código. É possível ainda introduzir outros parâmetros de controle, como o número máximo de iterações.

O código utiliza ainda o método de análise de incertezas Monte Carlo para calcular a matriz covariância da solução do espectro. Neste cálculo, os valores das atividades de saturação por núcleo alvo especificadas na entrada do código, bem como o espectro de entrada e as seções de choque são modificados, assumindo-se que estas quantidades seguem uma distribuição normal, dada por:

$$A_i^r = A_i + g \delta A_i \quad i=1, \dots, n \quad (4.4)$$

Onde,

A_i^r é o r-ésimo valor da i-ésima atividade A_i medida,

δA_i é o desvio padrão da i-ésima atividade,

g é o número da distribuição normal padrão.

$$\Phi_j^r = \Phi_j + g \delta \Phi_j \quad j=1, \dots, m \quad (4.5)$$

Onde,

Φ_j^r é o r-ésimo valor do j-ésimo grupo,

$\delta\Phi_j$ é o desvio padrão de Φ_j .

$$\sigma_{ij}^r = \sigma_{ij} + g\delta\sigma_{ij} \quad i=1,\dots,n ; j= 1,\dots,m \quad (4.6)$$

Onde,

σ_{ij}^r é o r-ésimo valor da i-ésima reação da seção de choque, para o j-ésimo grupo de energia ,

$\delta\sigma_{ij}$ é o desvio padrão de σ_{ij} .

O código calcula então a covariância da solução do espectro, que é dada por:

$$S_{ji} = \frac{\sum_{r=1}^k \Phi_j^r \Phi_i^r}{K} - \frac{\left(\sum_{r=1}^k \Phi_j^r \right) \left(\sum_{r=1}^k \Phi_i^r \right)}{K^2} \quad (4.7)$$

Sendo,

S_{ji} a covariância entre os valores do espectro,

Φ_j^r o espectro do j-ésimo grupo,

Φ_i^r o espectro do i-ésimo grupo,

r o resultado mostrado na r-ésima execução do Monte Carlo,

K o número de execuções.

O código possibilita ainda a execução do método de Monte Carlo para calcular a chamada “A melhor das soluções”(GOS – *Goodness of the solution*), ou seja, os melhores valores para cada grupo de energia. Este resultado mostra o quanto a solução do espectro depende do espectro de entrada.

O cálculo destes valores significa uma análise sensitiva especial que determina a sensibilidade dos coeficientes do espectro de saída para o de entrada. O código varia somente o espectro de entrada e dos dados resultantes calcula os valores “GOS”, que são dados por:

$$GOS = \frac{d\Phi_{out}}{d\Phi_{in}} \quad (4.8)$$

O código oferece diferentes saídas dos resultados (outputs) do ajuste do espectro de nêutrons e análise das incertezas, como exemplo: Tabelas resumindo os resultados das iterações intermediária e final, a solução do espectro em diferentes grupos de energia, a covariância, matriz correlação e os valores “GOS”.

Comparado com outros códigos existentes para ajuste de espectro de nêutrons e análise de incertezas o SANDBP apresenta certas vantagens e desvantagens. Uma importante vantagem é o fato de que o algoritmo iterativo é baseado no método dos mínimos quadrados. O código oferece ainda uma conversão rápida para a solução e exige menor esforço na preparação dos dados de entrada (input). Outros códigos que são baseados no método dos mínimos quadrados, como o (STAY'SL^[39]), por exemplo, requerem uma inversão da matriz e mais tempo de cálculo, além de exigirem informações completas da covariância na entrada do código. O código SANDBP não requer uma informação da covariância na entrada para o processo de ajuste. Outra vantagem é a possibilidade de pesar os valores das incertezas das medidas de taxa de reação e seção de choque no processo de iteração.

5 - MÉTODO DE MONTE CARLO

O método de Monte Carlo é um processo estatístico de simulação que utiliza amostragem repetida para determinar as propriedades de algum fenômeno.

Utilizado-se desse método pode-se obter parâmetros físicos a partir de médias da simulação de múltiplas amostragens de um determinado evento

O método é útil para obtenção de soluções numéricas para problemas que são muito complicados para resolver analiticamente.

Devido ao crescente aumento do poder de computação e da obtenção de funções de distribuição de probabilidade muito representativas do problema físico, o método de Monte Carlo pode ser aplicado em diversas áreas científicas com ênfase para a física de transporte partículas e radiações em aplicações como cálculo de blindagens e física neutrônica.

5.1 Código MCNP-4C

Neste método estatístico as características das partículas como, por exemplo, fluxos de nêutrons, são estimados por amostragem de um grande número de histórias individuais das partículas cujas trajetórias são simuladas digitalmente através de um computador.

Neste trabalho utiliza-se o código computacional MCNP (*Monte Carlo N Particles*) na versão 4C para solucionar problemas através do método de Monte Carlo. Neste código é possível modelar a geometria do problema em questão como, por exemplo, o núcleo de um reator nuclear e calcular grandezas de interesse à Física de Reatores. Para a modelagem, o código simula diversas estruturas geométricas tais como planos, cilindros, esferas, etc. que são utilizadas para constituir o problema em questão. Juntamente com a parte geométrica é necessário simular as características nucleares dos materiais que preenchem estas geometrias usando bibliotecas de dados nucleares ^[14].

A título de exemplo, no Anexo D, estão detalhadas duas modelagens do núcleo do reator IPEN/MB-01 (*Flux Trap* da Configuração de núcleo 203) visando a obtenção do fator de auto-blindagem na folha de escândio.

5.2 Fator de Cádmiu – F_{cd} ^[41]

O fator de cádmio, F_{cd} , utilizado neste trabalho foi calculado pelo MCNP-4C utilizando a biblioteca de dados nucleares ENDF/B-VI e em especial para o elemento cádmio foi utilizada a biblioteca JENDL ^[55]. Para esta análise foi simulada a configuração 203 do núcleo do reator IPEN/MB-01. Para Obter uma boa estatística de contagem foi simulada uma casca cilíndrica com 37,5 mm de diâmetro e espessura igual a do detector correspondente a 0,02 mm. Foi simulado um diâmetros maior que o detector real, mas na região assintótica do fluxo, devido ao diminuto tamanho dos detectores de ativação que gerariam baixíssima estatística de contagem. Dois casos foram calculados, sendo o primeiro caso para uma casca cilíndrica com cobertura de cádmio e o segundo caso para uma casca cilíndrica nua. Em ambos os casos são de interesse a obtenção da taxa de reação devido aos nêutrons epitérmicos.

Assim, aplicando a equação:

$$F_{cd} = \frac{A_{epit}^{\infty}}{A_{cd}^{\infty}} \quad (5.1)$$

Onde:

A_{epit}^{∞} é a taxa de reação para nêutrons acima da energia de junção entre o espectro térmico e intermediário (E_j) em um detector nu e A_{cd}^{∞} é a taxa de reação de um detector coberto com cádmio acima da energia de corte (E_{cd}). O resultado obtido pelo MCNP-4C para o fator de cádmio foi

$$F_{cd} = 1,0867 \pm 2,78 \, \%.$$

Este resultado foi obtido para 400 ciclos com 300.000 histórias gerando um total de 120.000.000 milhões de histórias.

5.3 Auto- Blindagem da folha Escândio

5.3.1 Folha de Escândio sem Cobertura de Cádmi

Para o cálculo da auto-blindagem foi considerado duas folhas de escândio com densidades diferentes. Uma considerando a densidade natural do elemento de $2,99 \text{ g cm}^{-3}$ e outra diluída em 10^5 vezes. Os grupos de energia considerados para serem amostrados foram de 0 a 0,55 eV e acima de 0,55 eV. O cálculo da auto-blindagem para a faixa térmica é obtido pela expressão:

$$G_{nua} = \frac{R_{dil}}{R_{norm}} \quad (5.2)$$

Onde, R_{dil} é a taxa de reação nuclear por núcleo alvo da folha diluída e R_{norm} é a taxa de reação nuclear por núcleo alvo da folha normal.

O valor obtido para a auto-blindagem da folha de Sc nua (G_{nua}) na região térmica é de:

$$G_{nua} = 0,9074 \pm 0,27\%.$$

5.3.2 Folha de Escândio com Cobertura de Cádmi

O valor obtido para a auto-blindagem epitérmica da folha de SC coberta com cádmio (G_{cd}) é de

$$G_{Cd} = 0,98131 \pm 4,28\% .$$

Esses valores corrigem os valores de atividade de saturação por núcleo alvo (entradas do código SANDBP), quanto aos efeitos de auto-blindagem do fluxo de nêutrons, nas folhas de escândio, quando de suas irradiações no interior do *Flux Trap*. As folhas de Ouro por serem infinitamente diluídas não necessitaram desta correção.

5.4 Cálculo dos Espectros de Nêutrons

O código do MCNP-4C também foi utilizado para calcular o espectro de nêutrons exatamente no centro da armadilha de nêutrons da configuração 203, conforme poderemos ver no próximo capítulo 6. No anexo D está detalhada uma

modelagem básica da configuração 203 do núcleo do reator IPEN/MB-01, utilizada para obtenção de vários dos parâmetros necessários para a realização deste trabalho. Na linha do código relativa às faixas de energia dos nêutrons (Definição do *Tally**-cartão e4), no caso do cálculo do espectro de nêutrons, são discriminados exatamente os mesmos 640 grupos de energia que foram utilizados no código XSDRPM para cálculo dos fluxos relativos nesses grupos.

**Tally é uma instrução utilizada pelo código MCNP-4C referente aos dados que são gerados na saída do código*

6 - RESULTADOS E CONSIDERAÇÕES

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos da medida da distribuição espacial do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos no interior da armadilha de nêutrons (*Flux Trap*) a partir da irradiação de folhas de ouro infinitamente diluídas, bem como a medida da distribuição energética dos nêutrons, a partir da irradiação de folhas de ativação de diversos materiais diferentes em sua posição central.

As várias configurações de *Flux Trap* estudadas podem ser vistas no Anexo B, bem como as condições operacionais das mesmas no Anexo C.

6.1 Comparações entre as Configurações de Armadilhas de Nêutrons

A tabela 6.1 mostra os valores de taxas de reação nuclear de captura radioativa térmica e epitérmicas induzidas em folhas de ouro irradiadas nuas e cobertas com caixas de cádmio, junto à posição central das configurações das armadilhas de nêutrons (*Flux Trap*) analisadas, bem como as respectivas razões de cádmio. A tabela 6.2 mostra os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos calculados utilizando-se das atividades de saturação obtidas na tabela 6.1. As atividades de saturação térmica e epitérmica foram obtidas utilizando-se as equações 2.25, 2.36 e 2.37. Verifica-se que a configuração 203 apresenta a maior razão de cádmio entre todas as configurações de armadilhas. É essa a configuração eleita para ser caracterizada neutronicamente em suas distribuições energéticas e espaciais.

6.2 Comparação entre a Configuração 203 e a Configuração Padrão

Retangular

A tabela 6.3 mostra os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos na posição central da configuração 203, ou seja, no interior da armadilha de nêutrons, em relação aos fluxos da configuração padrão retangular que consiste de um arranjo de 28x26 varetas combustíveis na mesma posição (sem armadilha de nêutrons). Verifica-se que a razão entre os fluxos de nêutrons térmicos das

duas configurações é de $4,50 \pm 7,84\%$, portanto, observa-se que houve um aumento significativo do fluxo de nêutrons térmicos no centro da armadilha da configuração 203 em relação à configuração padrão.

Tabela 6.1 - Comparação entre as atividades de saturação térmicas e epitérmicas das diversas armadilhas de nêutrons e as respectivas razões de cádmio.

Configuração	Atividade de saturação térmica ($A^{\infty}_{\text{térmica}}$) (s^{-1})	Atividade de saturação epitérmica ($A^{\infty}_{\text{epitérmica}}$) (s^{-1})	Razão de Cádmio (R_{cd})
203	$2,70967 \cdot 10^5 \pm 2,38 \%$	$7,39940 \cdot 10^4 \pm 2,38\%$	$4,66 \pm 3,37 \%$
201	$2,81346 \cdot 10^5 \pm 2,38 \%$	$8,84747 \cdot 10^4 \pm 2,38\%$	$4,18 \pm 3,36 \%$
197	$2,97247 \cdot 10^5 \pm 2,38 \%$	$1,01211 \cdot 10^5 \pm 2,38 \%$	$3,94 \pm 3,37 \%$
195	$2,35795 \cdot 10^5 \pm 2,38 \%$	$1,25184 \cdot 10^5 \pm 2,38 \%$	$2,88 \pm 3,37\%$

Tabela 6.2 - Comparação entre os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos das diversas configurações de núcleo com as armadilhas de nêutrons.

Configuração	Codificação da armadilha	Fluxo Térmico (nêutrons/cm ² s)	Fluxo Epitérmico (nêutrons/cm ² s)	Razão entre os fluxos
203	FT 6x6 octagonal	$2,8945 \cdot 10^9 \pm 3,44 \%$	$8,8458 \cdot 10^8 \pm 4,12 \%$	$3,18 \pm 5,37 \%$
201	FT 6x6 losango	$2,7720 \cdot 10^9 \pm 3,89 \%$	$1,073 \cdot 10^9 \pm 4,12 \%$	$2,58 \pm 5,66 \%$
197	FT 4x4	$2,8028 \cdot 10^9 \pm 4,06 \%$	$1,2277 \cdot 10^9 \pm 4,12 \%$	$2,29 \pm 5,79 \%$
195	FT 2x2	$1,48973 \cdot 10^9 \pm 5,93\%$	$1,51514 \cdot 10^9 \pm 4,12\%$	$9,83 \pm 7,22\%$

Tabela 6.3 - Comparação entre os fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos das configurações padrão retangular e 203 na Posição central do *Flux-Trap* (FT).

Energia (MeV)	Fluxo de nêutrons integral – Armadilha Conf. 203 ($n / cm^{-2} s$)	Fluxo de nêutrons integral configuração padrão retangular [27] * ($n / cm^{-2} s$)	Razão entre os fluxos Φ Armadilha e Φ padrão
$\Phi_{\text{térmico}} < 0,55 \cdot 10^{-6}$	$2,8945 \cdot 10^9 \pm 3,44 \%$	$6,4282 \cdot 10^8 \pm 7,05 \%$	$4,50 \pm 7,84 \%$
$\Phi_{\text{epitérmico}} 0,55 \cdot 10^{-6}$ a $1,05$	$8,8458 \cdot 10^8 \pm 4,12 \%$	$1,189 \cdot 10^9 \pm 1,44 \%$	$0,74 \pm 4,36\%$
Φ_{Total}	$3,7791 \cdot 10^9 \pm 5,36\%$	$1,832 \cdot 10^9 \pm 8,97 \%$	$2,06 \pm 10,44 \%$

* Arranjo de 28x26 varetas combustíveis (680 varetas combustíveis, 24 de controle e 24 de segurança).

* Valores normalizados em potência para a taxa de contagem do canal 10.

Os dados dos fluxos de nêutrons térmico e intermediário da configuração padrão mostrados na tabela 6.3 foram obtidos da dissertação de Gonçalves ^[27] para a potência de operação do reator de 106 watts. Para efeito de comparação os valores de potência e fluxo de nêutrons foram normalizados em função das taxas de contagem do canal 10 (boro-10).

A seção de choque térmica média de ativação das folhas de ouro utilizadas para o cálculo do fluxo de nêutrons térmicos (configuração 203) foi obtida a partir da ponderação dos valores de seção de choque do ouro (Biblioteca ENDF-B.VII.0) no espectro de nêutrons obtido pelo código MCNP-4C, conforme metodologia descrita no anexo I. O valor encontrado para a seção de choque de ativação média do ouro é de 85,12 barns. Apenas para título de comparação a seção de choque média de ativação do ouro, na mesma posição central da configuração padrão retangular do núcleo, utilizada por Gonçalves ^[27] é de 73,69 barns.

6.3 Caracterização Energética do Espectro Neutrônico

6.3.1 Comparação dos Espectros Gerados pelo MCNP-4C e o XSDRNPM

A figura 6.1 mostra a comparação entre os espectros calculados pelos códigos MCNP-4C e XSDRNPM. Esse gráfico apresenta a distribuição dos fluxos normalizados pelos fluxos totais, colapsados em 50 grupos de energia cujos dados estão na tabela E-1 no anexo E. A tabela E-1 do anexo gerou o gráfico da figura 6.1 que mostra os fluxos expressos em percentual do fluxo total (normalizados a 100%) nos grupos de energia. Dos dados da tabela E-1 do anexo E calculam-se os totais em percentuais dos fluxos térmicos e epitérmicos e as razões entre esses fluxos de nêutrons. Esses valores estão apresentados na tabela 6.4. Contata-se pelos dados da citada tabela que existe uma diferença entre as razões dos fluxos térmicos e epitérmicos e, ao se interpolar os fluxos calculados com os dados das atividades de saturação experimentais por meio do código SANDBP, os espectros desdobrados apresentam diferenças. As diferenças dos espectros são decorrentes das diferentes metodologias de cálculo.

Figura 6.1 - Comparação entre os espectros calculados pelos códigos MCNP-4C e XSDRNPM colapsados em 50 grupos de energia sendo os fluxos nos grupos normalizados pelos respectivos fluxos totais de nêutrons (espectros no formato histograma)

Tabela 6.4 - Comparação entre os totais percentuais dos fluxos de nêutrons Térmicos, Intermediários e Rápidos calculados pelos códigos XSDRNPM e MCNP-4C e os desdobrados pelo SANDBP/XSDRNPM e SANDBP/MCNP-4C colapsados nos grupos térmico, intermediário e rápido.

Fluxo de Nêutrons	(%) XSDRNPM	(%) SANDBP/ XSDRNPM	(%) MCNP-4C	(%) SANDBP/ MCNP
Térmico (Φ_{th}) 0 a 0,55 eV	73,60 %	66,15%	68,29%	64,60%
Intermediário (Φ_{int}) 0,55 eV a 0,1 MeV	14,64 %	19,30 %	17,88 %	21,24 %
Rápido (Φ_f) 0,1 a 16 MeV	11,76 %	14,55 %	13,83 %	14,16 %
Φ_{th} / Φ_{int}	5,03	3,42	3,81	3,04

6.3.2 Desdobramento do Espectro Neutrônico Efetuado pelo SANDBP com o Espectro de Entrada Calculado pelo código MCNP-4C

A figura 6.2 mostra o espectro neutrônico obtido pelo SANDBP junto à posição central do *Flux Trap* colapsado em 50 grupos de energia, onde foi utilizado como dado de entrada do citado código o espectro calculado pelo código MCNP-4C, e o espectro neutrônico calculado pelo MCNP-4C, colapsado nos mesmos 50 grupos. Os dados geradores desse gráfico estão na tabela F-1 no Anexo F.

Figura 6.2 - Comparação entre o espectro calculado pelo código MCNP-4C e o espectro desdobrado pelo SANDBP/MCNP-4C ambos colapsados em 50 grupos de energia no formato histograma.

Na tabela 6.4 pode-se comparar a modificação dos valores dos fluxos de nêutrons térmico, intermediário e rápido devido ao desdobramento computado pelo SANDBP ao ser utilizado como entrada do código o espectro calculado pelo MCNP-4C. Verifica-se que o fluxo de nêutrons térmico desdobrado pelo SANDBP diminuiu percentualmente de 68,29% para 64,60%, enquanto que o fluxo de nêutrons intermediário aumentou de 17,88% para 21,24% e o fluxo de nêutrons rápido aumentou de 13,83% para 14,16%.

A figura 6.3 mostra a comparação gráfica dos valores dos fluxos de nêutrons diferenciais calculadas pelo SANDBP/MCNP-4C em 51 pontos correspondentes a 50 intervalos de energia e o espectro calculado pelo MCNP-4C nos mesmos pontos. Os dados dos fluxos diferenciais do MCNP-4C foram obtidos em função dos percentuais de fluxo diferenciais ponderados pelo valor do somatório dos fluxos diferenciais nos 51 pontos calculados pelo SANDBP/MCNP-4C.

Observa-se nessa representação que o ajuste gerou uma distribuição de fluxos calculados pelo SANDBP/MCNP-4C (desdobramento) muito próxima da distribuição inicial do MCNP-4C.

Figura 6.3 - Comparação gráfica entre o espectro de nêutrons desdobrado pelo SANDBP/MCNP-4C e o espectro calculado pelo MCNP-4C ambos no formato diferencial e em 51 pontos correspondentes a 50 intervalos de energia.

A figura 6.4 mostra a representação gráfica do espectro gerado pelo SANDBP/MCNP-4C no formato grupos de energia por fluência por unidade de letargia em 50 grupos de energia.

A tabela 6.5 mostra os dados obtidos pelo desdobramento com o SANDBP/MCNP-4C utilizando-se do cartão MONTE CARLO do SANDBP que gera as variâncias nos fluxos diferenciais. Foram executados 50 processamentos que correlacionados resultaram nos dados das variâncias da tabela 6.5.

Figura 6.4 – Espectro gerado pelo desdobramento SANDBP/ MCNP-4C em 50 grupos de energia no formato unidades de fluxo por unidade de letargia

6.3.3 Desdobramento do Espectro Neutrônico Efetuado pelo SANDBP com Espectro de Entrada Calculado pelo XSDRNPM (SANDBP/XSDRNPM).

A figura 6.5 mostra a comparação gráfica entre o espectro neutrônico obtido pelo SANDBP junto à posição central do *Flux Trap* colapsado em 50 grupos de energia utilizando como espectro de entrada o código citado (SANDBP/XSDRNPM), e o espectro calculado pelo XSDRNPM.

O espectro de nêutrons desdobrado modificou o espectro de nêutrons calculado pelo XSDRNPM sendo que o fluxo de nêutrons térmico diminuiu de 72,48% para 64,53%, o fluxo de nêutrons intermediário aumentou de 16,47% para 19,19% e o fluxo de nêutrons rápido aumentou de 12,99% para 16,27%.

A figura 6.6 mostra a distribuição de fluxo de nêutrons diferencial desdobrada pelo SANDBP/XSDRNPM e o XSDRNPM em 51 pontos de energia. Verifica-se que o ajuste gerou mudanças um pouco mais significativas nas regiões térmica e intermediária do espectro neutrônico quando comparada com o desdobramento feito com o espectro gerado pelo MCNP-4C.

Tabela 6.5 – Fluxos diferenciais e os respectivos erros obtidos pela aplicação do método de Monte Carlo aos desdobramentos feitos pelo SANDBP/MCNP-4C executando-se o código por 50 vezes consecutivas.

Pontos	Energia (MeV)	Fluxo Diferencial nêutrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$	Erro	Erro percentual
1	1,0000E-010	3,9670E+015	7,3080E+013	1,84%
2	1,0000E-009	1,5010E+016	1,7320E+014	1,15%
3	1,0000E-008	3,0910E+016	3,3160E+014	1,07%
4	2,8000E-008	2,1980E+016	2,0770E+014	0,94%
5	7,6000E-008	8,7140E+015	1,1690E+014	1,34%
6	1,1500E-007	1,7260E+015	2,2560E+013	1,31%
7	2,5500E-007	2,7090E+014	3,9150E+012	1,45%
8	5,5000E-007	1,0600E+014	1,7060E+012	1,61%
9	1,2750E-006	3,1870E+013	3,8120E+011	1,20%
10	2,8000E-006	1,2930E+013	4,2610E+010	0,33%
11	6,3000E-006	5,6040E+012	9,4160E+010	1,68%
12	1,3500E-005	3,5490E+012	5,4730E+010	1,54%
13	3,0000E-005	1,4760E+012	1,9220E+010	1,30%
14	6,9000E-005	6,3080E+011	7,9700E+009	1,26%
15	1,3500E-004	3,5070E+011	4,5750E+009	1,30%
16	2,2000E-004	2,0070E+011	2,4700E+009	1,23%
17	3,6000E-004	1,1850E+011	1,6120E+009	1,36%
18	5,7500E-004	7,2690E+010	9,9690E+008	1,37%
19	9,6000E-004	4,0160E+010	5,2270E+008	1,30%
20	1,6000E-003	3,1680E+010	4,5690E+008	1,44%
21	2,7000E-003	2,0150E+010	3,7760E+008	1,87%
22	4,5000E-003	1,2610E+010	2,5810E+008	2,05%
23	7,2000E-003	7,5740E+009	1,1300E+008	1,49%
24	1,2000E-002	4,8290E+009	9,7570E+007	2,02%
25	1,9000E-002	3,0610E+009	5,2700E+007	1,72%
26	3,2000E-002	1,9730E+009	3,6950E+007	1,87%
27	5,2500E-002	1,3310E+009	2,5120E+007	1,89%
28	8,8000E-002	9,2840E+008	1,6100E+007	1,73%
29	1,3500E-001	7,2650E+008	1,3530E+007	1,86%
30	1,9000E-001	5,9350E+008	1,0020E+007	1,69%
31	2,5500E-001	5,1960E+008	9,4030E+006	1,81%
32	3,2000E-001	3,9470E+008	6,0190E+006	1,52%
33	4,0000E-001	3,0490E+008	3,8020E+006	1,25%
34	5,0000E-001	2,6670E+008	3,7760E+006	1,42%
35	6,0000E-001	2,3670E+008	3,4260E+006	1,45%
36	7,2000E-001	2,0830E+008	2,5860E+006	1,24%

Pontos	Energia (MeV)	Fluxo Diferencial nêutrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$	Erro	Erro percentual
37	8,4000E-001	1,5550E+008	2,0700E+006	1,33%
38	1,0000E+000	1,3260E+008	1,5600E+006	1,18%
39	1,4000E+000	1,1610E+008	1,3690E+006	1,18%
40	1,8000E+000	1,0660E+008	9,6630E+005	0,91%
41	2,3000E+000	8,5980E+007	9,4380E+005	1,10%
42	2,9000E+000	4,6870E+007	4,1930E+005	0,89%
43	3,7000E+000	2,8640E+007	3,1730E+005	1,11%
44	4,5000E+000	1,9050E+007	1,6940E+005	0,89%
45	5,5000E+000	9,6680E+006	1,0700E+005	1,11%
46	6,7000E+000	3,8450E+006	4,1430E+004	1,08%
47	8,2000E+000	1,1600E+006	1,4540E+004	1,25%
48	1,0000E+001	2,7520E+005	3,5250E+003	1,28%
49	1,2500E+001	3,5130E+004	4,9800E+002	1,42%
50	1,6000E+001	2,6280E+003	3,7270E+001	1,42%
51	2,0000E+001	0,0000E+000	0,0000E+000

Figura 6.5 - Gráfico comparativo entre o espectro calculado pelo código XSDRNPM e o espectro desdobrado pelo SANDBP/XSDRNPM no formato histograma ambos em 50 grupos de energia.

A figura 6.7 mostra graficamente o desdobramento do fluxo de nêutrons gerado pelo SANDBP/XSDRNPM em 50 grupos energia por unidades de fluxo por unidade de letargia.

A tabela 6.6 mostra os dados obtidos pelo desdobramento com o SANDBP/XSDRNPM utilizando-se do cartão MONTE CARLO do SANDBP que gera as variâncias nos fluxos diferenciais. Foram executados 50 processamentos que correlacionados resultaram nos dados das variâncias da tabela 6.6.

Figura 6.6 - Comparação gráfica entre o espectro de nêutrons desdobrado pelo SANDBP/XSDRNPM e o espectro calculado pelo XSDRNPM ambos no formato diferencial e em 51 pontos correspondentes a 50 intervalos de energia.

Figura 6.7 - Espectro gerado pelo desdobramento SANDBP/XSDRNPM em 50 grupos energia no formato unidades de fluxo por unidade de letargia.

6.3.4 Comparação entre SANDBP/XSDRNPM e SANDBP/ MCNP-4C

A figura 6.8 mostra a comparação entre as distribuições de fluxo de nêutrons calculadas pelo código SANDBP utilizando os espectros de nêutrons calculados pelos códigos MCNP-4C e o XSDRNPM. Verifica-se que as duas distribuições de fluxo têm diferenças em algumas regiões do espectro neutrônico. Ao compararmos os dados da tabela 6.4 verificamos que a razão entre os fluxos de nêutrons térmicos e intermediários da configuração 203 calculados pelo programa de desdobramento de espectro SANDBP, utilizando-se como espectro de entrada o XSDRNPM e o MCNP-4C, são de 3,42 e 3,04, respectivamente. Esses valores mostram que existem diferenças não desprezíveis entre os dois desdobramentos apesar do gráfico não apresentar essas diferenças de forma expressiva.

Tabela 6.6 – Fluxos diferenciais e os respectivos erros obtidos pela aplicação do método de Monte Carlo aos desdobramentos feitos pelos SANDBP/XSDRNPM executando-se o código por 50 vezes consecutivas.

Pontos	Energia (MeV)	Fluxo Diferencial (nêutrons cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹)	Erro	Erro percentual
1	1,00E-010	4,19E+019	7,35E+017	1,755%
2	1,00E-009	1,55E+020	2,13E+018	1,370%
3	1,00E-008	3,28E+020	3,19E+018	0,971%
4	2,80E-008	2,25E+020	1,89E+018	0,840%
5	7,60E-008	7,73E+019	1,02E+018	1,322%
6	1,15E-007	1,57E+019	1,79E+017	1,140%
7	2,55E-007	3,30E+018	5,03E+016	1,522%
8	5,50E-007	1,04E+018	1,43E+016	1,378%
9	1,28E-006	3,29E+017	4,17E+015	1,267%
10	2,80E-006	1,29E+017	4,31E+014	0,333%
11	6,30E-006	5,75E+016	8,87E+014	1,544%
12	1,35E-005	3,40E+016	4,24E+014	1,247%
13	3,00E-005	1,27E+016	1,81E+014	1,431%
14	6,90E-005	5,44E+015	6,88E+013	1,264%
15	1,35E-004	3,44E+015	5,00E+013	1,452%
16	2,20E-004	1,98E+015	2,48E+013	1,252%
17	3,60E-004	1,08E+015	1,56E+013	1,440%
18	5,75E-004	5,91E+014	8,31E+012	1,405%
19	9,60E-004	3,71E+014	5,89E+012	1,587%
20	1,60E-003	2,20E+014	3,37E+012	1,533%
21	2,70E-003	1,38E+014	2,20E+012	1,594%
22	4,50E-003	1,17E+014	2,24E+012	1,911%
23	7,20E-003	7,31E+013	1,32E+012	1,804%
24	1,20E-002	4,55E+013	8,06E+011	1,772%
25	1,90E-002	2,89E+013	4,90E+011	1,696%
26	3,20E-002	1,87E+013	3,26E+011	1,745%
27	5,25E-002	1,28E+013	2,44E+011	1,906%
28	8,80E-002	9,01E+012	1,54E+011	1,713%
29	1,35E-001	7,02E+012	1,16E+011	1,659%
30	1,90E-001	6,97E+012	1,17E+011	1,674%
31	2,55E-001	6,21E+012	9,58E+010	1,544%
32	3,20E-001	3,84E+012	6,46E+010	1,684%
33	4,00E-001	2,95E+012	3,85E+010	1,307%
34	5,00E-001	2,68E+012	3,78E+010	1,412%

Pontos	Energia (MeV)	Fluxo Diferencial (nêutrons cm ⁻² s ⁻¹ MeV ⁻¹)	Erro	Erro percentual
35	6,00E-001	2,36E+012	2,70E+010	1,143%
36	7,20E-001	2,15E+012	2,89E+010	1,342%
37	8,40E-001	1,60E+012	2,48E+010	1,554%
38	1,00E+000	1,32E+012	1,79E+010	1,359%
39	1,40E+000	1,19E+012	1,23E+010	1,029%
40	1,80E+000	1,09E+012	1,15E+010	1,060%
41	2,30E+000	8,71E+011	8,26E+009	0,948%
42	2,90E+000	4,67E+011	4,44E+009	0,951%
43	3,70E+000	2,78E+011	3,07E+009	1,105%
44	4,50E+000	1,87E+011	1,88E+009	1,005%
45	5,50E+000	9,76E+010	9,18E+008	0,940%
46	6,70E+000	3,81E+010	3,95E+008	1,038%
47	8,20E+000	1,15E+010	1,25E+008	1,084%
48	1,00E+001	2,74E+009	3,92E+007	1,428%
49	1,25E+001	3,46E+008	5,12E+006	1,479%
50	1,60E+001	2,59E+007	3,83E+005	1,479%
51	2,00E+001	0,00E+000	0,00E+000	0,000%

6.3.5 Comparação dos Fluxos Neutrônicos nos Grupos Térmico, Epitérmico e Rápido entre SANDBP/XSDRNPM, SANDBP/ MCNP-4C e o Cálculo Convencional dado pelas Folhas de Ativação de Ouro.

A tabela 6.7 mostra a comparação entre os fluxos de nêutrons térmicos, epitérmicos (entre 0,55 eV 1,05 MeV) e rápidos (acima de 1,05MeV) ajustados pelo programa SANDBP, utilizando-se como entradas do código os espectros gerados pelos códigos XSDRNPM e MCNP-4C, colapsados em 620 grupos, e também os dados obtidos utilizando-se da metodologia de cálculo convencional por folhas de ativação de ouro infinitamente diluídas (1% Au – 99% Al) denominada por técnica de análise por ativação.

Figura 6.8 - Comparação entre os espectros desdobrados pelo SANDBP/MCNP-4C e pelo SANDBP/XSDRNPM (formato histograma)

Tabela 6.7 - Comparação entre os fluxos neutrônicos calculados pelo SANDBP/XSDRNPM, SANDBP/MCNP e Convencional

Faixas de Energia dos Fluxos	Convencional * (nêutrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	SANDBP-XSDRNPM (nêutrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	SANDBP-MCNP (nêutrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)
Térmico 0 a 0,55 eV	$2,8945 \cdot 10^9 \pm 3,44\%$	$2,4537 \cdot 10^9$	$2,4220 \cdot 10^9$
de 0,55 eV a 1,05 MeV	$8,8458 \cdot 10^8 \pm 4,12\%$	$1,0557 \cdot 10^9$	$1,1412 \cdot 10^9$
acima de 1,05 MeV		$3,0508 \cdot 10^8$	$3,0480 \cdot 10^8$
Soma dos Fluxos	$3,7791 \cdot 10^9 \pm 5,36\%$	$3,8145 \cdot 10^9$	$3,8680 \cdot 10^9$

* Folhas de Ativação de Au infinitamente diluídas (1% Au – 99% Al)

Observa-se na tabela 6.7 que os fluxos totais (soma) têm pequenas diferenças sendo que método convencional de ativação de folhas divide o fluxo de nêutrons em dois grupos, quais sejam o térmico e o epitérmico, mas o processo de desdobramento apresenta fluxos acima de 1,05 MeV.

6.4 Análise dos Desdobramentos

6.4.1 SANDBP com input espectro XSDRNPM

A tabela 6.8 mostra os dados finais do ajuste efetuado pelo SANDBP com espectro calculado pelo XSDRNPM onde verifica-se que o valor calculado do desvio padrão (DEV) das atividades de saturação por núcleo alvo é de 6,62% e o ajuste foi efetuado em apenas duas iterações significando que o espectro gerado pelo XSDRNPM colapsado em 50 intervalos foi muito pouco alterado pelo ajuste do SANDBP representando que o espectro de entrada calculado pelo XSDRNPM está próximo da realidade física. A tabela 6.9 mostra os fluxos desdobrados pelo SANDBP/XSDRNPM por intervalos de energia.

Tabela 6.8 – Valores das atividades de saturação por núcleo alvo A^∞ / N_{at} medidas e calculadas, e os desvios dos valores medidos para os calculados pelo desdobramento SANDBP/XSDRNPM

Reação Nuclear	Valores das Atividades de Saturação por Núcleo Alvo		Desvio dos Valores Medidos para os Calculados.	
	Medidos ***	Calculados	(%)	(Conf) **
$Sc^{45}(n,\gamma) Sc^{46*}$	$1,076.10^{-15}$	$9,839.10^{-16}$	9,8	4,01
$Sc^{45}(n,\gamma) Sc^{46}$	$4,978.10^{-14}$	$5,756.10^{-14}$	-13,52	-3,02
$Ti^{47}(n,p) Sc^{47}$	$8,294.10^{-17}$	$8,095.10^{-18}$	2,46	0,53
$Ni^{58}(n,p)Co^{58}$	$4,917.10^{-17}$	$4,765.10^{-17}$	3,19	0,61
$In^{115}(n,n') In^{115m*}$	$8,321.10^{-17}$	$8,140.10^{-17}$	2,23	0,40
$In^{115}(n,n') In^{115m}$	$8,021.10^{-17}$	$8,234.10^{-17}$	2,6	-0,47
$Au^{197}(n,\gamma) Au^{198*}$	$8,626.10^{-14}$	$8,845.10^{-14}$	-2,48	-1,04
$Au^{197}(n,\gamma) Au^{198}$	$3,011.10^{-13}$	$2,972.10^{-13}$	1,34	0,56
Desvio Padrão Total			6,62	1,99

* Folhas com cobertura de cádmio;

** Razão entre o desvio entre a medida e o cálculo e o desvio padrão da medida.

*** Valores medidos para a potência de 100 watts (canal 6), estimados em 70,47 W pelo canal 10 e $64,57 \pm 8,73$ W pela técnica de análise por ruído neutrônico ao nível de confiança estatística de 3σ (99%)

Tabela 6.9 – Fluxos de nêutrons por intervalos de energia obtido pelo desdobramento SANDBP/XSDRNPM

Energia (MeV)	Fluxos de nêutrons por grupos (nêutrons cm ⁻² s ⁻¹)
$>1.10^{-10}$	$3,8145.10^9$
$< 0,20.10^{-6}$	$2.3051.10^9$
$< 0,56.10^{-6}$	$2.4537.10^9$
$> 0,1$	$3.0508.10^9$
$>0,4$	$4.4176.10^8$
$>0,5$	$4.1210.10^8$
$>1,0$	$3.0508.10^8$

6.4.2 SANDBP com input espectro MCNP-4C

A tabela 6.10 mostra os dados do ajuste efetuado pelo SANDBP com entrada do MCNP-4C, onde verifica-se que o valor calculado do desvio padrão (DEV) das atividades de saturação por núcleo alvo é de 5,62% e o ajuste foi efetuado em apenas três iterações significando que o espectro gerado pelo MCNP-4C colapsado em 50 grupos foi muito pouco alterado pelo ajuste do SANDBP, representando que o espectro de entrada está próximo da realidade física. A tabela 6.11 mostra os fluxos neutrônicos desdobrados pelo SANDBP/MCNP-4C por grupos de energia. A tabela 6.12 mostra os dados dos fluxos em intervalos de energia e os seus respectivos erros calculados, aplicando o método de MONTE CARLO (opção do código SANDBP) processando o código 50 vezes consecutivas.

6.5 Caracterização espacial do espectro neutrônico

A figura 6.9 representa a distribuição de fluxos térmicos e epitérmicos na direção radial do núcleo do reator na sua posição central. Observa-se que os fluxos de nêutrons térmicos aumentam no centro da armadilha enquanto os fluxos de nêutrons intermediários se mantêm constantes. Fora da armadilha a distribuição apresenta a queda característica devido ao *geometric buckling*, isso é

a perda de nêutrons decorrente da fuga de nêutrons do núcleo do reator. Os dados para a geração desse gráfico estão na tabela 6.13.

A figura 6.10 mostra a distribuição axial do fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos na região central da armadilha de nêutrons. Observa-se que o fluxo de nêutrons térmicos é sempre maior que os fluxos epitérmicos diferentemente da distribuição na configuração padrão retangular, onde os fluxos epitérmicos são sempre maiores que os fluxos térmicos. Novamente observa-se a curvatura na distribuição dos fluxos de nêutrons devido a perda de nêutrons para fora do sistema (núcleo do reator). A tabela 6.14 mostra os dados geradores da figura 6.10.

No anexo G são apresentados os valores de fluxo de nêutrons com as respectivas seções de choque de ativação do ouro utilizadas e potência de operação do reator em que as mesmas foram irradiadas na configuração de núcleo 203 (Anexo B – figura B-7).

Tabela 6.10 - Valores das atividades de saturação por núcleo alvo A^∞ / N_{at} medidas e calculadas, e os desvios dos valores medidos para os calculados pelo desdobramento SANDBP/MCNP-4C

Reação Nuclear	Valores das Atividades de Saturação por Núcleo Alvo A^∞ / N_{at}		Desvio dos Valores Medidos para os Calculados .	
	Medidos	Calculados	(%)	(Conf) **
$Sc^{45}(n,\gamma) Sc^{46*}$	$1,076.10^{-15}$	$1,012.10^{-16}$	6,32	2,71
$Sc^{45}(n,\gamma) Sc^{46}$	$4,978.10^{-14}$	$5,611.10^{-14}$	-11,29	-2,52
$Ti^{47}(n,p) Sc^{47}$	$8,294.10^{-17}$	$8,126.10^{-18}$	2,07	0,45
$Ni^{58}(n,p)Co^{58}$	$4,917.10^{-17}$	$4,787.10^{-17}$	2,71	0,52
$In^{115}(n,n') In^{115m*}$	$8,321.10^{-17}$	$8,143.10^{-17}$	2,18	0,39
$In^{115}(n,n') In^{115m}$	$8,021.10^{-17}$	$8,238.10^{-17}$	-2,64	-0,48
$Au^{197}(n,\gamma) Au^{198*}$	$8,626.10^{-14}$	$8,850.10^{-14}$	-2,54	-1,07
$Au^{197}(n,\gamma) Au^{198}$	$3,011.10^{-13}$	$2,919.10^{-13}$	3,17	1,33
Desvio Padrão Total			5,44	1,58

* Folhas com cobertura de cádmio;

** Razão entre o desvio entre a medida e o cálculo e o desvio padrão da medida.

Tabela 6.11 – Fluxos de nêutrons por intervalos de energia obtido pelo desdobramento SANDBP/MCNP-4C

Energia (MeV)	Fluxos de nêutrons por grupos (nêutrons cm ⁻² s ⁻¹)
>1.10 ⁻¹⁰	3,8680.10 ⁹
< 0,20.10 ⁻⁶	2,2812.10 ⁹
< 0,56.10 ⁻⁶	2,4220.10 ⁹
> 0,1	6,2032.10 ⁸
>0,4	4,4259.10 ⁸
>0,5	4,1176.10 ⁸
>1,0	3,0480.10 ⁸

Tabela 6.12 – Fluxos de nêutrons por intervalos de energia SANDBP/MCNP-4C e seus respectivos erros calculados pelo método de MONTE CARLO

Energia (MeV)	Fluxos de nêutrons por grupos (nêutrons cm ⁻² s ⁻¹)	Erro	Erro %
>1.E-10	3,8472E+9	1,3447E+7	0,35%
<0,2E-6	2,2753E+9	1,1578E+7	0,51%
<0,56E-6	2,4139E+9	1,1419E+7	0,47%
>0,1	6,1479E+8	3,1449E+6	0,51%
>0,4	4,954E+8	1,8442E+6	0,42%
>0,5	4,0905E+8	1,6884E+6	0,41%
>1,0	3,410E+8	1,1724E+6	0,39%

Figura 6.9 - Caracterização espacial dos Fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos na direção radial da região central da armadilha de nêutrons .

Figura 6.10 - Caracterização espacial dos Fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos na direção axial da região central da armadilha de nêutrons.

Tabela 6.13 - Dados dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos nas posições radiais na configuração 203 a potência de 96 Watts (canal 6) (a, b)

Posição Radial (mm)	Fluxo Térmico (nêutrons cm ⁻² s ⁻¹)	Erro	Fluxo Epitérmico (nêutrons cm ⁻² s ⁻¹)	Erro
27,75	2,852E+08	± 1,224E+07	5,6847E+08	± 2,9704E+07
125,075	4,291E+08	± 3,432E+07	9,1979E+08	± 5,6563E+07
222,4	2,811E+09	± 3,990E+07	9,4117E+08	± 5,2201E+07
319,725	4,870E+08	± 2,306E+07	9,2500E+08	± 5,0599E+07
417,05	3,149E+08	± 1,452E+07	5,7303E+08	± 3,1345E+07

a Potência estimada pelo canal 10: 67,84 watts.

b Potência dada pela Técnica de Análise de Ruído Neutrônico ^[58,59]: (61,15± 8,28) watts ao nível de confiança estatística de 3σ (99%).

Tabela 6.14 – Dados dos fluxos de nêutrons térmicos e epitérmicos nas posições axiais na configuração 203 a potência de 96 Watts (canal 6) (a, b)

Posição Axial (mm)	Fluxo Térmico (nêutrons cm ⁻² s ⁻¹)	Erro	Fluxo Epitérmico (nêutrons cm ⁻² s ⁻¹)	Erro
91	9,459E+08	± 1,489E+07	2,8250E+08	± 1,5455E+07
182	1,904E+09	± 2,837E+07	6,3245E+08	± 3,4597E+07
273	2,710E+09	± 4,147E+07	8,5529E+08	± 4,6782E+07
364	2,811E+09	± 3,990E+07	9,4117E+08	± 5,2201E+07
455	2,615E+09	± 3,387E+07	8,6580E+08	± 5,0338E+07
546	1,868E+09	± 3,024E+07	6,0302E+08	± 3,1455E+07
637	8,111E+08	± 1,297E+07	2,6869E+08	± 1,3621E+07

a Potência estimada pelo canal 10: 67,84 watts.

b Potência dada pela Técnica de Análise de Ruído Neutrônico ^[58,59]: (61,15± 8,28) watts ao nível de confiança estatística de 3σ (99%).

7 - CONCLUSÃO

Comparando-se os fluxos térmicos da configuração padrão com a configuração 203 na posição central do núcleo do reator IPEN/MB-01 pela tabela 6.2, verifica-se que a armadilha de nêutrons tem funcionalidade prática, pois o valor do fluxo térmico aumentou $4,50 \pm 7,84\%$ vezes para um mesmo nível de potência de operação do reator. A tabela 6.2 mostra que mesmo aumentando a seção radial do *Flux Trap* (removendo mais varetas), o fluxo de nêutrons térmicos não apresentou um aumento muito significativo entre as configurações 195, 201 e 203 e que o fluxo intermediário diminuiu de forma significativa quanto maior a seção radial da armadilha, devido à absorção de nêutrons pela água. Portanto, analisando as configurações estudadas, vê-se que a mais eficiente das três configurações é a 203, por apresentar o fluxo de nêutrons térmicos de amplitude um pouco maior que as demais e a maior razão de cádmio entre todas as configurações pesquisadas junto a posição central da armadilha de nêutrons. Por esta razão optamos por caracterizá-la neutronicamente ao medirmos a distribuição energética e espacial de nêutrons em seu interior.

O desvio padrão entre as atividades de saturação (taxa de reação nuclear) por núcleo alvo medidas e as atividades calculadas pelo código SANDBP, ajustado a partir do espectro calculado pelo código XSDRNPM é de 6,62 %.

Pode-se verificar do capítulo anterior que ao se colapsar os dados de fluxo de nêutrons obtidos pelo XSDRNPM e SANDBP (usando o XSDRNPM como entrada), em dois grupos de energia, grupo térmico e grupo epitérmico há uma diminuição do fluxo térmico de 7,45%, um aumento do fluxo intermediário de 4,66% e um aumento de 2,79% do fluxo rápido (tabela 6.4) .

O desvio padrão entre as atividades por núcleo alvo medidas e as atividades calculadas pelo código SANDBP ao se utilizar como dados de entrada o espectro calculado pelo código MCNP-4C é de 5,44 %.

Pode-se verificar que ao se colapsar os dados de fluxo calculados pelos códigos MCNP-4C e SANDBP (usando o MCNP-4C como entrada) em 2

grupos (térmico e epitérmico) há uma diminuição do fluxo térmico de 3,69%, um aumento do fluxo intermediário de 3,36% e um aumento de 0,33% do fluxo rápido (tabela 6.4).

Assim, verifica-se que os espectros de nêutrons de entrada gerados pelos códigos XSDRNPM e MCNP-4C estão em boa concordância com o espectro de nêutrons do reator obtidos pelo código SANDBP a partir da irradiação dos vários detectores de ativação.

Os valores absolutos de fluxo integral de nêutrons do Reator IPEN/MB-01 na posição central da armadilha de nêutrons, no moderador, foram obtidos através do código SANDBP e apresentam ótima concordância com os valores obtidos pelas folhas de ativação infinitamente diluídas de ouro junto à posição central (vide tabela 6.4). Os valores de fluxo de nêutrons fornecidos pela saída do SANDBP foram divididos em três grupos de energia quais sejam: grupo térmico ($< 0,56$ eV) que pode ser aproximado por uma distribuição maxwelliana, a região intermediária (0,56 eV à 1,0 MeV) que tem a forma $1/E$ e a região rápida ($> 1,0$ MeV), que pode ser representada pelo espectro de Watt.

Podemos ver os resultados dos fluxos de nêutrons nos citados grupos a seguir:

a) Para os fluxos de nêutrons obtidos pelo SANDBP, tendo como dado de entrada o fluxo de nêutrons calculado pelo XSDRNPM, obteve-se os seguintes valores:

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{térmico}} (E > 0,56 \text{ eV}) &= 2,44 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \pm 0,46 \% \\ \Phi_{\text{Intermediário}} &= 1,07 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \pm 1,04 \% \\ \Phi_{\text{rápido}} (E > 1,0 \text{ MeV}) &= 3,05 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \pm 0,35 \% \\ \Phi_{\text{total}} &= 3,82 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \pm 0,32 \%\end{aligned}$$

b) Para os fluxos de nêutrons calculados pelo SANDBP tendo como espectro de entrada o fluxo de nêutrons calculado pelo MCNP-4C, obteve-se os seguintes valores:

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{térmico}} (E > 0,56 \text{ eV}) &= 2,41 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \pm 0,35 \% \\ \Phi_{\text{Intermediário}} &= 1,09 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \pm 1,62 \% \\ \Phi_{\text{rápido}} (E > 1,0 \text{ MeV}) &= 3,41 \cdot 10^8 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \pm 0,39 \% \\ \Phi_{\text{total}} &= 3,85 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s} \pm 0,35 \%\end{aligned}$$

Estes resultados, conforme demonstrado no capítulo 6, são inteiramente compatíveis com as medidas de fluxo de nêutrons térmicos e epitérmicos obtidos junto à posição central do *Flux Trap* (configuração 203), obtidos a partir da irradiação de folhas de ouro infinitamente diluídas (1% Au-99% Al) na potência de 67,84 watts (canal 10) que são de $2,8945 \cdot 10^9 \pm 3,44\%$ e $8,8458 \cdot 10^8 \pm 4,12\%$ nêutrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, respectivamente.

Proposta de Trabalhos Futuros

Para trabalhos futuros sugere-se utilizar para caracterizar espacialmente as armadilhas de nêutrons detectores de nêutrons na forma de fios de ativação de maneira a se obter uma distribuição de fluxo espacial contínua dentro da região da armadilha de nêutrons. Pode-se também estudar novas armadilhas de nêutrons, agora posicionadas na periferia do núcleo, a fim de aproveitar o fenômeno de reflexão de nêutrons pela água na região refletora externa do núcleo. Pode-se neste caso, até mesmo se imaginar *Flux Trap* criados na periferia circundados com caixa de água pesada, um refletor melhor (razão de moderação) que a água leve, ou mesmo uma caixa de água pesada no centro do núcleo.

Para melhor caracterizar a distribuição energética dos nêutrons pode-se pensar em se utilizar mais detetores de ativação de diferentes materiais (urânio, Índio na região térmica, alumínio na rápida, prata na intermediária, etc...) para obter mais dados visando o desdobramento de espectro neutrônico, tanto na região térmica, como na região intermediária e rápida do espectro neutrônico, usando-se preferencialmente detetores de ativação infinitamente diluídos para se evitar as correções quanto aos efeitos de auto-blindagem do fluxo de nêutrons térmicos. A fim de se determinar com alta precisão a potência de operação do reator com *Flux Trap* na irradiação das folhas, seria desejável a medida de potência na forma análoga à realizada por Gonçalves^[27].

Finalmente trabalhos nesta linha podem ser transformados num conjunto de dados experimentais para se tornar um padrão de comparação internacional do NEA/OECD, não só no tocante às taxas de reação nuclear induzidas em materiais de alta pureza (folhas de ativação), como também a valores de previsão de criticalidade e reatividade introduzida pelos mesmos, ao serem irradiados alvos no interior das armadilhas de nêutrons, valores estes de

reatividade fornecidos pelo posicionamento crítico das barras de controle especialmente calibradas para o *Flux Trap* a ser pesquisado do Reator IPEN/MB-01.

ANEXO A – Reator nuclear IPEN/MB-01

A-1 Introdução

O IPEN/MB-01 é o primeiro e único reator nuclear projetado e construído no Brasil, concebido por pesquisadores e engenheiros do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN- CNEN/SP) e da antiga COPESP (Coordenadoria para Projetos Especiais), atual CTMSP (Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo), financiado e construído pela Marinha do Brasil, atingiu sua primeira criticalidade às 15 horas e 35 minutos do dia 9 de novembro de 1988, sendo oficialmente entregue para operação ao IPEN-CNEN/SP em 28 de novembro deste mesmo ano.

FIGURA A-1 - Vista aérea do reator nuclear IPEN/MB-01.

O projeto do reator IPEN/MB-01 foi iniciado em 1983 e suas obras foram concluídas em julho de 1988. No mesmo mês iniciaram-se os testes dos seus vários sistemas. Cumpridas as exigências legais exigidas para o seu licenciamento, foi concedida em 19 de outubro de 1988, pelas resoluções CNEN 23 e 25 a autorização para a sua operação inicial.

O reator IPEN/MB-01 é uma instalação nuclear que permite a simulação de todas as características nucleares de um reator de grande porte, sem que haja a necessidade da construção de um complexo sistema de remoção

de calor. Esse tipo de reator é conhecido mundialmente como **reator de potência zero** ou **unidade crítica**, sendo no caso do IPEN/MB-01, projetado para operar a uma potência máxima de 100 watts. Esses reatores representam uma ferramenta básica, que permite aos pesquisadores estudarem não apenas por cálculos teóricos, mas também com medidas experimentais, o desempenho e as características do núcleo de um reator de potência ou de propulsão naval, antes da sua efetiva instalação, simulando as condições de projeto na própria instalação.

O projeto do reator nuclear IPEN/MB-01 teve como propósito projetar e testar um núcleo típico para uso em propulsão naval, ou seja, para testes de controle de reatividade a partir da inserção ou retirada de barras de controle, contrariando o modelo de muitas unidades críticas em que o controle se dá pelo nível de água no tanque moderador. Esse controle de reatividade por barras de controle é típico de reatores navais, em que se necessitam de rápidas variações de potência, a fim de se realizar manobras de fuga e de perseguição.

A-2 Descrição do reator

O núcleo do reator nuclear IPEN/MB-01 possui uma grade espaçadora na qual são inseridas varetas combustíveis, barras de controle (BC#1 e BC#2) e barras de segurança (BS#1 e BS#2) possibilitando a montagem de diferentes arranjos críticos, ou seja, configurações de núcleos, uma vez que foi projetado para que apresentasse a versatilidade e a flexibilidade necessárias para tais finalidades. Para tal, a placa matriz que sustenta o núcleo do reator possui 900 furos espaçados entre si por 15 mm (*pitch*), em um arranjo de 30x30. Nesta placa matriz foram montados os arranjos críticos retangulares, quadrado e cilindrizado. A configuração padrão tem a forma de paralelepípedo com dimensões ativas de 39 x 42 x 54,84 cm, sendo constituído de um arranjo de 28x26 varetas, sendo 680 varetas combustíveis e 48 tubos guias, destinados à inserção das varetas de controle/segurança, responsáveis pelo controle da reação em cadeia e desligamento do reator. Essa configuração possui um excesso de reatividade de aproximadamente 2415 pcm. A figura A-2 apresenta a vista superior do núcleo do reator com a configuração padrão retangular.

FIGURA A-2 - Vista do núcleo: configuração retangular do reator IPEN/MB-01.

As varetas combustíveis do reator são constituídas de tubos de aço inox AISI-304, contendo em seu interior um total de 52 pastilhas combustíveis de UO_2 enriquecidas a 4,3%. A altura ativa da coluna de pastilhas é de 54,84 cm. Cada pastilha possui uma altura de 1,05 cm e diâmetro de 0,849 cm. As extremidades não ativas das varetas são preenchidas com pastilhas de Al_2O_3 . Os 48 tubos guias para as varetas absorvedoras de nêutrons (barras de controle e segurança) estão dispostos em 4 grupos, contendo cada um deles 12 varetas absorvedoras, sendo dois grupos de barras de segurança e 2 grupos de controle, dispostos cada um deles em um quadrante do núcleo do reator. Cada conjunto de 12 varetas absorvedoras é unido através de um corpo central denominado aranha, o qual é ligado a uma haste de acionamento, que por sua vez é conectada a mecanismos acionados por magnetos energizados.

Para efeito de possível modelagem em cálculos neutrônicos, apresentam-se as Tabelas A-1, A-2, A-3 e A-4 dadas a seguir, em que são apresentadas detalhadamente às composições, bem como as geometrias das varetas combustíveis e de controle do reator IPEN/MB-01. O diagrama

esquemático da vareta combustível e de controle pode ser visto na Figura A-3 a seguir.

FIGURA A-3 - Diagrama esquemático das varetas combustíveis e de controle.

A reatividade integral de cada barra de controle/segurança é suficiente para desligar o reator, ou seja, é de aproximadamente 3200 pcm. As barras de segurança apresentam as mesmas características geométricas das barras de controle, diferenciando das mesmas pelo material absorvedor de nêutrons, o B_4C . Durante a operação normal do reator, as barras de segurança são totalmente retiradas do núcleo ativo, com o objetivo de desligá-lo com grande margem de segurança. As barras de controle são as responsáveis, por manterem constante a população de nêutrons, quando o mesmo atinge certo nível de potência.

Quando inseridas no núcleo, as barras de controle mantêm o nível de população neutrônica, através da absorção dos mesmos em seu material estrutural composto de uma liga de Ag-In-Cd, encapsulada num revestimento de aço inox austenítico.

TABELA A-1 - Dados geométricos da vareta de controle do reator nuclear IPEN/MB-01.

Material absorvedor	Ag-In-Cd
Diâmetro do absorvedor	0,832 cm
Diâmetro externo do revestimento	0,980 cm
Espessura do revestimento	0,060 cm
Diâmetro externo do tubo guia	1,200 cm
Espessura do tubo guia	0,035 cm

TABELA A-2 - Dados geométricos da vareta combustível do reator nuclear IPEN/MB-01.

Região ativa	
Combustível	UO ₂
Diâmetro da pastilha	0,849 cm
Diâmetro externo do revestimento	0,980 cm
Espessura do revestimento	0,060 cm
Passo da rede	1,500 cm
Região de alumina	
Diâmetro da pastilha	0,949 cm
Diâmetro externo do revestimento	0,980 cm
Espessura do revestimento	0,060 cm
Região do tubo espaçador	
Diâmetro interno	0,730 cm
Diâmetro externo	0,849 cm

TABELA A-3 - Composição isotópica da vareta combustível.

Pastilha combustível	Concentração (átomos/barn.cm)
^{235}U	1,00340E-03
^{238}U	2,17938E-02
^{16}O	4,55138E-02
Revestimento e Tubo guia	Concentração (átomos/barn.cm)
Fe	5,67582E-02
Ni	8,64435E-03
Cr	1,72649E-02
Mn	1,59898E-03
Si	3,34513E-04
Pastilha de alumina	Concentração (átomos/barn.cm)
Al	4,30049E-02
O	6,45074E-02

TABELA A-4 - Composição isotópica da vareta de controle.

Absorvedor	Concentração (átomos/barn.cm)
^{107}Ag	2,35462E-02
^{109}Ag	2,18835E-02
^{113}In	3,42506E-04
^{115}In	7,65990E-03
Cd	2,72492E-03
Revestimento, Tubo guia e Tampão inferior	Concentração (átomos/barn.cm)
Fe	5,67582E-02
Ni	8,64435E-03
Cr	1,72649E-02
Mn	1,59898E-03
Si	3,34513E-04

Todo o núcleo do reator, bem como os mecanismos de acionamento de barras, as guias para as aranhas e o amortecedor de queda de barras, é apoiado por uma estrutura suporte, fixada na parte superior por uma plataforma metálica, e na parte inferior mantida suspensa no interior do tanque moderador, o qual contém água tratada e desmineralizada, utilizada como elemento moderador da energia dos nêutrons, vide figura A-4.

Figura A-4 – Estrutura metálica de sustentação do núcleo do reator.

Além das barras de controle e segurança, o sistema de controle de reatividade inclui um sistema de esvaziamento rápido do tanque moderador que provoca o desligamento do reator por perda do fluido moderador. No desligamento por barras, dito de primeiro nível, as 4 barras caem por gravidade no núcleo, a partir do sinal de corte de energia dos magnetos enquanto no desligamento de segundo nível, além de todas as 4 barras caírem, são abertas duas válvulas tipo borboletas de abertura rápida de 50,8 cm de diâmetro, situadas na parte inferior do tanque moderador, causando a retirada de toda água em aproximadamente 4 segundos. A água drenada cai por gravidade e é armazenada no tanque de estocagem no primeiro subsolo do reator, onde ficará até ser novamente bombeada para o tanque moderador numa futura operação do reator, ou mesmo para tratamento da mesma, através de filtragem e controle de seu

nível de condutividade em um vaso trocador de leito de resina mista ou mesmo para o controle de sua temperatura em trocadores de calor aquecedores ou resfriadores.

A instrumentação nuclear utilizada no controle e segurança do reator é constituída de 10 canais nucleares, divididos por função em 2 canais de partida (detectores BF_3), 2 de potência (Câmaras de Ionização Compensadas – CIC), 2 canais lineares (Câmaras de Ionização Não Compensadas – CINC), 3 canais de segurança na faixa de potência (2 CINC e 1 detector B-10) e 1 canal de segurança na faixa de partida (Detector BF_3). Estes canais nucleares estão situados ao redor do núcleo, dentro do tanque moderador em diversas cotas axiais, posicionados dentro de tubos de alumínio estanques a água. A tabela A-5 apresenta os tipos de detectores com seus respectivos posicionamentos no núcleo. A figura A-5 apresenta a disposição dos canais nucleares em relação a região ativa do núcleo do reator.

Tabela A-5 - Posicionamento e Caracterização dos Canais Nucleares do reator IPEN/MB-01.

Canal		Posição ^(*)			Tipo de Detector
Número	Função	X (mm)	Y (mm)	Z (mm)	
1	Partida	+140	-360	+861	BF_3
2	Partida	-200	+360	+831	BF_3
3	Potência	-280	-360	+208	CIC
4	Potência	+360	+200	+208	CIC
5	Linear	-140	-360	+637	CINC
6	Linear	+65	+360	+667	CINC
7	Segurança	0	-360	+712	CINC
8	Segurança	-65	+360	+707	CINC
9	Segurança	+200	+360	+821	BF_3
10	Segurança	+800	0	+841	B_{10}

(*) A origem do sistema de coordenadas fica localizado no centro da placa matriz do núcleo, ou seja, no centro da base do núcleo.

O canal 10 tem importância especial. Ele está posicionado a 80 cm do centro da região ativa do núcleo, ou seja, bem mais distante do que os outros canais nucleares, permitindo-lhe “enxergar” o núcleo como um todo sendo menos

sensível a perturbações devido às barras de controle. Por esse motivo, é comumente utilizado como fator de comparação entre irradiações.

Figura A-5 - Posicionamento em escala da distribuição dos canais nucleares no Reator IPEN/MB-01.

A instrumentação nuclear é responsável pelo processamento dos sinais gerados nos detectores nucleares. Após o processamento, estes sinais são enviados para os indicadores de potência e de período na mesa de controle do reator e para os comparadores de sinais que fazem a lógica de proteção do reator. Existem vários valores de limiar operacionais (“set points”) que constituem a rede de intertravamento dos canais nucleares. Dentre eles, tem-se:

- Contagem mínima de 2 cps nos canais de partida e seu respectivo canal de segurança, para habilitar a malha de partida;
- Desligamento por sobrepotência (110 watts) de primeiro nível dos canais de partida;
- Desligamento por sobrepotência (120 watts) de segundo nível dos canais de partida;
- Desligamento por sobrepotência (110 watts) de primeiro nível para os canais de potência;

- Desligamento por sobrepotência (120 watts) de segundo nível para os canais de potência;

Para desativar o intertravamento durante a partida do reator é necessária à utilização de uma fonte de nêutrons de Am-Be de atividade de 1 Ci e intensidade de $2,5 \times 10^6$ nêutrons/s que sensibiliza os canais nucleares de partida. Esta fonte fica armazenada no segundo subsolo do prédio do reator e durante a partida da mesma é levada, através de um pequeno carro preso a um cabo de aço, a se posicionar na base inferior do tanque moderador, onde pode então sensibilizar os canais nucleares citados, evitando-se assim que a partida do reator se dê às cegas, ou seja, numa faixa operacional em que os detectores dos canais de partida e de segurança não estejam aptos a monitorar a taxa de crescimento da população de nêutrons.

Alguns intertravamentos estão presentes nos canais nucleares. Talvez o mais importante deles seja referente ao período de crescimento da população neutrônica durante a supercriticalidade do reator, ou seja, quando a população de nêutrons cresce exponencialmente. Quando o período do reator atinge um valor menor ou igual a 17 segundos ocorrem o desligamento involuntário (“scram”) de primeiro nível, com a correspondente queda das 4 barras. Para um período menor ou igual a 14 segundos ocorre o “scram” de segundo nível, ou seja, a abertura das válvulas para escoamento da água do tanque moderador.

Existem vários outros intertravamentos que impedem que o reator seja ligado numa condição insegura (intertravamentos de segurança) e até intertravamentos que provocam o desligamento do reator (operacionais). Podem-se citar vários que vão desde a abertura da porta de acesso da Célula Crítica (saguão aonde está o núcleo do reator) até condições inadequadas da água moderadora, que vai desde a baixa temperatura da mesma (menor de 17 graus) até um nível inadequado de condutividade.

Todos os sistemas citados (núcleo, tanque moderador, detectores dos canais nucleares, controle de barras, etc.) estão situados dentro de um prédio estanque, denominando a célula crítica, construído com paredes de concreto, com funções de confinamento e blindagem. O prédio estanque é mantido à pressão negativa, situada na faixa de -50 a -220 Pa, assim, se houver perda de estanqueidade, o ar de fora entra, impedindo que em caso de acidentes o ar contaminado saia. Um dos intertravamentos de segurança é impedir a partida do

reator caso a pressão negativa no interior da célula crítica não atinja a valores operacionais pré-estabelecidos em projeto, ou mesmo provocar o seu desligamento automático, caso a pressão negativa diminua em sua magnitude.

Dentre os inúmeros experimentos realizados nestes mais de 22 anos foram mais de 2.600 operações (Junho de 2011). Podem-se destacar alguns deles, como determinação de parâmetros nucleares utilizados em validação de bibliotecas nucleares (*benchmarks*), teses de doutorado (medidas de índices espectrais, determinação de fração de nêutrons atrasados pela técnica de análise de ruído, etc), mestrado (mapeamento do fluxo com câmaras de fissão miniatura, determinação de densidade de potência através da varredura gama de varetas combustíveis, etc), cursos de graduação fornecidos a USP – Universidade de São Paulo (IPN 0025 – Física de Reatores: Experimentos no reator nuclear IPEN/MB-01), cursos de pós-graduação (Medidas de parâmetros nucleares), cursos de formação de operadores de centrais nucleares oferecidos a Eletronuclear, experimentos de arranjos críticos considerados padrões de comparação internacional junto a OECD/NEA, experimentos de interesse a validação de metodologia de cálculo (por exemplo, determinação da massa crítica na curva $1/M$), calibração dos canais de potência do reator através do mapeamento do fluxo de nêutrons por folhas de ativação de ouro hiper-puras, através da técnica de análise de ruído, calibração das barras de controle, coeficientes de reatividade isotérmico e de vazio, determinação do buckling do reator, estudos da reatividade de configurações utilizando veneno queimável, distribuição energética de nêutrons (espectro).

ANEXO B – Esquemas de Todas as Configurações de Armadilhas de Nêutrons que Foram Montadas no Reator IPEN/MB-01

IPEN/CNEN-SP - Reator IPEN/MB-01

CONFIGURAÇÃO 192

LEGENDA:

- Vareta Combustível
- Vareta Absorvedora de Controle
- Vareta Absorvedora de Segurança

FIGURA B-1 – Configuração 192

IPEN/CNEN-SP - Reator IPEN/MB-01

CONFIGURAÇÃO 195

	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb	
00																															00
01																															01
02		UC 121	UC 161	UC 687	UC 616	UC 253	UC 198	UC 313	UC 713	UC 223	UC 102	UC 595	UC 345	UC 209	UC 411	UC 562	UC 150	UC 722	UC 622	UC 075	UC 062	UC 350	UC 318	UC 178	UC 272	UC 641	UC 327	UC 252	UC 124		02
03		UC 693	UC 216	UC 158	UC 629	UC 611	UC 220	UC 280	UC 360	UC 607	UC 255	UC 017	UC 367	UC 213	UC 294	UC 199	UC 027	UC 668	UC 250	UC 233	UC 347	UC 719	UC 013	UC 203	UC 654	UC 647	UC 168	UC 157	UC 330		03
04		UC 679	UC 645	UC 174	UC 194	UC 731	AS 001	UC 082	UC 100	UC 596	AS 002	UC 195	UC 508	UC 357	UC 184	UC 239	UC 499	UC 577	UC 144	AC 025	UC 598	UC 069	UC 214	AC 026	UC 694	UC 196	UC 219	UC 655	UC 701		04
05		UC 153	UC 657	UC 676	UC 145	UC 735	UC 321	UC 674	UC 104	UC 732	UC 582	UC 218	UC 276	UC 573	UC 482	UC 471	UC 545	UC 109	UC 116	UC 567	UC 381	UC 065	UC 609	UC 311	UC 593	UC 297	UC 606	UC 736	UC 200		05
06		UC 123	UC 212	UC 653	AS 003	UC 055	UC 073	UC 304	AS 004	UC 128	UC 558	UC 472	AS 005	UC 277	UC 397	UC 476	UC 281	AC 027	UC 457	UC 526	UC 010	AC 028	UC 604	UC 081	UC 227	AC 029	UC 659	UC 240	UC 133		06
07		UC 634	UC 234	UC 097	UC 651	UC 658	UC 054	UC 247	UC 726	UC 188	UC 287	UC 242	UC 416	UC 099	UC 337	UC 394	UC 412	UC 519	UC 095	UC 284	UC 142	UC 396	UC 140	UC 047	UC 581	UC 620	UC 189	UC 230	UC 642		07
08		UC 385	UC 671	UC 052	UC 143	UC 590	AS 006	UC 191	UC 433	UC 426	AS 007	UC 036	UC 506	UC 419	UC 378	UC 307	UC 443	UC 516	UC 091	AC 030	UC 440	UC 524	UC 028	AC 031	UC 369	UC 149	UC 274	UC 844	UC 317		08
09		UC 193	UC 589	UC 625	UC 060	UC 579	UC 583	UC 271	UC 171	UC 575	UC 421	UC 048	UC 372	UC 446	UC 424	UC 428	UC 429	UC 336	UC 086	UC 388	UC 427	UC 138	UC 273	UC 492	UC 488	UC 072	UC 617	UC 673	UC 180		09
10		UC 051	UC 098	UC 627	AS 008	UC 292	UC 432	UC 408	AS 009	UC 185	UC 557	UC 532	AS 010	UC 631	UC 546	UC 496	UC 692	AC 032	UC 521	UC 422	UC 136	AC 033	UC 473	UC 392	UC 215	AC 034	UC 667	UC 115	UC 270		10
11		UC 366	UC 037	UC 034	UC 442	UC 151	UC 019	UC 205	UC 455	UC 068	UC 306	UC 743	UC 389	UC 542	UC 383	UC 320	UC 323	UC 387	UC 305	UC 303	UC 007	UC 441	UC 221	UC 267	UC 299	UC 439	UC 035	UC 050	UC 331		11
12		UC 602	UC 393	UC 094	UC 490	UC 467	AS 011	UC 283	UC 510	UC 400	AS 012	UC 689	UC 358	UC 470	UC 681	UC 572	UC 485	UC 359	UC 683	AC 035	UC 460	UC 564	UC 229	AC 036	UC 481	UC 487	UC 289	UC 312	UC 630		12
13		UC 085	UC 368	UC 152	UC 189	UC 464	UC 480	UC 045	UC 640	UC 505	UC 571	UC 699	UC 374	UC 552	UC 402	UC 435	UC 378	UC 332	UC 686	UC 469	UC 550	UC 703	UC 286	UC 537	UC 468	UC 092	UC 181	UC 584	UC 059		13
14		UC 235	UC 454	UC 310	UC 110	UC 117	UC 405	UC 463	UC 637	UC 688	UC 536	UC 466	UC 343	UC 406			UC 569	UC 711	UC 531	UC 377	UC 677	UC 355	UC 475	UC 497	UC 137	UC 226	UC 348	UC 504	UC 260		14
15		UC 222	UC 316	UC 489	UC 228	UC 248	UC 420	UC 414	UC 339	UC 308	UC 561	UC 477	UC 549	UC 322			UC 523	UC 695	UC 389	UC 565	UC 541	UC 363	UC 423	UC 447	UC 186	UC 197	UC 391	UC 525	UC 259		15
16		UC 293	UC 518	UC 266	UC 009	UC 465	UC 425	UC 246	UC 721	UC 570	UC 563	UC 717	UC 335	UC 498	UC 401	UC 375	UC 555	UC 353	UC 709	UC 445	UC 548	UC 379	UC 290	UC 547	UC 461	UC 111	UC 202	UC 513	UC 066		16
17		UC 395	UC 344	UC 254	UC 527	UC 486	AC 037	UC 096	UC 543	UC 484	AC 038	UC 682	UC 536	UC 544	UC 697	UC 708	UC 556	UC 390	UC 574	AS 013	UC 415	UC 438	UC 130	AS 014	UC 517	UC 417	UC 033	UC 612	UC 734		17
18		UC 601	UC 064	UC 154	UC 507	UC 135	UC 249	UC 262	UC 535	UC 005	UC 341	UC 739	UC 500	UC 705	UC 706	UC 684	UC 678	UC 386	UC 700	UC 342	UC 002	UC 453	UC 020	UC 120	UC 296	UC 522	UC 021	UC 039	UC 610		18
19		UC 076	UC 057	UC 600	AC 039	UC 031	UC 418	UC 560	AC 040	UC 192	UC 448	UC 474	AC 041	UC 707	UC 491	UC 503	UC 328	AS 015	UC 436	UC 410	UC 236	AS 016	UC 434	UC 725	UC 265	AS 017	UC 599	UC 084	UC 087		19
20		UC 207	UC 664	UC 724	UC 056	UC 494	UC 495	UC 016	UC 125	UC 568	UC 509	UC 288	UC 340	UC 479	UC 512	UC 554	UC 451	UC 362	UC 101	UC 431	UC 553	UC 089	UC 155	UC 529	UC 338	UC 083	UC 728	UC 672	UC 217		20
21		UC 649	UC 580	UC 046	UC 043	UC 315	UC 042	UC 022	UC 733	UC 450	AC 043	UC 131	UC 462	UC 520	UC 635	UC 710	UC 511	UC 444	UC 148	AS 018	UC 409	UC 533	UC 093	AS 019	UC 365	UC 044	UC 061	UC 660	UC 597		21
22		UC 738	UC 170	UC 103	UC 351	UC 643	UC 063	UC 291	UC 501	UC 147	UC 114	UC 030	UC 407	UC 530	UC 364	UC 380	UC 289	UC 413	UC 245	UC 263	UC 146	UC 346	UC 011	UC 182	UC 349	UC 578	UC 204	UC 257	UC 636		22
23		UC 163	UC 208	UC 632	AC 044	UC 053	UC 261	UC 586	AC 045	UC 018	UC 515	UC 502	AC 046	UC 160	UC 458	UC 309	UC 268	AS 020	UC 576	UC 493	UC 244	AS 021	UC 626	UC 179	UC 112	AS 022	UC 301	UC 279	UC 177		23
24		UC 165	UC 325	UC 646	UC 300	UC 662	UC 624	UC 639	UC 077	UC 729	UC 528	UC 232	UC 029	UC 452	UC 333	UC 540	UC 551	UC 166	UC 132	UC 566	UC 613	UC 042	UC 585	UC 398	UC 623	UC 008	UC 648	UC 675	UC 175		24
25		UC 704	UC 696	UC 139	UC 278	UC 650	AC 047	UC 256	UC 183	UC 591	AC 048	UC 176	UC 403	UC 534	UC 190	UC 285	UC 483	UC 478	UC 134	AS 023	UC 712	UC 078	UC 080	AS 024	UC 603	UC 187	UC 127	UC 633	UC 302		25
26		UC 690	UC 275	UC 243	UC 618	UC 714	UC 162	UC 067	UC 723	UC 619	UC 122	UC 173	UC 614	UC 107	UC 006	UC 088	UC 167	UC 666	UC 156	UC 041	UC 730	UC 615	UC 071	UC 211	UC 319	UC 661	UC 210	UC 090	UC 680		26
27		UC 164	UC 201	UC 698	UC 670	UC 241	UC 225	UC 594	UC 384	UC 032	UC 049	UC 737	UC 727	UC 141	UC 514	UC 539	UC 126	UC 592	UC 373	UC 129	UC 105	UC 628	UC 652	UC 237	UC 106	UC 669	UC 329	UC 159	UC 118		27
28																															28
29																															29
	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb	

LEGENDA:

- UC Vareta Combustível
- AC Vareta Absorvedora de Controle
- AS Vareta Absorvedora de Segurança

FIGURA B-2 – Configuração 195

IPEN/CNEN-SP - Reator IPEN/MB-01

CONFIGURAÇÃO 197

	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb	
00																															00
01																															01
02			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	02
03			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	03
04			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	04
05			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	05
06			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	06
07			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	07
08			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	08
09			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	09
10			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	10
11			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	11
12			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	12
13			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	13
14			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	14
15			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	15
16			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	16
17			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	17
18			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	18
19			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	19
20			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	20
21			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	21
22			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	22
23			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	23
24			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	24
25			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	25
26			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	26
27			UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	UC	27
28																															28
29																															29

LEGENDA:

- Vareta Combustível
- Vareta Absorvedora de Controle
- Vareta Absorvedora de Segurança

FIGURA B-3 – Configuração 197

IPEN/CNEN-SP - Reator IPEN/MB-01

CONFIGURAÇÃO 199

	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb			
00																															0		
01																															0		
02		UC 121	UC 161	UC 687	UC 616	UC 253	UC 198	UC 313	UC 713	UC 223	UC 102	UC 595	UC 345	UC 209	UC 411	UC 562	UC 150	UC 722	UC 622	UC 075	UC 062	UC 350	UC 318	UC 178	UC 272	UC 641	UC 327	UC 252	UC 124		0		
03		UC 693	UC 216	UC 158	UC 629	UC 611	UC 220	UC 280	UC 360	UC 607	UC 255	UC 017	UC 367	UC 213	UC 294	UC 199	UC 027	UC 668	UC 250	UC 233	UC 347	UC 719	UC 013	UC 203	UC 654	UC 647	UC 168	UC 157	UC 330		0		
04		UC 679	UC 645	UC 174	UC 194	UC 731	AS 001	UC 082	UC 100	UC 596	AS 002	UC 195	UC 508	UC 357	UC 184	UC 239	UC 499	UC 577	UC 144	AC 025	UC 598	UC 069	UC 214	AC 026	UC 694	UC 196	UC 219	UC 655	UC 701		0		
05		UC 153	UC 657	UC 676	UC 145	UC 735	UC 321	UC 674	UC 104	UC 732	UC 582	UC 218	UC 276	UC 573	UC 482	UC 471	UC 545	UC 109	UC 116	UC 567	UC 381	UC 065	UC 609	UC 311	UC 593	UC 297	UC 606	UC 736	UC 200		0		
06		UC 123	UC 212	UC 653	AS 003	UC 055	UC 073	UC 304	AS 004	UC 128	UC 558	UC 472	AS 005	UC 277	UC 397	UC 476	UC 281	AC 027	UC 457	UC 526	UC 010	AC 028	UC 604	UC 081	UC 227	AC 029	UC 659	UC 240	UC 133		0		
07		UC 634	UC 234	UC 097	UC 651	UC 658	UC 054	UC 247	UC 726	UC 188	UC 287	UC 242	UC 416	UC 099	UC 337	UC 394	UC 412	UC 519	UC 095	UC 284	UC 142	UC 396	UC 140	UC 047	UC 581	UC 620	UC 189	UC 230	UC 642		0		
08		UC 385	UC 671	UC 052	UC 143	UC 590	AS 006	UC 191	UC 433	UC 426	AS 007	UC 036	UC 506	UC 419	UC 376	UC 307	UC 443	UC 516	UC 091	AC 030	UC 440	UC 524	UC 028	AC 031	UC 369	UC 149	UC 274	UC 644	UC 317		0		
09	UC 359	UC 193	UC 589	UC 625	UC 060	UC 579	UC 583	UC 271	UC 171	UC 575	UC 421	UC 048	UC 372	UC 446	UC 424	UC 428	UC 429	UC 336	UC 086	UC 388	UC 427	UC 138	UC 273	UC 492	UC 488	UC 072	UC 617	UC 673	UC 180	UC 359		0	
10	UC 374	UC 051	UC 098	UC 627	AS 008	UC 292	UC 432	UC 408	AS 009	UC 185	UC 557	UC 532	AS 010	UC 631	UC 546	UC 496	UC 692	AC 032	UC 521	UC 422	UC 136	AC 033	UC 473	UC 392	UC 215	AC 034	UC 667	UC 115	UC 270	UC 332		1	
11	UC 343	UC 366	UC 037	UC 034	UC 442	UC 151	UC 019	UC 205	UC 455	UC 068	UC 306	UC 743	UC 399	UC 542	UC 383	UC 320	UC 323	UC 387	UC 305	UC 303	UC 007	UC 441	UC 221	UC 267	UC 299	UC 439	UC 035	UC 050	UC 331	UC 711		1	
12	UC 549	UC 602	UC 393	UC 094	UC 490	UC 467	AS 011	UC 283	UC 510	UC 400	AS 012	UC 689							UC 683	AC 035	UC 460	UC 564	UC 229	AC 036	UC 481	UC 487	UC 289	UC 312	UC 630	UC 695		1	
13	UC 355	UC 085	UC 368	UC 152	UC 169	UC 464	UC 480	UC 045	UC 640	UC 505	UC 571	UC 699						UC 686	UC 469	UC 550	UC 703	UC 286	UC 537	UC 468	UC 092	UC 181	UC 584	UC 059	UC 353		1		
14	UC 536	UC 235	UC 454	UC 310	UC 110	UC 117	UC 405	UC 463	UC 637	UC 688	UC 538	UC 466							UC 531	UC 377	UC 677	UC 355	UC 475	UC 497	UC 137	UC 226	UC 348	UC 504	UC 260	UC 390		1	
15	UC 470	UC 222	UC 316	UC 469	UC 228	UC 248	UC 420	UC 414	UC 339	UC 308	UC 561	UC 477							UC 389	UC 565	UC 541	UC 363	UC 423	UC 447	UC 186	UC 197	UC 391	UC 525	UC 259	UC 485		1	
16	UC 552	UC 293	UC 518	UC 296	UC 009	UC 465	UC 425	UC 246	UC 721	UC 570	UC 563	UC 717							UC 709	UC 445	UC 548	UC 379	UC 290	UC 547	UC 461	UC 111	UC 202	UC 513	UC 068	UC 378		1	
17	UC 406	UC 395	UC 344	UC 254	UC 527	UC 486	AC 037	UC 096	UC 543	UC 484	AC 038	UC 682							UC 574	AS 013	UC 415	UC 438	UC 130	AS 014	UC 517	UC 417	UC 033	UC 612	UC 734	UC 569		1	
18	UC 322	UC 601	UC 064	UC 154	UC 507	UC 135	UC 249	UC 262	UC 535	UC 005	UC 341	UC 739	UC 500	UC 705	UC 706	UC 684	UC 678	UC 386	UC 700	UC 342	UC 002	UC 453	UC 020	UC 120	UC 296	UC 522	UC 021	UC 039	UC 610	UC 523		1	
19	UC 498	UC 076	UC 057	UC 600	AC 039	UC 031	UC 418	UC 560	AC 040	UC 192	UC 448	UC 474	AC 041	UC 707	UC 491	UC 503	UC 328	AS 015	UC 436	UC 410	UC 236	AS 016	UC 434	UC 725	UC 265	AS 017	UC 599	UC 084	UC 087	UC 555		1	
20	UC 544	UC 207	UC 664	UC 724	UC 056	UC 494	UC 495	UC 016	UC 125	UC 568	UC 509	UC 288	UC 340	UC 479	UC 512	UC 554	UC 451	UC 362	UC 101	UC 431	UC 553	UC 069	UC 155	UC 529	UC 338	UC 083	UC 728	UC 672	UC 217	UC 556		2	
21		UC 649	UC 580	UC 046	UC 043	UC 315	AC 042	UC 022	UC 733	UC 450	AC 043	UC 131	UC 462	UC 520	UC 635	UC 710	UC 511	UC 444	UC 148	AS 018	UC 409	UC 533	UC 093	AS 019	UC 365	UC 044	UC 061	UC 680	UC 597		2		
22		UC 738	UC 170	UC 103	UC 351	UC 643	UC 063	UC 291	UC 501	UC 147	UC 114	UC 030	UC 407	UC 530	UC 364	UC 380	UC 289	UC 413	UC 245	UC 263	UC 146	UC 346	UC 011	UC 182	UC 349	UC 578	UC 204	UC 257	UC 636		2		
23		UC 163	UC 208	UC 632	AC 044	UC 053	UC 261	UC 586	AC 045	UC 018	UC 515	UC 502	AC 046	UC 180	UC 458	UC 309	UC 268	AS 020	UC 576	UC 493	UC 244	AS 021	UC 626	UC 179	UC 112	AS 022	UC 301	UC 279	UC 177		2		
24		UC 165	UC 325	UC 646	UC 300	UC 662	UC 624	UC 639	UC 077	UC 729	UC 528	UC 232	UC 029	UC 452	UC 333	UC 540	UC 551	UC 166	UC 132	UC 566	UC 613	UC 042	UC 585	UC 398	UC 623	UC 008	UC 648	UC 675	UC 175		2		
25		UC 704	UC 696	UC 139	UC 278	UC 650	AC 047	UC 256	UC 183	UC 591	AC 048	UC 176	UC 403	UC 534	UC 190	UC 285	UC 483	UC 478	UC 134	AS 023	UC 712	UC 078	UC 080	AS 024	UC 603	UC 187	UC 127	UC 633	UC 302		2		
26		UC 690	UC 275	UC 243	UC 618	UC 714	UC 162	UC 067	UC 723	UC 619	UC 122	UC 173	UC 614	UC 107	UC 006	UC 088	UC 167	UC 666	UC 156	UC 041	UC 730	UC 615	UC 071	UC 211	UC 319	UC 661	UC 210	UC 090	UC 680		2		
27		UC 164	UC 201	UC 698	UC 670	UC 241	UC 225	UC 594	UC 384	UC 032	UC 049	UC 737	UC 727	UC 141	UC 514	UC 539	UC 126	UC 592	UC 373	UC 129	UC 105	UC 628	UC 652	UC 237	UC 106	UC 669	UC 329	UC 159	UC 118		2		
28																																2	
29																																	2
	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb			

LEGENDA:

- Vareta Combustível
- Vareta Absorvedora de Controle
- Vareta Absorvedora de Segurança

FIGURA B-4 – Configuração 199

IPEN/CNEN-SP - Reator IPEN/MB-01

CONFIGURAÇÃO 201

	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb			
00																															00		
01																															01		
02			UC 121	UC 161	UC 687	UC 616	UC 253	UC 198	UC 313	UC 713	UC 223	UC 102	UC 595	UC 345	UC 209	UC 411	UC 562	UC 150	UC 722	UC 622	UC 075	UC 062	UC 350	UC 318	UC 178	UC 272	UC 641	UC 327	UC 252	UC 124	02		
03			UC 693	UC 216	UC 158	UC 629	UC 611	UC 220	UC 280	UC 360	UC 607	UC 255	UC 017	UC 367	UC 213	UC 294	UC 199	UC 027	UC 668	UC 250	UC 233	UC 347	UC 719	UC 013	UC 203	UC 654	UC 647	UC 168	UC 157	UC 330	03		
04			UC 679	UC 645	UC 174	UC 194	UC 731	AS 001	UC 082	UC 100	UC 596	AS 002	UC 195	UC 508	UC 357	UC 184	UC 239	UC 499	UC 577	UC 144	AC 025	UC 598	UC 069	UC 214	AC 026	UC 694	UC 196	UC 219	UC 855	UC 701	04		
05			UC 153	UC 657	UC 676	UC 145	UC 735	UC 321	UC 674	UC 104	UC 732	UC 582	UC 218	UC 276	UC 573	UC 482	UC 471	UC 545	UC 109	UC 118	UC 567	UC 381	UC 065	UC 609	UC 311	UC 593	UC 297	UC 606	UC 736	UC 200	05		
06			UC 123	UC 212	UC 653	AS 003	UC 055	UC 073	UC 304	AS 004	UC 128	UC 558	UC 472	AS 005	UC 277	UC 397	UC 476	UC 281	AC 027	UC 457	UC 526	UC 010	AC 028	UC 604	UC 081	UC 227	AC 029	UC 659	UC 240	UC 133	06		
07			UC 634	UC 234	UC 097	UC 651	UC 658	UC 054	UC 247	UC 726	UC 188	UC 287	UC 242	UC 416	UC 099	UC 337	UC 394	UC 412	UC 519	UC 095	UC 284	UC 142	UC 396	UC 140	UC 047	UC 581	UC 620	UC 189	UC 230	UC 642	07		
08			UC 385	UC 671	UC 052	UC 143	UC 590	AS 006	UC 191	UC 433	UC 426	AS 007	UC 036	UC 506	UC 419	UC 376	UC 307	UC 443	UC 516	UC 091	AC 030	UC 440	UC 524	UC 028	AC 031	UC 369	UC 149	UC 274	UC 644	UC 317	08		
09			UC 681	UC 193	UC 589	UC 625	UC 060	UC 579	UC 583	UC 271	UC 171	UC 575	UC 421	UC 048	UC 372	UC 446	UC 424	UC 428	UC 429	UC 336	UC 086	UC 388	UC 427	UC 138	UC 273	UC 492	UC 488	UC 072	UC 617	UC 673	UC 572	09	
10			UC 402	UC 051	UC 098	UC 627	AS 008	UC 292	UC 432	UC 408	AS 009	UC 185	UC 557	UC 532	AS 010	UC 631	UC 546	UC 496	UC 692	AC 032	UC 521	UC 422	UC 136	AC 033	UC 473	UC 392	UC 215	AC 034	UC 667	UC 115	UC 270	UC 435	10
11			UC 343	UC 366	UC 037	UC 034	UC 442	UC 151	UC 019	UC 205	UC 455	UC 068	UC 306	UC 743	UC 399	UC 542	UC 363	UC 320	UC 323	UC 387	UC 305	UC 303	UC 007	UC 441	UC 221	UC 267	UC 299	UC 439	UC 035	UC 050	UC 331	UC 711	11
12			UC 549	UC 602	UC 393	UC 094	UC 490	UC 467	AS 011	UC 283	UC 510	UC 400	AS 012	UC 689	UC 358	UC 470			UC 485	UC 359	UC 683	AC 035	UC 460	UC 564	UC 229	AC 036	UC 481	UC 487	UC 269	UC 312	UC 630	UC 695	12
13			UC 449	UC 085	UC 368	UC 152	UC 169	UC 464	UC 480	UC 045	UC 640	UC 505	UC 571	UC 699	UC 374				UC 332	UC 686	UC 469	UC 550	UC 703	UC 286	UC 537	UC 468	UC 092	UC 181	UC 584	UC 059	UC 354	13	
14			UC 697	UC 235	UC 454	UC 310	UC 110	UC 117	UC 405	UC 463	UC 637	UC 688	UC 538	UC 466					UC 531	UC 377	UC 677	UC 355	UC 475	UC 497	UC 137	UC 226	UC 348	UC 504	UC 260	UC 708	14		
15			UC 326	UC 222	UC 316	UC 489	UC 228	UC 248	UC 420	UC 414	UC 339	UC 308	UC 561	UC 477					UC 389	UC 565	UC 541	UC 363	UC 423	UC 447	UC 186	UC 197	UC 391	UC 525	UC 259	UC 361	15		
16			UC 552	UC 293	UC 518	UC 266	UC 009	UC 465	UC 425	UC 246	UC 721	UC 570	UC 563	UC 717	UC 335				UC 353	UC 709	UC 445	UC 548	UC 379	UC 290	UC 547	UC 461	UC 111	UC 202	UC 513	UC 066	UC 378	16	
17			UC 406	UC 395	UC 344	UC 254	UC 527	UC 486	AC 037	UC 096	UC 543	UC 484	AC 038	UC 682	UC 536	UC 544			UC 556	UC 390	UC 574	AS 013	UC 415	UC 438	UC 130	AS 014	UC 517	UC 417	UC 033	UC 612	UC 734	UC 569	17
18			UC 322	UC 601	UC 064	UC 154	UC 507	UC 135	UC 249	UC 262	UC 535	UC 005	UC 341	UC 739	UC 500	UC 705	UC 706	UC 684	UC 678	UC 386	UC 700	UC 342	UC 002	UC 453	UC 020	UC 120	UC 296	UC 522	UC 021	UC 039	UC 610	UC 523	18
19			UC 498	UC 076	UC 057	UC 600	AC 039	UC 031	UC 418	UC 560	AC 040	UC 192	UC 448	UC 474	AC 041	UC 707	UC 491	UC 503	UC 328	AS 015	UC 436	UC 410	UC 236	AS 016	UC 434	UC 725	UC 265	AS 017	UC 599	UC 084	UC 087	UC 555	19
20			UC 401	UC 207	UC 664	UC 724	UC 056	UC 494	UC 495	UC 016	UC 125	UC 568	UC 509	UC 288	UC 340	UC 479	UC 512	UC 554	UC 451	UC 362	UC 101	UC 431	UC 553	UC 089	UC 155	UC 529	UC 338	UC 083	UC 728	UC 672	UC 217	UC 375	20
21				UC 649	UC 580	UC 046	UC 043	UC 315	AC 042	UC 022	UC 733	UC 450	AC 043	UC 131	UC 462	UC 520	UC 635	UC 710	UC 511	UC 444	UC 148	AS 018	UC 409	UC 533	UC 093	AS 019	UC 365	UC 044	UC 061	UC 660	UC 597	21	
22				UC 738	UC 170	UC 103	UC 351	UC 643	UC 063	UC 291	UC 501	UC 147	UC 114	UC 030	UC 407	UC 530	UC 364	UC 380	UC 289	UC 413	UC 245	UC 263	UC 146	UC 346	UC 011	UC 182	UC 349	UC 578	UC 204	UC 257	UC 636	22	
23				UC 163	UC 208	UC 632	AC 044	UC 053	UC 261	UC 586	AC 045	UC 018	UC 515	UC 502	AC 046	UC 160	UC 458	UC 309	UC 288	AS 020	UC 576	UC 493	UC 244	AS 021	UC 626	UC 179	UC 112	AS 022	UC 301	UC 279	UC 177	23	
24				UC 165	UC 325	UC 646	UC 300	UC 662	UC 624	UC 639	UC 077	UC 729	UC 528	UC 232	UC 029	UC 452	UC 333	UC 540	UC 551	UC 166	UC 132	UC 566	UC 613	UC 042	UC 585	UC 398	UC 623	UC 008	UC 648	UC 675	UC 175	24	
25				UC 704	UC 696	UC 139	UC 278	UC 650	AC 047	UC 256	UC 183	UC 591	AC 048	UC 176	UC 403	UC 534	UC 190	UC 285	UC 483	UC 478	UC 134	AS 023	UC 712	UC 078	UC 080	AS 024	UC 603	UC 187	UC 127	UC 633	UC 302	25	
26				UC 690	UC 275	UC 243	UC 618	UC 714	UC 162	UC 067	UC 723	UC 619	UC 122	UC 173	UC 614	UC 107	UC 006	UC 088	UC 167	UC 666	UC 156	UC 041	UC 730	UC 615	UC 071	UC 211	UC 319	UC 661	UC 210	UC 090	UC 680	26	
27				UC 164	UC 201	UC 698	UC 670	UC 241	UC 225	UC 594	UC 384	UC 032	UC 049	UC 737	UC 727	UC 141	UC 514	UC 539	UC 126	UC 592	UC 373	UC 129	UC 105	UC 628	UC 652	UC 237	UC 106	UC 669	UC 329	UC 159	UC 118	27	
28																															28		
29																															29		
	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb			

LEGENDA:

- Vareta Combustível
- Vareta Absorvedora de Controle
- Vareta Absorvedora de Segurança

FIGURA B-5 – Configuração 201

IPEN/CNEN-SP - Reator IPEN/MB-01

CONFIGURAÇÃO 202

	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb				
00								UC 272	UC 641	UC 327	UC 252	UC 124	UC 647	UC 168	UC 157	UC 330	UC 219	UC 655	UC 701	UC 736	UC 200	UC 133	UC 470									0		
01								UC 121	UC 161	UC 687	UC 616	UC 253	UC 693	UC 216	UC 158	UC 629	UC 679	UC 645	UC 174	UC 153	UC 657	UC 123	UC 358									0		
02							UC 198	UC 313	UC 713	UC 223	UC 102	UC 595	UC 345	UC 209	UC 411	UC 562	UC 150	UC 722	UC 622	UC 075	UC 062	UC 350	UC 318	UC 178								0		
03							UC 611	UC 220	UC 280	UC 360	UC 607	UC 255	UC 017	UC 367	UC 213	UC 294	UC 199	UC 027	UC 668	UC 250	UC 233	UC 347	UC 719	UC 013	UC 203	UC 654						0		
04							UC 194	UC 731	AS 001	UC 082	UC 100	UC 596	AS 002	UC 195	UC 508	UC 357	UC 184	UC 239	UC 499	UC 577	UC 144	AC 025	UC 598	UC 069	UC 214	AC 026	UC 694	UC 196				0		
05							UC 676	UC 145	UC 735	UC 321	UC 674	UC 104	UC 732	UC 582	UC 218	UC 276	UC 573	UC 482	UC 471	UC 545	UC 109	UC 116	UC 567	UC 381	UC 065	UC 609	UC 311	UC 593	UC 297	UC 806		0		
06							UC 212	UC 653	AS 003	UC 055	UC 073	UC 304	AS 004	UC 128	UC 558	UC 472	AS 005	UC 277	UC 397	UC 476	UC 281	AC 027	UC 457	UC 526	UC 010	AC 028	UC 604	UC 081	UC 227	AC 029	UC 659	UC 240		0
07	UC 544	UC 634	UC 234	UC 097	UC 651	UC 658	UC 054	UC 247	UC 726	UC 188	UC 287	UC 242	UC 416	UC 099	UC 337	UC 394	UC 412	UC 519	UC 095	UC 284	UC 142	UC 396	UC 140	UC 047	UC 581	UC 620	UC 189	UC 230	UC 642	UC 485		0		
08	UC 536	UC 385	UC 671	UC 052	UC 143	UC 590	AS 006	UC 191	UC 433	UC 426	AS 007	UC 036	UC 506	UC 419	UC 378	UC 307	UC 443	UC 516	UC 091	AC 030	UC 440	UC 524	UC 028	AC 031	UC 369	UC 149	UC 274	UC 844	UC 317	UC 374		0		
09	UC 681	UC 193	UC 589	UC 625	UC 060	UC 579	UC 583	UC 271	UC 171	UC 575	UC 421	UC 048	UC 372	UC 446	UC 424	UC 428	UC 429	UC 336	UC 086	UC 388	UC 427	UC 138	UC 273	UC 492	UC 488	UC 072	UC 617	UC 673	UC 180	UC 572		0		
10	UC 402	UC 051	UC 098	UC 627	AS 008	UC 292	UC 432	UC 408	AS 009	UC 185	UC 557	UC 532	AS 010	UC 631	UC 546	UC 496	UC 692	AC 032	UC 621	UC 422	UC 136	AC 033	UC 473	UC 392	UC 215	AC 034	UC 667	UC 115	UC 270	UC 435		1		
11	UC 343	UC 366	UC 037	UC 034	UC 442	UC 151	UC 019	UC 205	UC 455	UC 068	UC 306	UC 743	UC 389	UC 542	UC 383	UC 320	UC 323	UC 387	UC 305	UC 303	UC 007	UC 441	UC 221	UC 267	UC 299	UC 439	UC 035	UC 050	UC 331	UC 711		1		
12	UC 549	UC 602	UC 393	UC 094	UC 490	UC 467	AS 011	UC 283	UC 510	UC 400	AS 012	UC 689							UC 683	AC 035	UC 460	UC 564	UC 229	AC 036	UC 481	UC 487	UC 269	UC 312	UC 630	UC 695		1		
13	UC 449	UC 085	UC 368	UC 152	UC 169	UC 464	UC 480	UC 045	UC 640	UC 505	UC 571	UC 699							UC 686	UC 469	UC 550	UC 703	UC 286	UC 537	UC 468	UC 092	UC 181	UC 584	UC 059	UC 354		1		
14	UC 697	UC 235	UC 454	UC 310	UC 110	UC 117	UC 405	UC 463	UC 637	UC 688	UC 538	UC 466							UC 531	UC 377	UC 677	UC 355	UC 475	UC 497	UC 137	UC 228	UC 348	UC 504	UC 260	UC 708		1		
15	UC 326	UC 222	UC 316	UC 489	UC 228	UC 248	UC 420	UC 414	UC 339	UC 308	UC 561	UC 477							UC 389	UC 565	UC 541	UC 363	UC 423	UC 447	UC 186	UC 197	UC 391	UC 525	UC 259	UC 361		1		
16	UC 552	UC 293	UC 518	UC 266	UC 009	UC 465	UC 425	UC 246	UC 721	UC 570	UC 563	UC 717							UC 709	UC 445	UC 548	UC 379	UC 290	UC 547	UC 461	UC 111	UC 202	UC 513	UC 068	UC 378		1		
17	UC 406	UC 395	UC 344	UC 254	UC 527	UC 486	AC 037	UC 096	UC 543	UC 484	AC 038	UC 682							UC 574	AS 013	UC 415	UC 438	UC 130	AS 014	UC 517	UC 417	UC 033	UC 612	UC 734	UC 569		1		
18	UC 322	UC 601	UC 064	UC 154	UC 507	UC 135	UC 249	UC 262	UC 535	UC 005	UC 341	UC 739	UC 500	UC 705	UC 706	UC 684	UC 678	UC 386	UC 700	UC 342	UC 002	UC 453	UC 020	UC 120	UC 296	UC 522	UC 021	UC 039	UC 610	UC 523		1		
19	UC 498	UC 076	UC 057	UC 600	AC 039	UC 031	UC 418	UC 580	AC 040	UC 192	UC 448	UC 474	AC 041	UC 707	UC 491	UC 503	UC 328	AS 015	UC 436	UC 410	UC 236	AS 016	UC 434	UC 725	UC 265	AS 017	UC 599	UC 084	UC 087	UC 555		1		
20	UC 401	UC 207	UC 664	UC 724	UC 056	UC 494	UC 495	UC 016	UC 125	UC 568	UC 509	UC 288	UC 340	UC 479	UC 512	UC 554	UC 451	UC 362	UC 101	UC 431	UC 553	UC 089	UC 155	UC 529	UC 338	UC 083	UC 728	UC 672	UC 217	UC 375		2		
21	UC 390	UC 649	UC 580	UC 046	UC 043	UC 315	AC 042	UC 022	UC 733	UC 450	AC 043	UC 131	UC 462	UC 520	UC 635	UC 710	UC 511	UC 444	UC 148	AS 018	UC 409	UC 533	UC 093	AS 019	UC 365	UC 044	UC 061	UC 680	UC 597	UC 359		2		
22	UC 335	UC 738	UC 170	UC 103	UC 351	UC 643	UC 063	UC 291	UC 501	UC 147	UC 114	UC 030	UC 407	UC 530	UC 364	UC 380	UC 289	UC 413	UC 245	UC 263	UC 146	UC 346	UC 011	UC 182	UC 349	UC 578	UC 204	UC 257	UC 636	UC 332		2		
23				UC 208	UC 632	AC 044	UC 053	UC 261	UC 586	AC 045	UC 018	UC 515	UC 502	AC 046	UC 160	UC 458	UC 309	UC 268	AS 020	UC 576	UC 493	UC 244	AS 021	UC 626	UC 179	UC 112	AS 022	UC 301	UC 279			2		
24					UC 646	UC 300	UC 662	UC 624	UC 639	UC 077	UC 729	UC 528	UC 232	UC 029	UC 452	UC 333	UC 540	UC 551	UC 166	UC 132	UC 566	UC 613	UC 042	UC 585	UC 398	UC 623	UC 008	UC 648				2		
25						UC 278	UC 650	AC 047	UC 256	UC 183	UC 591	AC 048	UC 176	UC 403	UC 534	UC 190	UC 285	UC 483	UC 478	UC 134	AS 023	UC 712	UC 078	UC 080	AS 024	UC 603	UC 187					2		
26							UC 714	UC 162	UC 067	UC 723	UC 619	UC 122	UC 173	UC 614	UC 107	UC 006	UC 088	UC 167	UC 666	UC 156	UC 041	UC 730	UC 615	UC 071	UC 211	UC 319						2		
27								UC 225	UC 594	UC 384	UC 032	UC 049	UC 737	UC 727	UC 141	UC 514	UC 539	UC 126	UC 592	UC 373	UC 129	UC 105	UC 628	UC 652	UC 237							2		
28								UC 163	UC 165	UC 325	UC 704	UC 696	UC 139	UC 690	UC 275	UC 243	UC 618	UC 164	UC 201	UC 698	UC 670	UC 241	UC 353									2		
29								UC 177	UC 675	UC 175	UC 127	UC 633	UC 302	UC 661	UC 210	UC 090	UC 680	UC 106	UC 669	UC 329	UC 159	UC 118	UC 556									2		
	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb				

LEGENDA:

- Vareta Combustível
- Vareta Absorvedora de Controle
- Vareta Absorvedora de Segurança

FIGURA B-6 – Configuração 202

IPEN/CNEN-SP - Reator IPEN/MB-01

CONFIGURAÇÃO 203

	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb					
00									UC 641	UC 327	UC 252	UC 124	UC 647	UC 168	UC 157	UC 330	UC 219	UC 855	UC 701	UC 736	UC 200	UC 133										00			
01								UC 121	UC 161	UC 687	UC 616	UC 253	UC 693	UC 216	UC 158	UC 629	UC 679	UC 645	UC 174	UC 153	UC 657	UC 123	UC 358									01			
02							UC 198	UC 313	UC 713	UC 223	UC 102	UC 595	UC 345	UC 209	UC 411	UC 562	UC 150	UC 722	UC 622	UC 075	UC 062	UC 350	UC 318	UC 178								02			
03						UC 611	UC 220	UC 280	UC 360	UC 607	UC 255	UC 017	UC 367	UC 213	UC 294	UC 199	UC 027	UC 668	UC 250	UC 233	UC 347	UC 719	UC 013	UC 203	UC 654							03			
04					UC 194	UC 731	AS 001	UC 082	UC 100	UC 596	AS 002	UC 195	UC 508	UC 357	UC 184	UC 239	UC 499	UC 577	UC 144	AC 025	UC 598	UC 069	UC 214	AC 026	UC 694	UC 196						04			
05					UC 676	UC 145	UC 735	UC 321	UC 674	UC 104	UC 732	UC 582	UC 218	UC 276	UC 573	UC 482	UC 471	UC 545	UC 109	UC 116	UC 567	UC 381	UC 065	UC 609	UC 311	UC 593	UC 297	UC 606				05			
06					UC 212	UC 653	AS 003	UC 055	UC 073	UC 304	AS 004	UC 128	UC 558	UC 472	AS 005	UC 277	UC 397	UC 476	UC 281	AC 027	UC 457	UC 526	UC 010	AC 028	UC 604	UC 081	UC 227	AC 029	UC 659	UC 240			06		
07	UC 544	UC 634	UC 234	UC 097	UC 651	UC 658	UC 054	UC 247	UC 726	UC 188	UC 287	UC 242	UC 416	UC 099	UC 337	UC 394	UC 412	UC 519	UC 095	UC 284	UC 142	UC 396	UC 140	UC 047	UC 581	UC 620	UC 189	UC 230	UC 642	UC 485		07			
08	UC 536	UC 385	UC 671	UC 052	UC 143	UC 590	AS 006	UC 191	UC 433	UC 426	AS 007	UC 036	UC 506	UC 419	UC 376	UC 307	UC 443	UC 516	UC 091	AC 030	UC 440	UC 524	UC 028	AC 031	UC 369	UC 149	UC 274	UC 644	UC 317	UC 374		08			
09	UC 681	UC 193	UC 589	UC 625	UC 060	UC 579	UC 593	UC 271	UC 171	UC 575	UC 421	UC 048	UC 372	UC 446	UC 424	UC 428	UC 429	UC 336	UC 086	UC 388	UC 427	UC 138	UC 273	UC 492	UC 488	UC 072	UC 617	UC 673	UC 180	UC 572		09			
10	UC 402	UC 051	UC 098	UC 627	AS 008	UC 292	UC 432	UC 408	AS 009	UC 185	UC 557	UC 532	AS 010	UC 631	UC 546	UC 496	UC 692	AC 032	UC 521	UC 422	UC 136	AC 033	UC 473	UC 392	UC 215	AC 034	UC 667	UC 115	UC 270	UC 435		10			
11	UC 343	UC 366	UC 037	UC 034	UC 442	UC 151	UC 019	UC 205	UC 455	UC 068	UC 306	UC 743	UC 399	UC 542	UC 383	UC 320	UC 323	UC 387	UC 305	UC 303	UC 007	UC 441	UC 221	UC 267	UC 299	UC 439	UC 035	UC 050	UC 331	UC 711		11			
12	UC 549	UC 602	UC 393	UC 094	UC 490	UC 467	AS 011	UC 283	UC 510	UC 400	AS 012	UC 689	UC 272					UC 470	UC 683	AC 035	UC 460	UC 564	UC 229	AC 036	UC 481	UC 487	UC 269	UC 312	UC 630	UC 695		12			
13	UC 449	UC 085	UC 368	UC 152	UC 169	UC 464	UC 480	UC 045	UC 640	UC 505	UC 571	UC 699						UC 686	UC 469	UC 550	UC 703	UC 286	UC 537	UC 468	UC 092	UC 181	UC 584	UC 059	UC 354		13				
14	UC 697	UC 235	UC 454	UC 310	UC 110	UC 117	UC 405	UC 463	UC 637	UC 688	UC 538	UC 466						UC 531	UC 377	UC 677	UC 355	UC 475	UC 497	UC 137	UC 226	UC 348	UC 504	UC 260	UC 708		14				
15	UC 326	UC 222	UC 316	UC 469	UC 228	UC 248	UC 420	UC 414	UC 339	UC 308	UC 561	UC 477						UC 389	UC 565	UC 541	UC 363	UC 423	UC 447	UC 186	UC 197	UC 391	UC 525	UC 259	UC 361		15				
16	UC 552	UC 293	UC 518	UC 296	UC 009	UC 465	UC 425	UC 246	UC 721	UC 570	UC 563	UC 717						UC 709	UC 445	UC 548	UC 379	UC 290	UC 547	UC 461	UC 111	UC 202	UC 513	UC 068	UC 378		16				
17	UC 406	UC 395	UC 344	UC 254	UC 527	UC 486	AC 037	UC 096	UC 543	UC 484	AC 038	UC 682	UC 177					UC 556	UC 574	AS 013	UC 415	UC 438	UC 130	AS 014	UC 517	UC 417	UC 033	UC 612	UC 734	UC 569		17			
18	UC 322	UC 601	UC 064	UC 154	UC 507	UC 135	UC 249	UC 262	UC 535	UC 005	UC 341	UC 739	UC 500	UC 705	UC 706	UC 684	UC 678	UC 386	UC 700	UC 342	UC 002	UC 453	UC 020	UC 120	UC 296	UC 522	UC 021	UC 039	UC 610	UC 523		18			
19	UC 498	UC 076	UC 057	UC 600	AC 039	UC 031	UC 418	UC 560	AC 040	UC 192	UC 448	UC 474	AC 041	UC 707	UC 491	UC 503	UC 328	AS 015	UC 436	UC 410	UC 236	AS 016	UC 434	UC 725	UC 265	AS 017	UC 599	UC 084	UC 087	UC 555		19			
20	UC 401	UC 207	UC 664	UC 724	UC 056	UC 494	UC 495	UC 016	UC 125	UC 568	UC 509	UC 268	UC 340	UC 479	UC 512	UC 554	UC 451	UC 362	UC 101	UC 431	UC 553	UC 089	UC 155	UC 529	UC 338	UC 083	UC 728	UC 672	UC 217	UC 375		20			
21	UC 390	UC 649	UC 580	UC 046	UC 043	UC 315	AC 042	UC 022	UC 733	UC 450	AC 043	UC 131	UC 462	UC 520	UC 635	UC 710	UC 511	UC 444	UC 148	AS 018	UC 409	UC 533	UC 093	AS 019	UC 365	UC 044	UC 061	UC 660	UC 597	UC 359		21			
22	UC 335	UC 738	UC 170	UC 103	UC 351	UC 643	UC 063	UC 291	UC 501	UC 147	UC 114	UC 030	UC 407	UC 530	UC 364	UC 380	UC 289	UC 413	UC 245	UC 263	UC 146	UC 346	UC 011	UC 182	UC 349	UC 578	UC 204	UC 257	UC 636	UC 332		22			
23								UC 208	UC 632	AC 044	UC 053	UC 261	UC 586	AC 045	UC 018	UC 515	UC 502	AC 046	UC 180	UC 458	UC 309	UC 268	AS 020	UC 576	UC 493	AS 021	UC 244	UC 626	UC 179	UC 112	AS 022	UC 301	UC 279		23
24								UC 646	UC 300	UC 662	UC 624	UC 639	UC 077	UC 729	UC 528	UC 232	UC 029	UC 452	UC 333	UC 540	UC 551	UC 166	UC 132	UC 566	UC 613	UC 042	UC 585	UC 398	UC 623	UC 008	UC 648		24		
25								UC 278	UC 650	AC 047	UC 256	UC 183	UC 591	AC 048	UC 176	UC 403	UC 534	UC 190	UC 285	UC 483	UC 478	UC 134	AS 023	UC 712	UC 078	UC 080	AS 024	UC 603	UC 187				25		
26								UC 714	UC 162	UC 067	UC 723	UC 619	UC 122	UC 173	UC 614	UC 107	UC 006	UC 088	UC 167	UC 666	UC 156	UC 041	UC 730	UC 615	UC 071	UC 211	UC 319						26		
27								UC 225	UC 594	UC 384	UC 032	UC 049	UC 737	UC 727	UC 141	UC 514	UC 539	UC 126	UC 592	UC 373	UC 129	UC 105	UC 628	UC 652	UC 237								27		
28								UC 163	UC 165	UC 325	UC 704	UC 696	UC 139	UC 690	UC 275	UC 243	UC 618	UC 164	UC 201	UC 698	UC 670	UC 241	UC 353										28		
29								UC 675	UC 175	UC 127	UC 633	UC 302	UC 661	UC 210	UC 090	UC 680	UC 106	UC 669	UC 329	UC 159	UC 118												29		
	aa	ab	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U	V	W	X	Y	Z	za	zb					

LEGENDA:

- Vareta Combustível
- Vareta Absorvedora de Controle
- Vareta Absorvedora de Segurança

FIGURA B-7 – Configuração 203

ANEXO C – Tabela Descritiva das Armadilhas e o Status pelo Critério da Criticalidade

TABELA C-1 – Descrição das armadilhas e o *status* pelo critério da criticalidade.

Conf.	Descrição	Status	Temp. do Moderador (°C) **	Posição de Barras *	
				BC#1	BC#2
195	FT Quadrado 2X2	CRÍTICO	22,55 ± 0,04	58,83	59,27
197	FT Quadrado 4X4	CRÍTICO	22,90 ± 0,19	73,19	73,19
199	FT Quadrado 6X6	SUBCRÍTICO	--	99,62	99,74
201	FT Losango 6X6	CRÍTICO	23,19 ± 0,08	79,15	79,14
202	FT 6X6 Octogonal	SUBCRÍTICO	--	99,63	99,74
203	FT 6X6 Octogonal Varetas na Borda	CRÍTICO	21,89 ± 0,04	90,21	90,22

* Percentual retirado das barras de controle.

** Média de 12 termopares dispostos no interior do núcleo.

ANEXO D – Modelagem do Reator IPEN/MB-01 através do MCNP-4C

Os objetivos deste anexo são mostrar a modelagem utilizada na determinação do fator de autoblindagem das folhas de escândio, a partir da medida da taxa de reação nuclear de captura radioativa num folha hiperpura e numa folha com átomos de escândio infinitamente diluídos.

D-1 Modelagem da Folha de Escândio Hiperpura (INPUT)

Folha de Escandio Hiper-Pura- Cartão FM4- Taxa de reação Nuclear

```

c
c   vareta combustivel (material e geometria)
c   parte inferior da vareta - alumina (-9.00 ate 0.00 cm)
10  5 1.075123e-1  -1      -8      u=1    $ alumina
20  2 -0.0001      1 -2    -8      u=1    $ gap
30  3 8.460094e-2  2 -3    -8      u=1    $ revestimento
c   regioa ativa (0.00 ate 54.84 cm)
40  1 6.831109e-2  -1      8 -9    u=1    $ UO2
50  2 -0.0001      1 -2    8 -9    u=1    $ gap
60  3 8.460094e-2  2 -3    8 -9    u=1    $ revestimento
c   parte superior da vareta - alumina (54.84 ate 60.24 cm)
70  5 1.075123e-1  -1      9 -14   u=1    $ alumina
80  2 -0.0001      1 -2    9 -14   u=1    $ gap
90  3 8.460094e-2  2 -3    9 -14   u=1    $ revestimento
c   tubo espacador (60.24 ate 98.84 cm)
100 0              -16    14 -15   u=1    $ vazio
110 6 8.790120e-2  16 -1    14 -15   u=1    $ revestimento (tubo
espacador)
120 2 -0.0001      1 -2    14 -15   u=1    $ gap
130 3 8.460094e-2  2 -3    14 -15   u=1    $ revestimento
c   agua fora da vareta combustivel - moderador
140 4 1.001040e-1  3              u=1
c
c   Tubo guia (material e geometria)
150 4 1.001040e-1  -18      -15      u=2    $ tubo guia (regiao
interna)
160 7 8.460093e-2  18 -19  -15      u=2    $ tubo guia
170 4 1.001040e-1  19              u=2    $ tubo guia (regiao
externa)
c
c   Vareta de controle (BC#1) (material e geometria)
c   planos 21 e 22 determinam a quantidade de vareta
c   de controle inserida no nucleo
c
180 8 5.615709e-2  -20      21 -15   u=5    $ BC#1
190 2 -0.0001      20 -2    21 -15   u=5    $ gap
200 3 8.460094e-2  2 -3    21 -15   u=5    $ revestimento
210 4 1.001040e-1  3 -18    -15      u=5    $ agua entre BC#1 e tubo
guia
220 7 8.460093e-2  18 -19  -15      u=5    $ tubo guia

```

[illegible]

```

c      limites do nucleo
550  0          -10 11 -12 13  17 -15 #370 fill=15
c
c      chapa inferior (2.20 cm)
560  9 8.669072e-2      -25 26 -27 28 -17  29
c
c      agua ao redor do nucleo do reator (28x26) - tanque
570  4 1.001040e-1      -30 31 -32 #550 #560 #370
c
c      fora do tanque
999  0          30:-31:32

c      superficies para formacao das celulas (cm)
1    cz   0.42447          $ raio do elemento combustivel (UO2)
2    cz   0.42873          $ raio interno do revestimento
3    cz   0.49037          $ raio externo do revestimento
4    px   0.75             $ meio pitch
5    px  -0.75             $ meio pitch
6    py   0.75             $ meio pitch
7    py  -0.75             $ meio pitch
8    pz   0.00             $ plano na origem
9    pz  54.84             $ plano do elemento combustivel
10   px  21.75             $ limite em  x (1.5 x 14.5)
11   px -23.25             $ limite em -x (1.5 x 15.5)
12   py  21.75             $ limite em  y (1.5 x 14.5)
13   py -23.25             $ limite em -y (1.5 x 15.5)
14   pz  60.24             $ plano da parte superior da alumina
15   pz  98.84             $ plano limite do tubo espacador e tubo guia
16   cz   0.365           $ raio interno do tubo espacador
17   pz  -9.000           $ plano da parte inferior da alumina
18   cz   0.565           $ raio interno do tubo guia
19   cz   0.600           $ raio externo do tubo guia
20   cz   0.416           $ raio do absorvedor
21   pz  34.00            $ plano do material absorvedor (BC#1)
22   pz  32.33            $ plano inferior do tampao da BC#1
23   pz  34.00            $ plano do material absorvedor (BC#2)
24   pz  32.33            $ plano inferior do tampao da BC#2
25   px  29.40            $ plano da chapa em  x
26   px -29.40            $ plano da chapa em -x
27   py  29.40            $ plano da chapa em  y
28   py -29.40            $ plano da chapa em -y
29   pz -11.20            $ plano da chapa em -z
30   cz 100.00            $ raio do tanque do reator
31   pz -50.00            $ plano inferior do tanque do reator
32   pz 150.00            $ plano superior do tanque do reator
33   c/y -0.75  27.30 3.75 $ cilindro da folha
34   py  -0.74            $ plano
35   py  -0.7527          $ plano

c      importancia das celulas
imp:n  1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
      1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
      0
c      calculo de criticalidade
kcode 300000 1 30 430 4500 0
c      definicao de pontos iniciais (x,y,z)

```

```

ksrc  0.0  0.0  25.0
      1.5  0.0  25.0
      3.0  0.0   9.0
      0.0  3.0  22.0
      6.0  0.0  20.0
      -4.5 7.5  45.0
      6.0 -3.0  40.0
c      materiais (densidade em atomos/barn.cm)
c      UO2
m1     92235.60c 1.00349e-3 92238.60c 2.17938e-2
      8016.60c 4.55138e-2
c
c      gap (oxigenio)
m2     8016.60c 0.0001
c
c      revestimento
m3     26056.60c 5.67582e-2 28060.60c 8.64435e-3
      24052.60c 1.72649e-2 25055.60c 1.59898e-3
      14000.60c 3.34513e-4
c
c      agua (moderador)
m4     1001.60c 6.67360e-2 8016.60c 3.33680e-2
mt4    lwtr.01t
c
c      alumina
m5     8016.60c 6.45074e-2 13027.60c 4.30049e-2
c
c      tubo espacador
m6     26056.60c 6.18920e-2 28060.60c 6.57020e-3
      24052.60c 1.67790e-2 25055.60c 1.15810e-3
      14000.60c 1.11550e-3 15031.60c 3.11240e-5
      6000.60c 2.40780e-4 27059.60c 1.14500e-4
c
c      tubo guia
m7     26056.60c 5.67582e-2 28060.60c 8.64435e-3
      24052.60c 1.72649e-2 25055.60c 1.59898e-3
      14000.60c 3.34513e-4
c
c      Ag-In-Cd (material absorvedor)
m8     47107.60c 2.35462e-2 47109.60c 2.18835e-2
      49000.60c 8.00247e-3 48000.50c 2.72492e-3
c
c      chapa inferior
m9     26056.60c 6.00360e-2 28060.60c 7.66410e-3
      24052.60c 1.67050e-2 25055.60c 1.25030e-3
      14000.60c 8.66160e-4 15031.60c 5.54400e-5
      6000.60c 7.94260e-5 16000.60c 4.46200e-6
      42000.60c 2.98310e-5
c
c      Au(1%) - Al
c m10   79197.60c 8.32415e-5 13027.60c 6.01586e-2
c
c      Sc
m11    21045.60c 4.005542e-2
c      Definicao dos tallies
f4:n    370
e4       0.550e-06 20
fm4:n   (4.005542e-2 11 102)
c saida
prdmpr 0 0 0 4

```

D-2 Modelagem Folha de Escândio Infinitamente Diluída (INPUT)

Folha de Escandio Infinitamente Diluida Nua- Cartão FM4Taxa de Reação Nuclear

```

c
c   vareta combustivel (material e geometria)
c   parte inferior da vareta - alumina (-9.00 ate 0.00 cm)
10  5 1.075123e-1  -1      -8      u=1    $ alumina
20  2 -0.0001      1 -2    -8      u=1    $ gap
30  3 8.460094e-2  2 -3    -8      u=1    $ revestimento
c   regioao ativa (0.00 ate 54.84 cm)
40  1 6.831109e-2  -1      8  -9      u=1    $ UO2
50  2 -0.0001      1 -2    8  -9      u=1    $ gap
60  3 8.460094e-2  2 -3    8  -9      u=1    $ revestimento
c   parte superior da vareta - alumina (54.84 ate 60.24 cm)
70  5 1.075123e-1  -1      9 -14     u=1    $ alumina
80  2 -0.0001      1 -2    9 -14     u=1    $ gap
90  3 8.460094e-2  2 -3    9 -14     u=1    $ revestimento
c   tubo espacador (60.24 ate 98.84 cm)
100 0              -16     14 -15     u=1    $ vazio
110 6 8.790120e-2  16 -1    14 -15     u=1    $ revestimento (tubo
espacador)
120 2 -0.0001      1 -2    14 -15     u=1    $ gap
130 3 8.460094e-2  2 -3    14 -15     u=1    $ revestimento
c   agua fora da vareta combustivel - moderador
140 4 1.001040e-1  3              u=1
c
c   Tubo guia (material e geometria)
150 4 1.001040e-1  -18      -15      u=2    $ tubo guia (regiao
interna)
160 7 8.460093e-2  18 -19  -15      u=2    $ tubo guia
170 4 1.001040e-1  19              u=2    $ tubo guia (regiao
externa)
c
c   Vareta de controle (BC#1) (material e geometria)
c   planos 21 e 22 determinam a quantidade de vareta
c   de controle inserida no nucleo
c
180 8 5.615709e-2  -20      21 -15    u=5    $ BC#1
190 2 -0.0001      20 -2    21 -15    u=5    $ gap
200 3 8.460094e-2  2 -3    21 -15    u=5    $ revestimento
210 4 1.001040e-1  3 -18  -15      u=5    $ agua entre BC#1 e tubo
guia
220 7 8.460093e-2  18 -19  -15      u=5    $ tubo guia
230 4 1.001040e-1  19              u=5    $ tubo guia (regiao
externa)
c   tampao da BC#1
240 3 8.460094e-2  -3      22 -21    u=5    $ tampao da BC#1
250 4 1.001040e-1  -3      -22      u=5    $ agua
c
c   Vareta de controle (BC#2) (material e geometria)
c   planos 23 e 24 determinam a quantidade de vareta
c   de controle inserida no nucleo
c
260 8 5.615709e-2  -20      23 -15    u=6    $ BC#2
270 2 -0.0001      20 -2    23 -15    u=6    $ gap
280 3 8.460094e-2  2 -3    23 -15    u=6    $ revestimento
290 4 1.001040e-1  3 -18  -15      u=6    $ agua entre BC#2 e tubo
guia
300 7 8.460093e-2  18 -19  -15      u=6    $ tubo guia

```

```

310 4 1.001040e-1 19 u=6 $ tubo guia (regiao
externa)
c tampao da BC#2
320 3 8.460094e-2 -3 24 -23 u=6 $ tampao da BC#2
330 4 1.001040e-1 -3 -24 u=6 $ agua
c
c Vareta vazia - Preenchida com agua (moderador)
340 4 1.001040e-1 -1 -15 u=8
350 4 1.001040e-1 1 u=8
c
c Folha de Sc diluida
370 11 4.005542e-5 -33 -34 35
c
c
c
c
c
c
c nucleo do reator
500 0 -4 5 7 -6 u=15 lat=1 fill=-15:14 -14:15 0:0
8 8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8
8 8 8 8 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 8 8 8 8
8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8
8 8 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 8 8
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 2 1 1 1 2 1 1 8 8 8 8 1 1 5 1 1 1 5 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 6 1 1 1 6 1 1 8 8 8 8 1 2 1 1 2 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 6 1 1 1 6 1 1 6 1 1 2 1 1 2 1 1 2 1 1 2 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 6 1 1 1 6 1 1 1 1 1 1 1 2 1 1 2 1 1 1 1 1
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
8 8 1 1 6 1 1 1 6 1 1 1 6 1 1 1 2 1 1 2 1 1 2 1 1 8 8
8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8
8 8 8 8 1 1 6 1 1 1 6 1 1 1 1 1 1 1 2 1 1 2 1 1 8 8 8 8
8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8
8 8 8 8 8 8 8 8 8 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 8 8 8 8 8
c
c limites do nucleo
550 0 -10 11 -12 13 17 -15 #370 fill=15
c
c chapa inferior (2.20 cm)
560 9 8.669072e-2 -25 26 -27 28 -17 29
c
c agua ao redor do nucleo do reator (28x26) - tanque
570 4 1.001040e-1 -30 31 -32 #550 #560 #370
c
c fora do tanque
999 0 30:-31:32

```

```

c      superficies para formacao das celulas (cm)
1      cz      0.42447      $ raio do elemento combustivel (UO2)
2      cz      0.42873      $ raio interno do revestimento
3      cz      0.49037      $ raio externo do revestimento
4      px      0.75      $ meio pitch
5      px      -0.75      $ meio pitch
6      py      0.75      $ meio pitch
7      py      -0.75      $ meio pitch
8      pz      0.00      $ plano na origem
9      pz      54.84      $ plano do elemento combustivel
10     px      21.75      $ limite em x (1.5 x 14.5)
11     px      -23.25      $ limite em -x (1.5 x 15.5)
12     py      21.75      $ limite em y (1.5 x 14.5)
13     py      -23.25      $ limite em -y (1.5 x 15.5)
14     pz      60.24      $ plano da parte superior da alumina
15     pz      98.84      $ plano limite do tubo espacador e tubo guia
16     cz      0.365      $ raio interno do tubo espacador
17     pz      -9.000      $ plano da parte inferior da alumina
18     cz      0.565      $ raio interno do tubo guia
19     cz      0.600      $ raio externo do tubo guia
20     cz      0.416      $ raio do absorvedor
21     pz      34.00      $ plano do material absorvedor (BC#1)
22     pz      32.33      $ plano inferior do tampao da BC#1
23     pz      34.00      $ plano do material absorvedor (BC#2)
24     pz      32.33      $ plano inferior do tampao da BC#2
25     px      29.40      $ plano da chapa em x
26     px      -29.40      $ plano da chapa em -x
27     py      29.40      $ plano da chapa em y
28     py      -29.40      $ plano da chapa em -y
29     pz      -11.20      $ plano da chapa em -z
30     cz      100.00      $ raio do tanque do reator
31     pz      -50.00      $ plano inferior do tanque do reator
32     pz      150.00      $ plano superior do tanque do reator
33     c/y      -0.75      27.30      3.75      $ cilindro da folha
34     py      -0.74      $ plano
35     py      -0.7527      $ plano

c      importancia das celulas
imp:n      1 1 1 1 1 1 1 1 1 1      1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
           1 1 1 1 1 1 1 1 1 1      1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
           0
c      calculo de criticalidade
kcode      300000      1      30      430      4500      0
c      definicao de pontos iniciais (x,y,z)
ksrc      0.0      0.0      25.0
           1.5      0.0      25.0
           3.0      0.0      9.0
           0.0      3.0      22.0
           6.0      0.0      20.0
           -4.5      7.5      45.0
           6.0      -3.0      40.0
c      materiais (densidade em atomos/barn.cm)
c      UO2
m1      92235.60c      1.00349e-3      92238.60c      2.17938e-2
           8016.60c      4.55138e-2
c
c      gap (oxigenio)
m2      8016.60c      0.0001
c
c      revestimento

```

```

m3      26056.60c 5.67582e-2 28060.60c 8.64435e-3
        24052.60c 1.72649e-2 25055.60c 1.59898e-3
        14000.60c 3.34513e-4
c
c      agua (moderador)
m4      1001.60c 6.67360e-2 8016.60c 3.33680e-2
mt4     lwtr.01t
c
c      alumina
m5      8016.60c 6.45074e-2 13027.60c 4.30049e-2
c
c      tubo espacador
m6      26056.60c 6.18920e-2 28060.60c 6.57020e-3
        24052.60c 1.67790e-2 25055.60c 1.15810e-3
        14000.60c 1.11550e-3 15031.60c 3.11240e-5
        6000.60c 2.40780e-4 27059.60c 1.14500e-4
c
c      tubo guia
m7      26056.60c 5.67582e-2 28060.60c 8.64435e-3
        24052.60c 1.72649e-2 25055.60c 1.59898e-3
        14000.60c 3.34513e-4
c
c      Ag-In-Cd (material absorvedor)
m8      47107.60c 2.35462e-2 47109.60c 2.18835e-2
        49000.60c 8.00247e-3 48000.50c 2.72492e-3
c
c      chapa inferior
m9      26056.60c 6.00360e-2 28060.60c 7.66410e-3
        24052.60c 1.67050e-2 25055.60c 1.25030e-3
        14000.60c 8.66160e-4 15031.60c 5.54400e-5
        6000.60c 7.94260e-5 16000.60c 4.46200e-6
        42000.60c 2.98310e-5
c
c      Au(1%) - Al
c m10   79197.60c 8.32415e-5 13027.60c 6.01586e-2
c
c      Sc
m11     21045.60c 4.005542e-2
c      Definicao dos tallies
f4:n    370
e4      0.550e-06 20
fm4:n   (4.005542e-5 11 102)
c saida
prdmpr 0 0 0 4

```


**ANEXO E – Tabela com a Distribuição de Fluxo Calculado pelos Códigos
MCNP-4C e XSDRNPM Colapsados em 51 Grupos de Energia e
Normalizados pelos Fluxos Totais**

Tabela E-1 - Fluxos colapsados em 51 grupos e normalizados
calculados pelo MCNP-4C e pelo XSDRNPM

Energia MeV	XSDRN (%)	MCNP-4C (%)
1,00E-010	7,40-06	4,49E-004
1,00E-009	5,57-04	3,63E-002
1,00E-008	4,34E-02	1,51E-001
2,80E-008	1,81E-01	3,17E-001
7,60E-008	3,43E-01	9,46E-002
1,15E-007	9,39E-02	5,44E-002
2,55E-007	4,91E-02	1,48E-002
5,50E-007	1,22E-02	1,43E-002
1,28E-006	1,21E-02	1,24E-002
2,80E-006	1,05E-02	1,23E-002
6,30E-006	9,80E-03	1,13E-002
1,35E-005	9,40E-03	1,18E-002
3,00E-005	9,77E-03	1,21E-002
6,90E-005	9,66E-03	9,63E-003
1,35E-004	8,03E-03	6,90E-003
2,20E-004	5,57E-03	7,02E-003
3,60E-004	5,78E-03	6,57E-003
5,75E-004	5,21E-03	7,10E-003
9,60E-004	5,78E-03	7,09E-003
1,60E-003	5,95E-03	7,19E-003
2,70E-003	5,56E-03	6,94E-003
4,50E-003	5,86E-03	6,47E-003
7,20E-003	5,22E-03	7,04E-003
1,20E-002	5,81E-03	6,44E-003

Energia MeV	XSDRN (%)	MCNP-4C (%) (Cont.)
1,90E-002	5,16E-03	7,64E-003
3,20E-002	6,34E-03	7,78E-003
5,25E-002	6,17E-03	8,97E-003
8,80E-002	7,34E-03	8,41E-003
1,35E-001	7,14E-03	7,74E-003
1,90E-001	6,36E-03	7,60E-003
2,55E-001	6,42E-03	6,69E-003
3,20E-001	5,74E-03	6,99E-003
4,00E-001	5,49E-03	6,49E-003
5,00E-001	5,40E-03	7,04E-003
6,00E-001	5,98E-03	7,91E-003
7,20E-001	6,85E-03	7,60E-003
8,40E-001	5,98E-03	7,18E-003
1,00E+000	7,05E-03	1,51E-002
1,40E+000	1,27E-02	1,31E-002
1,80E+000	1,04E-02	1,26E-002
2,30E+000	1,11E-02	1,36E-002
2,90E+000	1,09E-02	1,01E-002
3,70E+000	8,04E-03	6,28E-003
4,50E+000	5,39E-03	4,96E-003
5,50E+000	4,35E-03	2,84E-003
6,70E+000	2,53E-03	1,37E-003
8,20E+000	1,24E-03	5,31E-004
1,00E+001	4,66E-04	1,70E-004
1,25E+001	1,49E-04	2,99E-005
1,60E+001	2,67E-05	2,19E-006
2,00E+001	0,00E-00	0,00000E-00

ANEXO F – Tabela dos Fluxos Relativos Desdobrados pelo SANDBP

Tabela F-1 - Fluxos relativos colapsados em 50 grupos normalizados desdobrados pelo SANDBP

Bordas superiores dos 50 grupos de Energia (MeV)	SANDBP spectro entrada MCNP-4C (%)	SANDBP espectro entrada XSDRNPM (%)
1,00E-010	4,49E-004	9,00E-004
1,00E-009	3,63E-002	3,42E-002
1,00E-008	1,51E-001	1,46E-001
2,80E-008	3,17E-001	2,73E-001
7,60E-008	9,46E-002	8,80E-002
1,15E-007	5,44E-002	6,25E-002
2,55E-007	1,48E-002	2,12E-002
5,50E-007	1,43E-002	2,05E-002
1,28E-006	1,24E-002	1,27E-002
2,80E-006	1,23E-002	1,17E-002
6,30E-006	1,13E-002	1,03E-002
1,35E-005	1,18E-002	1,52E-002
3,00E-005	1,21E-002	1,51E-002
6,90E-005	9,63E-003	1,08E-002
1,35E-004	6,90E-003	7,80E-003
2,20E-004	7,02E-003	7,30E-003
3,60E-004	6,57E-003	6,50E-003
5,75E-004	7,10E-003	7,10E-003
9,60E-004	7,09E-003	6,60E-003
1,60E-003	7,19E-003	9,20E-003
2,70E-003	6,94E-003	9,40E-003
4,50E-003	6,47E-003	8,90E-003
7,20E-003	7,04E-003	9,50E-003
1,20E-002	6,44E-003	8,90E-003
1,90E-002	7,64E-003	1,04E-002
3,20E-002	7,78E-003	1,06E-002

Bordas superiores dos 50 grupos de Energia (MeV)	SANDBP spectro entrada MCNP-4C (%)	SANDBP espectro entrada XSDRNPM (%)
5,25E-002	8,97E-003	1,24E-002
8,80E-002	8,41E-003	1,16E-002
1,35E-001	7,74E-003	1,04E-002
1,90E-001	7,60E-003	1,02E-002
2,55E-001	6,69E-003	8,80E-003
3,20E-001	6,99E-003	8,20E-003
4,00E-001	6,49E-003	7,90E-003
5,00E-001	7,04E-003	7,10E-003
6,00E-001	7,91E-003	7,50E-003
7,20E-001	7,60E-003	6,58E-003
8,40E-001	7,18E-003	6,52E-003
1,00E+000	1,51E-002	1,36E-002
1,40E+000	1,31E-002	1,21E-002
1,80E+000	1,26E-002	1,39E-002
2,30E+000	1,36E-002	1,35E-002
2,90E+000	1,01E-002	9,63E-003
3,70E+000	6,28E-003	5,80E-003
4,50E+000	4,96E-003	4,94E-003
5,50E+000	2,84E-003	3,07E-003
6,70E+000	1,37E-003	1,47E-003
8,20E+000	5,31E-004	5,39E-004
1,00E+001	1,70E-004	1,78E-004
1,25E+001	2,99E-005	3,19E-005
1,60E+001	2,19E-006	2,73E-006
1,99E+001	0,00E+000	0,00E+000

ANEXO G – Tabela dos Fluxos de Nêutrons Radiais e Axiais das Posições Caracterizadas

Tabela G-1 - Posições nas direções radial e axial e os respectivos fluxos térmicos e epitérmicos de nêutrons – Potência do Reator de 67,84 W indicada pelo canal 10. ^(a, b)

Posição (mm)		Fluxo de Nêutrons Térmicos	Erro %	Fluxo de Nêutrons Epitérmicos ^f	Erro %
Axial	Radial				
91 ^e	222,40	9,459E+08	1,57%	2,8250E+08	5,47%
182 ^e	222,40	1,904E+09	1,49%	6,3245E+08	5,47%
273 ^e	222,40	2,710E+09	1,53%	8,5529E+08	5,47%
455 ^e	222,40	2,615E+09	1,30%	8,6580E+08	5,81%
546 ^e	222,40	1,868E+09	1,62%	6,0302E+08	5,22%
637 ^e	222,40	8,111E+08	1,60%	2,6869E+08	5,07%
364 ^c	27,75	2,852E+08	4,37%	5,6847E+08	5,23%
364 ^d	125,075	4,291E+08	8,24%	9,1979E+08	6,15%
364 ^e	222,40	2,811E+09	1,42%	9,4117E+08	5,55%
364 ^d	319,725	4,870E+08	4,88%	9,2500E+08	5,47%
364 ^c	417,05	3,149E+08	4,70%	5,7303E+08	5,47%

^a Taxa de Contagem: 28878 contagens por segundo no canal 10

^b 61,15 ± 8,28 watts pela técnica de análise por ruído neutrônico ao nível de confiança estatística de 99%.

^c seção de choque = 71,966 barns

^d seção de choque = 71,121 barns

^e seção de choque = 85,100 barns

^f Valor adotado da Integral de Ressonância (I_R)= 1563 barns ^[27]

**ANEXO H – Esquema do Posicionamento das Folhas de Ativação nas
Direções Axial e Radial.**

Figura H-1 – Esquema mostrando corte axial do núcleo do reator IPEN/MB01.

ANEXO I – Seção de Choque de Ativação das Folhas de Ouro

Os objetivos deste anexo são mostrar a modelagem completa (arquivo de entrada) do reator IPEN/MB-01 utilizada pelo código computacional MCNP-4C e fazer uma breve apresentação dos dados que compõem esta modelagem.

I-1 Conceitos

A seção de choque média ou efetiva de um nuclídeo sob ação de um campo neutrônico depende da distribuição de energia dos nêutrons desse campo. A distribuição energética dos nêutrons num dado meio multiplicativo pode ser obtida matematicamente por códigos computacionais determinísticos como XSDRN ou por códigos computacionais que se utilizam de métodos estatísticos como o MCNP-4C.

Esses códigos geram a distribuição de energia dos nêutrons por grupos ou por faixas de energia e o parâmetro da Física de reatores calculado é o fluxo neutrônico em grupos de energia. Os valores calculados dos fluxos de nêutrons nos grupos de energia são relativos (percentuais do fluxo de nêutrons integrados em todo o espectro de energia).

A figura I-1 mostra um gráfico com dados dos percentuais do fluxo de nêutrons distribuídos em 50 grupos de energia (perfil em forma de histograma) colapsados a partir de 640 grupos de energia, calculados pelo programa MCNP-4C.

Portanto, para se calcular a seção de choque efetiva de um nuclídeo sob ação de um campo neutrônico é preciso obter antes os valores das seções de choque nos mesmos grupos dos valores dos fluxos neutrônicos. Ao multiplicar os valores de seção de choque pelos percentuais de fluxo neutrônico, exatamente nos mesmos grupos de energia, obtêm-se as taxas de reação nuclear nos grupos. Ao integramos (somarmos) estes valores ao longo de todo espectro de energia, obtemos a taxa de reação nuclear que dividida pelo fluxo de nêutrons integral em todo o espectro de energia e volume (Folha), obtemos o valor efetivo (médio) da seção de choque, responsável pela ativação do material irradiado.

I-2 Metodologia para o cálculo da seção de choque efetiva

Deve-se obter por meio de um determinado método de cálculo a distribuição de fluxo por grupos de energia ou perfil do fluxo de nêutrons do reator na posição de interesse a ser caracterizada. Essa distribuição deve ser normalizada pelo fluxo total calculado. A função peso do fluxo de nêutrons por grupo é definida como a razão entre o fluxo do grupo e a somatória total dos fluxos nos grupos considerados. Matematicamente definimos a função peso do fluxo do grupo i na composição da seção de choque como:

$$W_i(E) = \frac{P\Phi_i(E)}{\sum_{i=1}^n P\Phi_i(E)} \quad (7.1)$$

Onde:

$P\Phi_i(E)$ = Percentagem do fluxo no grupo i .

$\sum P\Phi_i(E)$ = Somatória de todas as porcentagens dos n grupos considerados.

Figura I-1 - Distribuição do fluxo de nêutrons em 50 grupos de energia calculado pelo MCNP-4C.

A tabela I-1 mostra o cálculo da função peso para os grupos dentro da faixa de energia entre $10 \text{ E-}04 \text{ eV}$ e $0,55 \text{ eV}$ denominada de faixa subcádmio ou térmica. A coluna M da tabela mostra os percentuais de cada grupo normalizados pelo fluxo total entre todos os grupos considerados.

Uma vez calculados todos os pesos para os n grupos considerados deve-se obter as seções de choque nos mesmos grupos calculados por meio de bibliotecas nucleares tais como a IRDF-90 - Internacional Reaction Dosimetry File ^[56], Atlas of Neutron Capture Cross Sections ^[57] ou a biblioteca ENDF/B-VII.0 ^[15]. A partir das tabelas de seção de choque pontuais obtemos as seções de choque médias nos grupos de energia considerados interpolando os valores discretos das seções de choque desde que na região de energia considerada não haja ressonâncias que provoquem grandes distorções nas interpolações. Assim, os núclídeos que são utilizados para a dosimetria, normalmente apresentam na região energética de

interesse seções de choque "bem comportadas", ou seja, cujas seções de choque variem de acordo com a relação $1/v$ ou $1/\sqrt{E}$ como podemos observar na figura I-1 a variação da seção de choque para a reação de captura radiativa do ouro $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ entre 10^{-5} eV e 1 eV. Para interpolar os valores das seções de choque discretas e obter a seção de choque média entre diversos pontos de energia calcula-se a seção de choque média entre as bordas das faixas de energia fazendo a diferença entre os valores das seções de choque das bordas, dividindo esse valor por dois e somando o valor da seção de choque da borda superior de energia. Multiplica-se esse valor pela diferença de energia do grupo, isso é subtrai-se a energia da borda superior da energia da borda inferior e multiplica-se esse valor pela seção de choque média do grupo considerado. Soma-se todos os valores de seção de choque média multiplicados pelas diferenças de energia e divide-se pelo valor da diferença de energia entre todos os grupos considerados e obtém-se a seção de choque média entre esses grupos. A tabela I-1 mostra todas as etapas descritas anteriormente para se obter a seção de choque média entre as energias $2,4192 \times 10^{-2}$ eV e $4,1176 \times 10^{-2}$ eV. A coluna "B" da tabela I-1 mostra os valores de energia das bordas inferiores dos grupos considerados. A coluna "C" mostra os valores de energia das bordas superiores dos grupos. A coluna "D" mostra a seção de choque correspondente a energia inferior do grupo codificada como SCBI (i). A coluna "E" mostra a seção de choque da borda superior do grupo SCBS (i). A coluna "F" mostra a média no grupo (i). Assim, a seção de choque média do grupo (i) é obtida pela seguinte expressão:

$$\sigma_i(E) = \frac{SCBI_i(E) - SCBS_i(E)}{2} + SCBS_i(E) \quad (I.1)$$

onde,

$SCBI_j$ = Seção de choque da borda inferior de energia do grupo j,

$SCBS_j$ = Seção de choque da borda superior de energia do grupo j.

A coluna "G" mostra a diferença de energia entre a energia da borda superior do grupo (i) e a energia da borda inferior do grupo (i). A coluna "H" mostra a multiplicação das seções de choque médias nos grupos pela diferença de energia no grupo (i), isso é a multiplicação entre os valores das linhas da coluna "F" pelos valores das linhas da coluna "H". Essa é a etapa da ponderação da seção de choque

pela energia. A coluna “I” mostra o resultado final da seção de choque para o conjunto dos 7 (sete) grupos considerados. A seção de choque média entre os n grupos é obtida pela seguinte expressão:

$$\sigma_{média(1,n)} = \frac{\sum \sigma_i (BS_i - BI_i)}{BS_n - BI_1} \quad (1.2)$$

onde,

$\sum \sigma_i (BS_i - BI_i)$ = Somatório das seções de choque dos grupos (i) multiplicadas pelas diferenças de energia nos grupos (i),

$BS_n - BI_1$ = Diferença de energia entre a borda superior do último grupo (n) da borda inferior do primeiro grupo (1).

A tabela I-2 mostra o cálculo da seção de choque efetiva na região entre 0,00 eV e 0,55 eV. Para se obter o valor da seção de choque efetiva multiplica-se os valores das linhas da coluna “M” que correspondem as porcentagens do fluxo total de nêutrons nos grupos (i) e os valores das seções de choque médias nos grupos (i) sendo que esses valores das seções de choque médias estão são apresentados na coluna “N”. Pode-se observar que a terceira linha da tabela I-2 corresponde ao cálculo efetuado para a obtenção da seção de choque média na tabela 1. A coluna “O” mostra os valores das seções de choque ponderadas pelos percentuais de fluxo nos grupos e a última linha da coluna “O” mostra o somatório dessas seções de choque e corresponde a seção de choque efetiva procurada.

Figura I.2 - Gráfico da seção de choque da reação de captura radiativa do AU197.

Tabela I.1 - Cálculo da seção de choque média entre sete grupos de energia.

A	B	C	D	E	F	G	H	I
Grupo	Borda inferior de energia do grupo (i) Bi_i (eV)	Borda superior de energia do grupo (i) BS_i (eV)	Seção de choque da borda inferior $SCBI_i$ (barns)	Seção de choque da borda superior $SCBS_i$ (barns)	Seção choque média $(SCBI_i + SCBS_i)/2 + SCBS_i$ (barns)	Intervalo de energia $BS_i - Bi_i$ (eV)	Seção de choque média X intervalo $BS_i - Bi_i$ (barns x eV)	Seção de choque média entre os grupos 1 e 7 $\sum$ coluna (H _i) / $(BS_n - BI_1)$ (barns)
1	2,4192E-02	2,5088E-02	100,892	99,1097	100,00085	0,0008951	8,9511E-02	
2	2,5088E-02	2,5300E-02	99,1097	98,7008	98,90525	0,0002125	2,1017E-02	
3	2,5300E-02	2,7891E-02	98,7008	94,0989	96,39985	0,0025906	2,4973E-01	
4	2,7891E-02	3,0741E-02	94,0989	89,727	91,91295	0,00285	2,6195E-01	
5	3,0741E-02	3,3888E-02	89,727	85,5626	87,6448	0,0031478	2,7589E-01	
6	3,3888E-02	3,7351E-02	85,5626	81,6203	83,59145	0,0034628	2,8946E-01	
7	3,7351E-02	4,1176E-02	81,6203	77,8629	79,7416	0,0038246	3,0498E-01	
						0,0169834 *	1,4925E+00 **	8,7882E+01

* $\sum (Bi_i - BS_i)$ ** $\sum (H_i)$

Tabela I-2 - Cálculo da seção de choque térmica efetiva da faixa de energia entre o primeiro e o décimo quinto grupo de fluxos percentuais nos grupos foram calculados pelos dados da distribuição de fluxo calculada pelo código MCNP-4C colapsados em 14 grupos e normalizada pelo fluxo total.

J	K	L	M	N	O
Grupo	Borda inferior da faixa de energia do grupo (eV)	Borda superior da faixa de energia do grupo (eV)	Porcentagem do fluxo no grupo (função peso $W(i)$)	Seção de choque do grupo (barns)	Seção de choque do grupo x Percentual do fluxo no grupo (barns)
1	0,0000E+00	4,1913E-03	0,927%	4,6960E+02	4,3530E+00
2	4,1913E-03	2,4192E-02	20,396%	1,4194E+02	2,8950E+01
3	2,4192E-02	4,1176E-02	19,88%	8,7882E+01	1,7474E+01
4	4,1176E-02	5,0031E-02	11,05%	7,4239E+01	8,2005E+00
5	5,0031E-02	6,0789E-02	9,90%	6,7597E+01	6,6939E+00
6	6,0789E-02	7,3862E-02	8,96%	6,1606E+01	5,5220E+00
7	7,3862E-02	8,9745E-02	8,58%	5,6218E+01	4,8222E+00
8	8,9745E-02	1,0904E-01	7,787%	5,1349E+01	3,9988E+00
9	1,0904E-01	1,3249E-01	4,572%	4,6971E+01	2,1473E+00
10	1,3249E-01	1,6099E-01	2,458%	4,3053E+01	1,0584E+00
11	1,6099E-01	1,9833E-01	1,711%	3,9442E+01	6,7487E-01
12	1,9833E-01	2,4097E-01	1,314%	3,6236E+01	4,7625E-01
13	2,4097E-01	2,9279E-01	0,681%	3,3507E+01	2,2810E-01
14	2,9279E-01	3,7096E-01	0,740%	3,0891E+01	2,2851E-01
15	3,7096E-01	5,5000E-01	1,041%	2,8087E+01	2,9230E-01
Faixa completa entre os grupos colapsados 1 até 15	0,0000E+00	5,50000E-01	100%		Seção de choque efetiva na faixa = 8,51197E+01

8 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] KHALAFI H.; GHARIB M. **Optimization of ^{60}Co production using neutron flux trap in the Tehran research reactor.** Annals of Nuclear Energy, 32, 331-341, 2005.
- [2] PROFIO, A.E. **Experimental Reactor Physics.** New York, Wiley, 1976.
- [3] BITELLI, U.D'U. **Medida e Cálculo da Distribuição Espacial e Energética de Nêutrons no Núcleo do Reator IEA-R1.** Dissertação de mestrado, IPEN, 1988.
- [4] KNOLL, G.F. **Radiation detection and measurement.** John Wiley & Sons, 1989
- [5] BITELLI, T. **Física e Dosimetria das Radiações.** 2ª Edição, Ed. Atheneu, 2006.
- [6] GLOWER, D.D. **Experimental reactor analysis and radiation measurements.** New York, McGraw-Hill, 1965.
- [7] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. **Nêutron Fluence Measurent.** Vienna, 1970. (Technical Reports Series nº 107).
- [8] TSOULFANIDIS, N.; EDWARDS, D.R.; KAO, L.; YIN, F. **Neutron fluence and threshold foil reaction rates in PWRs.** Trans. Am. Nucl. Soc., 45:592-3, 1983.
- [9] ZSOLNAY, E.M. **Neutron Flux and Spectrum Measurement by Activation Method.** Institute of Nuclear Techniques, Technical University of Budapest, Budapest, 1993.
- [10] <http://www.nds.iaea.org/reports/data/> **Dados das reações nucleares da agência internacional de energia atômica.**

- [11] GREENE, N.M.; PETRIE, L.M. ***XSDRNPM: A One-Dimensional Discrete – Ordinates Code for Transport Analysis***. Oak Ridge National Laboratory (DE-ACOS-96 OR 22464), 1998.
- [12] BRIEMEISTER, J.F. ***MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code (Version - 4C)***. Los Alamos National Laboratory, LA-13709-M, 2000.
- [13] HARMON, C.D.; BUSCH, R.D.; BRIEMEISTER, J.F.; FORSTER, R.A. ***Criticality calculations with MCNP: A Primer***. Los Alamos National Laboratory, LA-12827-M Manual, 1994.
- [14] Biblioteca ENDF/B-VII.0, endereço eletrônico:
<http://www.nds.iaea.org/exfor/endf.htm>
- [15] ZSOLNAY, E.M.; SZONDI, E.J. ***Neutron spectrum determination by multiple foil activation method***. Periodica Polytechnica, Electrical Engineering 26 (1982).
- [16] ZSOLNAY, E.M.; NOLTHENIUS, H.J.; GREENWOOD, L.R.; SZONDI, E.J. ***Reference data file for neutron spectrum adjustment and related radiation damage calculation***. Proceedings of the 7th ASTM-EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry. Strasbourg, France, 27-31 Aug., 1990. EUR 14356 EN. Eds: G. Tsotridis et al. Kluwer Academic Press (1992).
- [17] ZSOLNAY, E.M.; SZONDI, E.J. ***Experiences with neutron spectrum unfolding codes in different neutron spectra***. Report BME-TER-RES-3/82. Nuclear reactor of the technical University, Budapest, April 1982, ISBN 963 421 166 6.
- [18] SZONDI, E.J.; ZSOLNAY, E.M. ***Documentation of the Code SANDBP***. Report, Institute of Nuclear Techniques, Technical University of Budapest, Budapest, September 1992.
- [19] GONÇALVES MARTINS, F.P. ***Medida do Espectro de Energia dos Nêutrons no Núcleo do Reator IPEN/MB-01*** Dissertação de Mestrado, IPEN, 2006.

- [20] BITELLI, U.D'U. ***Medida de parâmetros integrais no reator IPEN/MB-01.*** São Paulo, Tese (Doutorado), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, 2001
- [21] DUDERSTADT, J.J.; HAMILTON, L.J. ***Nuclear Reactor Analysis.*** New York, John Wiley & Sons, 1976.
- [22] GLASSTONE, S. ***Principles of nuclear reactor engineering.*** D. Van Nostrand Company, Inc. 1955.
- [23] LAMARSH, J.R. ***Introduction to nuclear theory.*** Reading, Mass., Addison-Wesley, 1966.
- [24] WATT, B.E. ***Energy Spectrum of neutrons from thermal fission of U235.*** Phys. Rev. 87 (1952). 1037.
- [25] GONÇALVES, I.M.C. ***Sobre a determinação de Espectros de Neutrões Rápidos num Reactor Nuclear. Aplicação ao Reactor Português de Investigação.*** Instituto de Ciências e Engenharia Nucleares. Outubro, 1986.
- [26] ZIJP, W.L. ***Review of activation methods for the determination of neutron flux density spectra.*** Report, RCN-241, Petten, 1976.
- [27] GONÇALVES, L.B. ***Calibração dos canais nucleares do Reator IPEN/MB-01, obtida a partir da Medida da Distribuição Espacial do Fluxo de Nêutrons Térmicos no Núcleo do Reator Através da Irradiação de Folhas de Ouro Infinitamente Diluídas.*** Dissertação de mestrado, IPEN, 2008.
- [28] BERG, S. ***Modification of SAND II.*** Richland, WA, Battelle Pacific Northwest Labs., 1968. p.1-29. (BNWL-855).
- [29] McELROY, W.N, et al. ***SAND. Neutron Flux Spectra Determinations by multiple foil Activation n iterative e method.*** Oak Ridge National Laboratory, RSIC Computer Code Collection CCC - 112. May 1969.
- [30] McELROY, W.N.; BERG, S.; CROCKETT, T.; HAWKINS, R.G. ***SAND II – a computer-automated interactive method for neutron flux-spectra***

determination by foil activation. Kirtland AFB, NM, Air Force Weapons Laboratory, Sept. 1967. (AFWL-TR-67-41).

- [31] TASHANI, H. A. **Neutron Spectrum Calculation and Measurement at the Nuclear Reactor of Budapest Technical University.** Budapest 1997. Doctor of Philosophy Dissertation.
- [32] GRADER, R.J. **Measuring reactor neutron spectra with threshold detectors.** Rev. Sci. Instrum., 32(8):933,1961.
- [33] DERCKX, R. **Unfolding methods in neutron spectra measurements by foil activation technique.** Nuclear Instruments Methods, 105;1-4, 1972.
- [34] GREER, C.L.; HALBLEIB, J.A.; WALKER, J.V. **A technique for unfolding neutron spectra from activation measurements,** Report SC-RR-67-746-1967.
- [35] GREER, C.L.; WALKER, J.V. **A procedure for the computation of neutron flux from foil activation data. Spectra code, contribution to radiation measurements in nuclear power.** Proceedings of international conference at Berkeley nuclear laboratories, page 270 (Institute of Physics and Physical Society, London, 1966).
- [36] FISCHER, A., TORI, L. **The RFSP programme for unfolding neutron spectra from activation data.** Report INDC (HUN) – 8/U. International atomic energy agency, Vienna, 1972.
- [37] FISCHER, A. **RFSP-JL. A computer programme for unfolding neutron spectra from activation data.** Report F J, December, 1977.
- [38] KAM, F.B.K.; STALLMANN, F.W. **Crystal Ball. A computer code for determining neutron spectra from activation measurements.** Report ORNL/TM - 4601. OAK Ridge National Laboratory, June, 1974.
- [39] PEREY, F.G. **Least – Square dosimetry unfolding: The program STAY'SL.** Report ORNL/TM-6062, ENDF-254, OAK Ridge, March, 1986.

- [40] BITELLI, U.D'U. **Calibração de potência do reator IEA-R1 pela técnica de ativação**. IX Encontro Nacional de Física de Reatores e Termo-Hidráulica, Caxambu, Brasil, 1993
- [41] BENSCH, F. & FLECK, C.M. – **Cadmium Correction Factors of Several Thermal Neutron Foil Detectors**. Journal of Nuclear Energy, vol.27, pp.677-688, 1973.
- [42] BENSCH, F. **Flux depression and the absolute measurement of the thermal neutron flux density**. Atomkernergie, 25 (4):257-63, 1975.
- [43] WESCOTT, C.M. **Effective cross section values for well-moderated thermal reactor spectra**. Chalk River, Ontario, Atomic Energy of Canada, Sept. 1960.
- [44] KONDO, I. & SAKURAI, K. **Experimental evaluation of reactor neutron spectrum in irradiation field**. J. Nucl. Sci Technol., 18(6):461-72, 1981.
- [45] MO, S.C & OTT, K.O. **Resonance self shielding corrections for detector foils in fast neutron spectra**. Nucl. Sci. Eng., 95:214-24, 1987.
- [46] NORDHEIN, L.W.; KUNIUR, G.F. **A program of Research and Calculation of Resonance Absorption**. San Diego, CA, Gulf General Atomic CO., 1961.
- [47] ZIJP, W.L.; NOLTHENIUS, H.J.; **Neutron self shielding of activation detectors used in spectrum unfolding**. Petten, Reactor Centrum Nederland, Aug. 1975. (RCN-231).
- [48] MARTINHO, E.; GONÇALVES, I.F.; SALGADO, J. **Universal Curve of Epithermal Neutron Resonance Self-Shielding Factors in Foils, Wires and Spheres**. Instituto Tecnológico e Nuclear, Sacavém 2686-953, Portugal, Outubro 2002.
- [49] International Handbook of Evaluated Reactor Physics Benchmark Experiments, *Nuclear Energy Agency*, NEA/NSC/DOC(2006)1.
- [50] International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments, *Nuclear Energy Agency*, NEA/NSC/DOC(95)03.

- [51] **Origin User's Manual** – Version 4.0. Microcal Software, INC., USA, 1995
- [52] VUOLO, J.H. **Fundamentos da Teoria de Erros**. Editora Edgard Blücher, 1996.
- [53] REUS, U.; WESTMEIER, W. **Atomic Data and Nuclear Data Tables**. Marburg, Academic Press, 1983.
- [54] ZIJP, W.L. **Comparison of Neutron Spectrum Unfolding Codes**. International Atomic Energy Agency. IAEA – R – 1811 –F, 1979.
- [55] SHIBATA, K. et al. **Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-3: JENDL3.3**, J. Nucl. Sci. Technol. 39, 1125, 2002.
- [56] ZSOLNAY, E.M. **On the Quality of Uncertainty Information in the Internacional Reactor Dosimetry File IRDF 90**. Netherlands Energy Research Foundation ECN, June, 1992.
- [57] Atlas of Neutron Capture Cross Sections, endereço eletrônico: <http://www.nds.iaea.org/ngatlas2>
- [58] DINIZ, R. Comunicação pessoal. IPEN, janeiro de 2011.
- [59] MARTINS, F.R. **Medida de Parâmetros Nucleares de um Reator de Potência Zero Aplicando a Técnica de Análise de Ruídos**. IPEN, Dissertação de mestrado, 1992.